

PHYSIKALISCHES HANDWÖRTERBUCH

HERAUSGEGEBEN VON

ARNOLD BERLINER UND KARL SCHEEL

ZWEITE AUFLAGE

MIT 1114 TEXTFIGUREN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1932

MITARBEITER:

ALBERTI, E., BERLIN
BASCHIN, O., BERLIN
BEHNKEN, H., BERLIN
BENNEWITZ, K., JENA
BEREK, M., WETZLAR
BERLINER, A., BERLIN
BOEGEHOLD, H., JENA
BORINSKI, W., BERLIN
BORN, M., GÖTTINGEN
BOTTLINGER, K. F., NEU-
BABELSBERG
CASSEL, H., BERLIN
CRANZ, C., BERLIN
DITTLER, R., MARBURG A. L.
v. EBERHARD, O., ESSEN
EBERT, H., BERLIN
EGGERT, J., LEIPZIG
EGGERT, M., LEIPZIG
EISNER, F., BERLIN
ERK, S., BERLIN
ESAU, A., JENA
FRANK, PH., PRAG
FREUNDLICH, E., POTSDAM
GEMANT, A., BERLIN
GERLACH, W., MÜNCHEN
GÖPEL, F., BERLIN
GRAMMEL, R., STUTTGART
GRÈBE, L., BONN
GRÖBER, H., BERLIN
GÜMLICH †, E., BERLIN
GÜNTHER, P., BERLIN
GÜNTHERSCHULZE, A.,
DRESDEN

HAHN, O., BERLIN
HARTINGER, H., JENA
HENNING, F., BERLIN
HESS, V., GRAZ
HOFFMANN, F., BERLIN
HOPF, L., AACHEN
JÄGER, G., WIEN
JAEGER, R., BERLIN
JAEGER, W., BERLIN
JUNG, K., POTSDAM
KALLMANN, H., BERLIN
KLEIN, P., BERLIN
KLINGSPORN, K., BERLIN
KOHLLRAUSCH, K. W. F.,
GRAZ
KONEN, H., BONN
KÖNIG, A., JENA
KRAUSE, M., BERLIN
KRUSE, W., BERGEDORF
LADENBURG, R., BERLIN
LIEBENTHAL, E., BERLIN
LÖWE, F., JENA
MARX, G., MÜNCHEN
MASING, G., BERLIN
MEIDINGER, W., BERLIN
MEISSNER, A., BERLIN
MERTÉ, W., JENA
MEYER, G., FREIBURG I. BR.
MÜLLER, C., BERLIN
NÁDAI, A., PITTSBURGH (USA)
NIPPOLDT, A., POTSDAM
NODDACK, W., BERLIN
OLLENDORFF, F., BERLIN

PAULI jr., W., ZÜRICH
PAVEL, F., POTSDAM
POHLHAUSEN, K., BERLIN
PREY, A., PRAG
PRINGSHEIM, P., BERLIN
REICHENBACH, H., BERLIN
v. ROHR, M., JENA
ROTHER, E., CHEMNITZ
RUKOP, H., KÖLN
SCHALLER, R., JENA
SCHEEL, K., BERLIN
SCHIEBOLD, E., LEIPZIG
SCHLEICHER, F., MAINZ
SCHMIDT, R., BERLIN
SCHNEIDER, L., MÜNCHEN
SCHÖNROCK, O., BERLIN
SCHRENK, O., GÖTTINGEN
SCHWAB, G. M., MÜNCHEN
SIMON, F., BRESLAU
v. SIMSON, K., BERLIN
SMEKAL, A., HALLE A. S.
v. STAAL, W., BERLIN
STÜVE, G., FRANKFURT/M
TETENS, O., LINDENBERG
WAETZMANN, E., BRESLAU
WENDLANDT, R.,
PIESTERITZ
WOHL, K., BERLIN
WOLF, K. L., KIEL
WOLFF, H., LUDWIGS-
HAFEN/RH.
ZERKOWITZ, G., MÜNCHEN

ISBN-13: 978-3-642-98828-8

e-ISBN-13: 978-3-642-99643-6

DOI: 10.1007/978-3-642-99643-6

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.

COPYRIGHT 1932 BY JULIUS SPRINGER IN BERLIN.

Softcover reprint of the hardcover 2nd edition 1932

WALTHER NERNST

ZUM

SECHZIGSTEN GEBURTSTAGE

AM 25. JUNI 1924

DIE HERAUSGEBER

Vorwort zur zweiten Auflage.

Die Ergänzung des Handwörterbuches, die sich in der Zunahme seines Umfanges von 57 Bogen auf 90 Bogen ausspricht, ferner die Erhaltung des früheren Mitarbeiterstabes und, soweit es notwendig war, seine gleichwertige Ergänzung sprechen deutlich für die Verbesserung des Buches. Die Herausgeber sehen daher der Aufnahme seiner zweiten Auflage durch die daran Interessierten ohne jede Befürchtung entgegen. Den Mitarbeitern danken sie herzlich für die aufgewandte Mühe, namentlich den pünktlichen, die eine bewundernswerte Geduld bewiesen haben. Ganz besonders aber danken sie dem Verlage Julius Springer, Berlin, der es in einer wirtschaftlich so schweren Zeit unternommen hat, die neue Auflage herauszubringen, und zwar in der für den Verlag selbstverständlichen ausgezeichneten Form.

Berlin, im November 1931.

Die Herausgeber.

Vorwort zur ersten Auflage.

Die Vorrede zu einem Buche soll nach einer Anweisung Lessings nichts enthalten als seine Geschichte. Dieser Anweisung folgen wir.

Der Plan zu dem Buche entstand — noch während des Krieges — aus einer Erörterung zwischen einigen Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft über die Schwierigkeit, sich über einen physikalischen Begriff, eine Theorie u. dgl. einigermaßen schnell und zuverlässig zu unterrichten. Der Weg über die Lehrbücher, Monographien usw. ist zeitraubend und meist unbefriedigend. Der Vorschlag, ein „Physikalisches Handwörterbuch“ zu veranstalten, ergab sich so fast von selbst. Es sollte über die Einzelheiten der Physik und der physikalischen Technik eine erste Belehrung geben, sollte auch den Physiker über das unterrichten, was seinem eigenen Arbeitsgebiet fern liegt, aber noch mehr als für die Physiker für diejenigen bestimmt sein, die die Physik als Hilfsfach gebrauchen. Daraus ergaben sich die Form und der Inhalt seiner Artikel.

Ein Probefbogen mit Beiträgen von präsumtiven Mitarbeitern, obendrein mit leicht zu befolgenden Anweisungen über Umfang der Artikel, Aufstellung der Stichwortliste u. dgl. mehr trug für das einigermaßen Vorausschbare Sorge. Da die Herausgeber wußten, wer für ein gegebenes Gebiet zuständig ist, so waren Fehler hier kaum zu befürchten. Der Zweck des Buches war durch den Probefbogen deutlich bezeichnet und die Aufstellung der Stichwortliste aus naheliegenden Gründen den Bearbeitern überlassen. Die Zusage zur Mitarbeit war im allgemeinen nicht schwer zu erhalten, und so schien alles in bester Ordnung — schien!

Ob Lessing zur Geschichte eines Buches auch die Naturgeschichte des Autors rechnet, ist nicht gesagt — gleichviel: an der Geschichte dieses Handwörterbuches hat die Psychologie der Autoren bestimmenden Anteil.

Aller Anfang ist leicht. Einige Stichwortlisten kamen überraschend pünktlich, und zeigten, daß wirklich nur der mit dem Gebiet Vertraute eine gute Stichwortliste aufstellen kann. Die Photometrie, die theoretische Mechanik, die Meteorologie, die Geophysik, die Astronomie u. dgl. mehr beweisen es. Und diese Pünktlichen waren später ebenso pünktlich und sorgsam mit der Ablieferung des Manuskriptes. Aber dafür kamen andere Stichwortlisten trotz erneuter Zusage überhaupt nicht, ungeachtet wiederholter Bitten und Hinweise darauf, daß es zu spät sei, einen anderen Mitarbeiter zu gewinnen. Wir haben in dieser Beziehung alles erfahren, was es an Unbekümmertheit um Rücksichten auf das Recht des andern gibt. Wir geben zwei Beispiele: A sagt Mitarbeit zu, lehnt aber die wiederholte Bitte um die Stichwortliste ab, da die Zusage der Mitarbeit ja genüge, das Manuskript werde pünktlich eingehen. Das Manuskript kam nicht. Eine Mahnung lange nach dem Ablauf des Termins blieb ohne jede Antwort, und ein Appell von anderer uns befreundeter Seite, der wir die Empfehlung dieses „Mitarbeiters“ zu verdanken hatten, brachte die Antwort, es sei ihm nicht geglückt, Herrn Soundso dazu zu bewegen usw. Hier handelte es sich um ein so kleines Gebiet, auf dem es überdies viele kompetente Mitarbeiter gab, daß es glückte, den Ausfall zu ersetzen. Unglücklicher liegt der zweite Fall. B — ein auf seinem Gebiete besonders angesehener Forscher — sagt nicht nur sofort zu, sondern sendet auch bald die sehr gut unterteilte Stichwortliste. Dieser „Mitarbeiter“ hat nicht nur das Manuskript nicht geliefert, sondern ist auch zu keiner Antwort mehr zu bewegen gewesen. Nur die Mitteilung, die Vorrede werde darauf hinweisen, daß das betreffende Gebiet ausfalle, weil Herr B die Bearbeitung zugesagt und die Herausgeber in dem Glauben an sein Wort gelassen habe und diese erst zu spät die Täuschung erkannt hätten, schreckte ihn und er sagte dem einen von uns mündlich zu, das Manuskript werde in „drei Wochen“ in unsern Händen sein, er habe es schon längst senden wollen, da es so gut wie fertig sei. Und nun begann dieselbe Komödie von neuem — mit dem Erfolge, daß das Gebiet fast völlig fehlt, bis auf einige von einem hilfsbereiten Kollegen geschriebene ausgezeichnete Artikel.

Zwischen den Zuverlässigen und den zuletzt beschriebenen hoffnungslosen Fällen finden sich Übergänge in allen Schattierungen. Die Folge ist, daß das Buch — ungefähr wie die erste Auflage des Landolt-Börnstein — ein Torso oder vielmehr ein Anfang ist —, aber ein Anfang, der die Nützlichkeit des Unternehmens in helles Licht setzt. Noch länger mit der Veröffentlichung des Vorhandenen zu warten, ging nicht an — aus Rücksicht auf die Mitarbeiter, aus Rücksicht auf den stets einsichtsvollen und großzügigen Verleger, vor allem aber aus Rücksicht auf den Stoff, um ihn vor dem Veralten zu bewahren. Was das Handwörterbuch enthält, ist natürlich durchaus zuverlässig, dafür bürgen die Namen der Verfasser.

Fassen wir alles zusammen — Vorzüge und Mängel des Buches, so dürfen wir sagen: die Vorzüge liegen in dem Vorhandenen, die Mängel in dem Fehlenden. Die Herausgeber haben kein Verdienst um die Vorzüge und keine Schuld an den Mängeln. Und deswegen können sie das Buch mit gutem Gewissen hinausgehen lassen mit dem von Logau stammenden Geleitwort:

Geh hin, mein Buch, in alle Welt; steh aus was dir kömmt zu.
Man beiße dich, man reiße dich: nur daß man mir nichts thu.

Berlin, im April 1924.

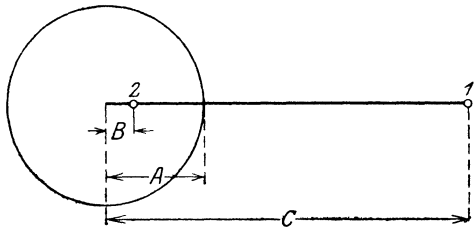
Die Herausgeber.

A

Abbild s. Strahlenbegrenzung.

Abbildbare Linie (Gullstrand) s. Optische Abbildung.

Abbildung, elektrische. Die Methode der elektrischen Abbildung findet weitgehende Anwendung bei elektrostatischen Problemen, insbesondere, wenn es sich darum handelt, eine Kapazitäts- und Ladungsverteilung zu ermitteln. Dabei ist zunächst die Erscheinung der Influenz zu betrachten (s. diese). Hat man einen mit der Ladung $+e$ geladenen Punkt P im freien Raume, so ist die Potentialverteilung seines Feldes, betrachtet an einer von diesem Punkt P um die Strecke r entfernten Stelle, durch die Gleichung $\varphi=e/r$ gegeben; bringt man diesem Punkt eine unendliche leitende Ebene gegenüber, so wird das Feld modifiziert. Für die Berechnung macht man dann die Ebene dadurch zu einer Äquipotentialfläche, daß man sich auf der dem Punkt P entgegengesetzten Seite einen zweiten Punkt Q mit der Ladung $-e$ denkt, der in bezug auf die Ebene das Spiegelbild des Punktes P darstellt. Dieser Punkt heißt der Bildpunkt. Das Potential ergibt sich dann zu $\varphi=e/r-e/r'$, wo r wieder die Entfernung eines Aufpunktes von P, r' die Entfernung desselben vom Bildpunkt Q bedeuten. Die gesamte Ladung der Ebene ist somit $-e$ (vgl. unter Influenz). W. Thomson hat die Lösung des Problems durch elektrische Abbildung auch auf kugelförmige Leiter ausgedehnt. Man kann auf diese Weise z. B. die Kapazität zweier paralleler exzentrischer Zylinder (Doppelleitung) sowie den Spezialfall, die Kapazität eines Zylinders und einer Ebene (Einzelleitung) berechnen. Die beistehende Fig. stelle den Schnitt durch eine



Erläuterung der elektrischen Abbildung.

Zylinderfläche vom Radius A dar, parallel zu deren Achse im Abstand C die Gerade 1 mit der Ladung $-q$ laufe. Man ersetzt für die Rechnung die Zylinderfläche durch eine Gerade 2 mit der Ladung $+q$. Diese so abgebildete Gerade habe von der

Zylinderachse den Abstand B. Dann muß die Bedingung erfüllt sein: $B \cdot C = A^2$, d. h. der Radius A muß die mittlere Proportionale zwischen den beiden Abständen sein. Man nennt die auf der Figur durch 1 und 2 bezeichneten Durchstoßungspunkte inverse Punkte in bezug auf die Zylinderfläche. Ganz analog verfährt man in dem Fall, daß zwei parallele Zylinderflächen vorliegen und führt die Aufgabe auf Berechnung des Potentials zweier paralleler Geraden zurück. Alle derartigen Betrachtungen gelten aber nur unter der Voraussetzung, daß alle anderen Leiter genügend weit entfernt sind, um ihren Einfluß vernachlässigen zu können. — Eine Abbildung formaler Natur benutzt W. Rogowski³⁾. Mit Hilfe der gleich gebauten Ausdrücke $\mathfrak{H} = \text{rot } \mathfrak{A}$ und $4\pi \mathfrak{Z} = \text{rot } \mathfrak{H}$ bildet er das Vektorpotential \mathfrak{A} durch ein magnetisches Feld \mathfrak{H} , \mathfrak{H} dagegen durch eine elektrische Strömung $4\pi \mathfrak{Z}$ ab.

R. Jaeger.

Näheres s. 1. Maxwell. Treat. I. Teil Kap. XI. 2. Riemann-Weber. Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. Vieweg 1910. I. Bd. 351 ff. 3. W. Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik 2, 234. 1914. I. 290. 1912.

Abbildung, konforme s. Abbildung.

Abbildung (Mathematik) nennt man im allgemeinen die Projektion einer Figur (ebenes Gebilde) oder eines Körpers (räumliches Gebilde) auf eine bestimmte Ebene. Sie kann auf unendlich viele Arten geschehen. Am gebräuchlichsten sind zwei:

1. Parallelsprojektion. Hierbei sind sämtliche abbildenden Strahlen einander parallel.

2. Zentralprojektion. Alle abbildenden Strahlen gehen hier sämtlich durch einen bestimmten Punkt.

Abbildung, „konforme“. In der Mathematik kennt man noch ein anderes Verfahren der Abbildung, die sog. „konforme“. Man wendet es in der Physik bei ebenen Problemen der Strömungstheorie und in der Elektrostatik an. Hat man es bei den Strömungs- bzw. Kraftlinien mit komplizierten Gebilden zu tun, so bestimmt man diese für elementare und bildet sie dann so ab, daß es den gegebenen Verhältnissen entspricht. Es sei $w=f(z)$ eine analytische Funktion der komplexen Veränderlichen $z=x+iy$. Trennt man den reellen Teil vom imaginären, so erhält man: $w=u(x,y)+iv(x,y)$, wobei u und v reelle Funktionen der reellen Veränderlichen x und y sind. Nun kann man, ebenso wie man $z=x+iy$ als Punkt der xy -(-) Ebene ansieht, $w=u+iv$ als Punkt der u - v (-) Ebene betrachten. Beschreibt z in der z -Ebene eine Kurve, so entspricht dieser eine in der

w-Ebene, und man spricht von einer „Abbildung“ von z in die w -Ebene. Hierbei treten merkwürdige Verhältnisse auf. Besonders beachtenswert sind aber zwei:

1. Zwei Kurven der z -Ebene schneiden sich unter dem selben Winkel wie ihre Abbildungen in der w -Ebene (Winkeltreue Abbildung).

2. Die Linienelemente dieser beiden Kurven verhalten sich an einer beliebigen Stelle der z -Ebene ebenso wie die der Abbildungen an der entsprechenden Stelle der w -Ebene (Ähnlichkeit in den kleinsten Teilen).

Man spricht daher von einer „konformen“ Abbildung. *Klingsporn.*

Abbildung durch photographische Objektive.

Eine photographische Aufnahme hat in der Regel die Aufgabe, eine zu ihrer optischen Achse senkrechte Ebene, die Einstellenebene, wieder in eine achsensenkrechte Ebene, die Mattscheibenebene, abzubilden. Diese Abbildung muß immer reell sein, da ja das Bild auf der lichtempfindlichen Schicht eines Films oder einer Platte aufgefangen werden soll. Ist a die Entfernung der Einstell- oder Dingebene von dem dingeitigen Hauptpunkt, und b die Entfernung der Bildebene vom bildseitigen Hauptpunkt, so ist

$$(1) \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Dabei sei hier bemerkt, daß es in der photographischen Literatur üblich ist, sowohl die vordere und die hintere Brennweite gleichbezeichnet, und zwar als positiv zu wählen, als auch a in der Richtung von dem zugehörigen Hauptpunkt zur Dingebene bzw. b von seinem zugehörigen Hauptpunkt zur Bildebene als positiv zu rechnen. Führt man m als Abbildungsmaßstab ein, d. h. m gibt das Vielfache bzw. den Bruchteil einer Strecke in der Dingebene von ihrer Bildstrecke an, so gelten weiter die Beziehungen

$$(2) \quad x = m \cdot f \quad \text{und}$$

$$(3) \quad x' = \frac{f}{m} \quad \text{oder}$$

$$(4) \quad x \cdot x' = f^2.$$

Hierbei ist x die Entfernung der Dingebene und x' die der Bildebene von dem entsprechenden Brennpunkte. Aus der Gleichung (1) oder (4) kann man also unmittelbar zu einem auf der Achse gelegenen Dingpunkt, wenn die Haupt- bzw. Brennpunkte und die Brennweite bekannt sind, den zugehörigen Bildpunkt finden. Das Bild eines im Unendlichen liegenden Dingpunktes, der nicht auf der Achse liegt, und dessen von ihm ausgehendes Parallelstrahlenbündel gegen die optische Achse unter dem Winkel w geneigt sei, liegt in der Brennebene von der optischen Achse um h' entfernt, wobei

$$(5) \quad h' = f \cdot \text{tang } w \quad \text{ist.}$$

Die photographische Abbildung erfolgt heutzutage fast ausschließlich durch Linsen. Die durch diese bedingten Fehlerabweichungen von der Idealabbildung, die von trivialen Fällen abgesehen nach den Grundgesetzen der geometrischen Optik überhaupt nicht möglich ist, führen zu gewissen Einschränkungen der Gültigkeit der Beziehungen (1) bis (5). Der Idealfall nämlich, daß die sämtlichen Lichtstrahlen, die von einem Punkte der Einstellenebene ausgehen und durch die Aufnahme linse hindurchgelangen, sich wieder in einem Punkte der Bildebene vereinigen, ist selbstverständlich bei einem photographischen Objektiv nicht verwirklicht. Es kann

sich bei ihm wie bei jedem korrigierten optischen Linsensystem nur darum handeln, eine möglichst weitgehende Hebung der störenden Abbildungsfehler herbeizuführen. Gerade bei photographischen Objektiven ist die Lösung dieser Aufgabe ziemlich schwierig, da es sich bei solchen Linsen darum handelt, durch weitgeöffnete Bündel ein ausgedehntes Gesichtsfeld abzubilden. Die Fehler, die die Abbildungsgüte einer photographischen Aufnahme beeinflussen, sind die sphärischen Aberrationen, die Nichterfüllung der Sinusbedingung, die Koma, die sagittale und tangentielle Bildfeldwölbung bzw. der Astigmatismus. Als weiterer Fehler, der allerdings nicht die Bildschärfe beeinträchtigt, ist noch die Verzeichnung zu beseitigen. Hierzu treten außerdem die Farbenfehler.

Man pflegt ein photographisches Linsensystem als „sphärisch korrigiert“ zu bezeichnen, wenn der von einem auf der Achse gelegenen Dingpunkt ausgehende Randstrahl, d. i. der Strahl, der gerade noch am Rande der Eintrittspupille vorbeigeht, dieselbe Schnittweite (Entfernung des Schnittes des Strahles mit der Achse vom letzten Linsenscheitel) besitzt, wie der Null-Strahl, der von jenem Dingpunkt kommend im „fadenförmigen Raum um die Achse“ verläuft. Die übrigen zwischen Rand- und Nullstrahl liegenden Strahlen des Dingpunktes besitzen im allgemeinen andere Schnittweiten als die Null- und Randstrahlen des sphärisch korrigierten Systems. Diese Abweichungen von der idealen Strahlenvereinigung, die man „Reste der sphärischen Aberration“ oder auch „sphärische Zonen“ nennt, sind von Einfluß auf die Mittelschärfe des Bildes. Je geringer sie sind, um so besser wird diese in der Regel sein. Nimmt man beispielsweise an, daß der axiale Dingpunkt, dessen sphärische Aberrationen graphisch dargestellt werden sollen, im Unendlichen liegt, so laufen alle von ihm ausgehenden Strahlen der optischen Achse parallel, und es wird aus dieser Strahlenmannigfaltigkeit durch die Eintrittspupille ein körperlicher Zylinder von Strahlen ausgeschnitten, die für die Abbildung wirksam werden. Man kann sich dann den Verlauf der sphärischen Aberrationen dadurch anschaulich darstellen, daß man die Größenunterschiede der Schnittweiten der Strahlen verschiedener Einfallshöhen von der Schnittweite des Null-Strahls in ein Koordinatenkreuz einträgt. Um solche Kurven der sphärischen Aberrationen für die verschiedensten Objektive miteinander vergleichen zu können, pflegt man sie, wie das v. Rohr („Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs“) getan hat, sämtlich für die Objektiv-Brennweite $f=100$ mm in einem verabredeten passenden Maßstab darzustellen. Die nachstehenden Figuren zeigen die Kurven eines sphärisch unterkorrigierten, eines sphärisch überkorrigierten und eines sphärisch korrigierten Objektivs.

Neben der Beeinträchtigung der Mittelschärfe durch große sphärische Zonen können diese der Grund zur „Einstellungsdifferenz“ sein, einer Erscheinung, die darin besteht, daß für verschiedene Blendenöffnungen die Lage des Achsenbildpunktes, d. h. der Stelle der besten Strahlenvereinigung auf der Achse, ebenfalls verschieden ist. In den meisten Fällen genügt es, die sphärischen Aberrationen für den unendlich fernen Achsenpunkt zu kennen, da auch für solche Achsenpunkte, die nicht sehr nahe am Objektiv liegen, Größe und Sinn der sphärischen

Abweichungen sich nicht wesentlich von denen des ∞ fernen Punktes zu unterscheiden pflegen. Der Fall, daß der Abbildungsmaßstab m nahe gleich

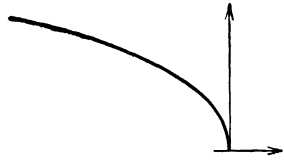


Fig. 1. Kurve der sphärischen Aberrationen eines sphärisch unterkorrigierten Objektivs.

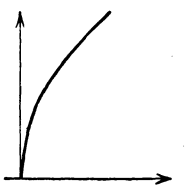


Fig. 2. Kurve der sphärischen Aberrationen eines sphärisch überkorrigierten Objektivs.



Fig. 3. Kurve der sphärischen Aberrationen eines sphärisch korrigierten Objektivs.

1 ist, kommt in der Photographie ziemlich selten vor. Ein Sondergebiet allerdings, wo häufig Aufnahmen mit geringen Vergrößerungen oder Verkleinerungen zu machen sind, ist z. B. die Reproduktionstechnik. Deswegen sind Reproduktionsobjektive meist für Ding- und Bildgleichheit oder wenigstens diesen nahe kommende Abbildungsverhältnisse sphärisch korrigiert.

Bei einer leistungsfähigen photographischen Aufnahme linse ist ferner die Erfüllung der Abbeschen Sinusbedingung zu fordern. Ihre Befriedigung für die ganze Öffnung des Objektivs, für die auch der Achsenpunkt streng abgebildet wird, ist ein notwendiges und hinreichendes Merkmal dafür, daß auch das Flächenelement in jenem aberrationsfreien Punkte senkrecht zur Achse streng abgebildet wird. Rückt der zu dem Flächenelement gehörige Achsenpunkt — er heiße P — ins Unendliche, so lautet die Abbesche Sinusbedingung

$$(6) \quad \frac{h}{\sin u'} = f_0.$$

Hierin ist f_0 die Brennweite der achsenbenachbarten Strahlen (d. h. des bereits erwähnten fadenförmigen Raumes um die Achse herum), h die Einfallshöhe eines von dem ∞ fernen Achsenpunkte herkommenden Strahles und u' der Winkel, unter dem dieser nach Durchlaufung des Objektivs die Achse schneidet. Entsprechend den Kurven der sphärischen Abweichungen kann man durch Abtragung der Werte von $\frac{h}{\sin u'}$ — f_0 als Abszissen und der Höhen

h als Ordinaten eine Schaulinie für die Erfüllung der Sinusbedingung erhalten. Legt man auch für diese Kurven ein für allemal denselben Maßstab für die Abszissen und ebenso für die Ordinaten fest, und geht stets von der Brennweite $f_0 = 100$ mm aus, so kann man auch diese graphischen Darstellungen für die verschiedensten Objektive untereinander vergleichen.

Wesentlich verwickelter liegen die Verhältnisse bei der Abbildung von Punkten der Einstellenebene, die außerhalb der Achse liegen. Das hat seinen Grund hauptsächlich darin, daß da nicht mehr die Betrachtung des Verlaufs der Strahlen in einem

Meridianschnitt genügt. Wird ein solcher außerhalb der Achse gelegener Punkt durch ein weitgeöffnetes Bündel abgebildet, so pflegt man die Abweichungen von der idealen, punktuellen Vereinigung der zugehörigen Bildstrahlen mit dem Sammelpunkt „Koma“ zu bezeichnen. Eine größere Zahl von graphischen Darstellungen von Koma-Abweichungen, etwa entsprechend den Schaulinien der sphärischen Aberrationen oder der Abweichungen von der Sinusbedingung sind in der Literatur nicht bekannt geworden. Bei der rechnerischen Untersuchung der Abbildung eines außeraxialen Dingpunktes durch ein weitgeöffnetes Strahlenbündel betrachtet man meist nur die Vereinigung der in der durch den Dingpunkt und die optische Achse bestimmten Meridianebene verlaufenden Strahlen und nennt dann die Abweichung von der punktuellen Vereinigung „meridionale Koma“. Die Durchrechnung windschiefer Strahlen ist an sich nicht schwierig, erfordert aber langwierige Rechnungen, und unterbleibt deswegen fast immer. Die experimentelle Untersuchung der Kaustik eines durch ein weitgeöffnetes Strahlenbündel abgebildeten, außerhalb der Achse gelegenen Dingpunktes zeigt, daß diese Kaustik sehr kompliziert gebaut ist.

Rechnerisch einfacher zu verfolgen und daher besser bekannt ist der Astigmatismus. Denkt man sich, im Gegensatz zu der bei der Besprechung der Koma zugrunde gelegten Annahme, die Abbildung eines außerhalb der Achse gelegenen Dingpunktes, zunächst durch ein unendlich enges Bündel abgebildet, so lassen sich für ihn im Bildraume zwei Stellen bester Strahlenvereinigung finden, die man „sagittalen“ und „tangentialen“ Bildpunkt nennt. Werden in der geschilderten Weise sämtliche Punkte der Dingebene durch die Aufnahme linse abgebildet, so besteht das Bild der Dingebene in der Regel in zwei Flächen, der sagittalen und der tangentialen Bildschale. Diese Bildschalen berühren sich in der optischen Achse und haben dort als gemeinschaftliche Tangentialebene die der Dingebene entsprechende Bildebene der idealen Abbildung. Um letzterer möglichst nahezukommen, wird von einem gut korrigierten photographischen Objektiv verlangt, daß diese beiden Bildschalen sich auch



Fig. 4. Kurven der sagittalen u. tangentialen Bildfeldwölbungen. — sagittale Bildfeldwölbungskurve. --- tangentialen Bildfeldwölbungskurve.

so kann man die sagittalen und tangentialen Bildfeldwölbungen der einzelnen Objektive untereinander vergleichen. Die Abszissendifferenz je eines Punktes der beiden Kurven für die Bildfeldkrümmung, der dieselbe Ordinate besitzt, ist dann ein Maß für den Astigmatismus. Nachstehende Figur zeigt beispielsweise die sagittale und tangentiale Bildfeldwölbung für ein Zeiß-Planar, und zwar für die Abbildung der ∞ fernen Dingebene.

Selbstverständlich sind Astigmatismus und Bildfeldwölbung von der Lage der Dingebene abhängig.

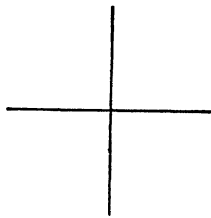


Fig. 5. Erläuterung der Wirkung des Astigmatismus auf die Abbildung. Außerhalb der Achse liegendes Kreuz, dessen vertikaler Balken in einem Achsenschnitt liegt.

Um die Wirkung des Astigmatismus auf die Abbildung zu erläutern, kann z. B. ein kleines Kreuz, das außerhalb der Achse liegt, und in Figur 5 dargestellt ist, als Objekt dienen; der eine Balken des Kreuzes, z. B. der vertikale, soll gehörig verlängert die Objektivachse schneiden. Stellt man die lichtempfindliche Schicht in die Fläche der sagittalen Bildpunkte ein, so erscheint der Vertikalstrich scharf abgebildet, der Horizontalstrich dagegen unscharf. Umgekehrt verhält sich die Schärfe der beiden Bildlinien, wenn die lichtempfindliche Schicht in die Fläche der tangentialen Bildpunkte eingestellt ist. Die beiden Figuren 6 und 7 zeigen diesen Sachverhalt. Damit sind die Bildfehler,



Fig. 6. Abbildung bei Einstellung der lichtempfindlichen Schicht in die Fläche der sagittalen Bildpunkte.



Fig. 7. Abbildung bei Einstellung der lichtempfindlichen Schicht in die Fläche der tangentialen Bildpunkte.

nämlich die sphärischen Aberrationen, die Abweichungen von der Sinusbedingung, die Koma, die sagittale und tangentiale Bildfeldkrümmung und der Astigmatismus, die sämtlich für die Bildschärfe einer photographischen Linse maßgebend sind, besprochen, und zwar zunächst unter der Annahme, daß monochromatisches Licht von dem abzubildenden Ding ausgeht. Sind diese Fehler bei einem gut berichtigten photographischen Objektiv als möglichst klein zu fordern, so ist noch ferner zu verlangen, um einer idealen Abbildung nahe zu kommen, daß der Abbildungsmaßstab m für das ganze Bildfeld einen möglichst einheitlichen Wert hat, oder, mit anderen Worten, daß die Dingebene möglichst ähnlich abgebildet wird.

Die Abweichung von der streng ähnlichen Abbildung nennt man „Verzeichnung“. Die Verzeichnungswerte v , die man durch die Gleichung

$$(7) \quad v = \frac{h' - h}{h'}$$

festsetzen kann, findet man für eine große Zahl von photographischen Linsen in einer Abhandlung von E. Wandersleb (Über die Verzeichnungsfelder photographischer Objektive, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1907, S. 33—37, und S. 75—85)

anschaulich dargestellt. In Gleichung (7) ist h' die wirkliche Entfernung eines Bildpunktes von der optischen Achse, und h die Entfernung bei streng ähnlicher Abbildung. Je nachdem der Abbildungsmaßstab von der Mitte des Bildfeldes nach dem Rande ab- oder zunimmt, spricht man von tonnen- oder kissenförmiger Verzeichnung. Diese Benennung erklärt sich aus der Krümmung der Bildlinien eines verzeichnenden photographischen Objektivs, die den geraden Linien in der Dingebene, die die optische Achse nicht schneiden, entsprechen. Die Fig. 8 zeigt ein quadratisches Ding, zu dessen Ebene die optische Achse senkrecht steht

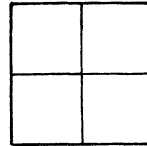


Fig. 8. Quadratisches Ding.



Fig. 9. Kissenförmig verzeichnet.



Fig. 10. Tonnenförmig verzeichnet.

und dessen Mittelpunkt sie durchsetzt. Fig. 9 zeigt dieses Ding kissenförmig und Fig. 10 tonnenförmig verzeichnet.

Mit der Schärfe und der Ähnlichkeit der Abbildung für Licht einer bestimmten Wellenlänge ist es nicht allein getan, sondern es ist notwendig, auch Farbenreinheit des Bildes herbeizuführen. Abgesehen von einigen Sonderfällen, etwa von denen der Himmelsphotographie, achromatisiert man die photographischen Objektive für die Wellenlängen, die den Linien D und G' des Spektrums entsprechen, und zwar ist es notwendig, für diese beiden Lichtarten sowohl die Brennpunkte wie die Hauptpunkte zusammenfallen zu lassen. Die Aufnahmelinse ist dann stabil-achromatisch, d. h. sie ist frei von chemischem Focus für verschiedene Dingabstände. In der Regel ist dann auch der Abbildungsmaßstab für beide Farben der gleiche. Bei Dreifarbenaufnahmen ist auch eine Beseitigung der Fehler für drei Farben notwendig; man hat dann z. B. für die Farben: rot, gelb und blau die Schnitt- und Breiten gleichzumachen. Auch die übrigen oben besprochenen Fehler, wie die sphärischen Aberrationen usw., haben für die einzelnen Farben des Spektrums verschieden große Werte, und es ist dafür zu sorgen, daß diese für die Zwecke, denen die Aufnahmelinse dienen soll, noch erträglich bleiben.

Die bisherigen Überlegungen legten als Aufgabe einer photographischen Linse die Abbildung einer Ebene in eine Ebene zugrunde. In der Praxis liegen die Verhältnisse in der Regel nicht so einfach. Abgesehen von Reproduktionen von Zeichnungen oder ähnlichen Gegenständen wird es sich meist darum handeln, ein räumlich ausgedehntes Ding auf die lichtempfindliche Schicht zur Abbildung zu bringen. An Stelle dieses dreidimensionalen Gebildes tritt für die Abbildung durch die photographische Linse eine ebene Perspektive. Diese wird gewonnen durch die Zentralprojektion der einzelnen Raumpunkte von der Mitte der Eintrittspupille aus auf die Einstellebene, d. h. eine Ebene, die passend durch den räumlichen Aufnahmegegenstand gelegt ist. Eigentlich scharf werden selbstverständlich nur die Punkte, die in dieser Dingebene liegen, abgebildet. Alle übrigen Punkte sind ersetzt zu denken durch kleine Zerstreuungskreise, die aus den Strahlen-

kegeln, die die Dingpunkte zur Spitze und die Eintrittspupille zur Basis haben, von der Einstellenebene ausgeschnitten werden. Sieht man für die hier in Frage kommenden Betrachtungen von den Bildfehlern der Linse ab, so kann man streng den Bereich der vor und hinter der Einstellenebene liegenden Punkte angeben, der noch scharf abgebildet wird. Es ist dann die Vordertiefe gegeben durch Gleichung

$$(8) \quad t_v = \frac{a \cdot \delta}{D + \delta} = \frac{a \cdot (a - f) \varepsilon}{\frac{f^2}{k} + (a - f) \varepsilon}$$

die rückwärtige Tiefe durch

$$(9) \quad t_r = \frac{a \cdot \delta}{D - \delta} = \frac{a \cdot (a - f) \varepsilon}{\frac{f^2}{k} - (a - f) \varepsilon}$$

und die Gesamttiefe durch

$$(10) \quad T = t_v + t_r = \frac{2 a \delta D}{D^2 - \delta^2} = \frac{2 a (a - f) \varepsilon \frac{f^2}{k}}{\frac{f^4}{k^2} - (a - f)^2 \varepsilon^2}$$

Darin bedeuten D den Durchmesser der Eintrittspupille, a den Abstand der Einstellenebene von der Eintrittspupille und δ den Durchmesser des in der Einstellenebene noch als zulässig betrachteten Zerstreuungskreises, ferner f die Brennweite und $\frac{1}{k}$ die relative Öffnung des Objektivs, weiter ist $\delta = \frac{a - f}{f} \cdot \varepsilon$, d. h. ε der Durchmesser des Zerstreuungskreises in der Bildebene, wenigstens wenn Eintrittspupille und vordere Hauptebeue genügend nahe bei einander liegen. Man ersieht aus den Formeln (8)–(10), daß die Tiefenschärfe hinsichtlich des Objektivs von der Größe der Eintrittspupille und der Entfernung der Dingebene abhängt. Da mit der Eintrittspupille auch die Lichtstärke eines Objektivs wächst, so ist also die Tiefenschärfe bei den lichtstärksten Objektiven am geringsten. Blendet man das Objektiv ab, so nimmt die Tiefenschärfe zu.

Bezeichnet man die Brennweite des Objektivs mit f und den Durchmesser der Eintrittspupille mit D , so nennt man $\frac{D}{f}$ die relative Öffnung des Objektivs. Dem Quadrat dieses Bruches ist die Beleuchtungsstärke in dem Bildelemente, das dem ∞ fernen Achsenelement entspricht, proportional. Trotzdem können Objektive gleicher relativer Öffnung verschieden lichtstark sein, da beim Passieren der Strahlen durch das Objektiv hindurch Lichtverluste durch Absorption in den Gläsern und durch Reflexion an den Linsenflächen eintreten. Sind auch die Absorptionsverluste bei den üblichen photographischen Objektiven verhältnismäßig gering, da die Glasdicken meist nicht allzu groß sind, so sind immerhin die Reflexionsverluste nicht ganz unbedeutend. Für Paraxialstrahlen ist der Reflexionsverlust zu berechnen mit Hilfe des Ausdrucks:

$$(11) \quad \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

für eine an Luft grenzende Fläche unter der Annahme, daß auf diese die Lichtintensität l auffällt. Darin bedeutet n die Brechzahl des Glases der brechenden Fläche gegen Luft.

Das eine gerade Anzahl mal zurückgespiegelte Licht kann störende Lichtflecke auf der Bildschicht hervorrufen, d. h. die Brillanz des Bildes beeinflussen. Nach dem Rande des Bildfeldes zu nimmt die Lichtstärke erheblich ab. Bei nicht zu großen Bildfeldern weicht allerdings der Reflexionsverlust von dem des Paraxialstrahlenbündels nur unerheblich ab; dagegen sind von bedeutenderer Wirkung die Neigungen der Strahlenbündel und ferner die Vignettierung oder Abschattung.

W. Merté.

Näheres s. v. R o h r, Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs. Berlin: Julius Springer 1899.

Abbildung (Optik) s. Optische Abbildung und Gaußsche Abbildung.

Abdampfturbine. Die Dampfturbine arbeitet im Gebiete des niedrig gespannten Dampfes (unter 1 Atm. abs.) günstiger als die Kolbendampfmaschine. Deshalb wird zuweilen der Abdampf von Auspuffmaschinen, wie Fördermaschinen, Walzenzugmaschinen oder von Dampfhämmern gesammelt und in einer Abdampfturbine verarbeitet. Wesentlich dabei ist, daß die Turbine mit hohem Vakuum laufen kann. Die Leistung der Turbine schwankt nach dem Grade der Abdampflieferung; ein Dampfspeicher wirkt in gewissem Umfang ausgleichend. Oft findet man der Abdampfturbine einen mit Frischdampf betriebenen Hochdruckteil vorgeschaltet, wobei die Leistung des Frischdampftheiles selbsttätig so geregelt wird, daß die geforderte Gesamtleistung der Turbine bei stets voller Ausnützung des Abdampfes erreicht wird. Man bezeichnet eine solche Turbine als Frischdampf-Abdampf- oder als Zweidruckturbine.

L. Schneider.

Abelsche Gleichung. Zwischen Maximaldruck und Ladedichte bei der Explosion eines Sprengstoffes im allseitig geschlossenen Raum ergab sich — aus Versuchen wie sie zuerst A. Noble und F. Abel am Schwarzpulver durchgeführt haben — allgemein folgende Beziehung (Abelsche Gleichung):

$$(1) \quad P = \frac{f \cdot \Delta}{1 - a \Delta}$$

P = Maximaldruck der Explosion

Δ = Ladedichte des Explosivstoffes

f, a = Abelsche Konstanten des Explosivstoffes.

Man bezeichnet f und a als die Abelschen Konstanten, weil Abel sie zuerst als charakteristische Merkmale für Explosivstoffe eingeführt hat. Sie lassen sich aus der Abelschen Gleichung (1) berechnen, sobald der Maximaldruck bei zwei verschiedenen Ladedichten gemessen wurde. Kennt man die Abelschen Konstanten, so liefert Gleichung (1) den Maximaldruck für jede Ladedichte.

Besonders interessiert der Maximaldruck für die Ladedichte 1. Man bezeichnet gewöhnlich den Druck, den die Abelsche Gleichung für $\Delta=1$ angibt, als den spezifischen Druck des betreffenden Explosivstoffes. Der spezifische Druck gilt in der Technik als relatives Maß der Arbeitsfähigkeit von Sprengstoffen. Direkte Druckmessungen sind jedoch bei so hoher Ladedichte für die meisten Sprengstoffe nicht durchgeführt, und bei sehr hohen Drucken haben aus der Abelschen Gleichung berechnete Zahlen nur Vergleichswert.

Nach ihrem physikalischen Gehalt entspricht die Abelsche Gleichung der Clausiusschen Form der van der Waalsschen Zustandsgleichung (s. Zustandsgleichung), wenn man diese für hohe Tempe-

raturen in der vereinfachten Form (2) schreibt und dann die Ladedichte $\Delta = \frac{1}{V}$ einführt:

$$(2) \quad P(V-b) = R' \cdot T$$

$$(2a) \quad P(1-b \cdot \Delta) = R' \cdot T \cdot \Delta$$

Gleichung (2a) erklärt das Wesen der Abelschen Konstanten. Die Konstante f ist identisch dem Produkt $R' \cdot T$, während die Konstante a an Stelle der Volumenkorrektur von van der Waals auftritt.

Die Abelsche Konstante a wird das Covolumen des betreffenden Explosivstoffes genannt. Bei völlig vergasbaren Explosivstoffen ist das Covolumen identisch dem von van der Waalschen Korrektionsglied b . Im allgemeinen ist unter dem Covolumen das Volumen der nicht vergasbaren Bestandteile des Explosivstoffes, vermehrt um die Volumenkorrektur von van der Waals zu verstehen. — Nähert sich die Ladedichte dem reziproken Wert des Covolumens, so liefert Gleichung (1) über jedes Maß wachsende Werte für P . Da nun die Maximaldichte vieler Sprengstoffe oberhalb $\frac{1}{a}$ liegt, so nimmt man an, daß bei extrem hohen Drucken das Covolumen a mit wachsendem Druck sehr stark abnimmt. Hauptsächlich diese Abnahme begrenzt das Anwendungsgebiet der Abelschen Gleichung nach oben.

Gleichung (1) kann nicht die Berechnung von Detonationsdaten leisten. Sie gibt nur den allseitig gleichen Maximaldruck im geschlossenen Laderaum an. Sind dynamische Einflüsse nicht zu vernachlässigen (s. Detonationsgleichungen), so gilt die Abelsche Gleichung nicht. *R. Wendlandt*. Näheres s. Brunswig, Explosivstoffe, 2. Aufl. 1923, Handb. der angewand. Phys. Chemie X).

Abelsche Konstanten s. Abelsche Gleichung.

Aberration des Lichtes (astronom.) (s. Artikel Optik bewegter Körper). Wir sehen jede Lichtquelle in der Richtung der Lichtstrahlen, die von ihr in unser Auge gelangen. Da aber in der Zeit, die das Licht braucht, um von den Sternen zu uns zu gelangen, sowohl der aussendende Himmelskörper als der Beobachter mit der Erde sich bewegt haben, sehen wir die Himmelskörper nicht an der Stelle, wo sie sich zur Zeit der Beobachtung befinden, ihrem „wahren“ Orte, sondern an einem „scheinbaren“ Orte. Diese Erscheinung nennt man Aberration des Sternlichtes.

Wir legen der Erklärung und Berechnung dieser Erscheinung die durch die Optik bewegter Körper gut begründete Annahme zugrunde, daß sich die von den Himmelskörpern ausgesendeten Lichtstrahlen relativ zum optischen Fundamentalsystem mit der konstanten Geschwindigkeit c geradlinig fortpflanzen, ohne Rücksicht darauf, wie sich der aussendende Himmelskörper bewegt, und daß sie diese Geschwindigkeit nach Größe und Richtung auch beim Durchgang durch die Erdatmosphäre beibehalten. Dabei sind unter Lichtstrahlen einfach die Linien der Fortpflanzung der Lichtenergie zu verstehen, ohne daß eine bestimmte Aussage gemacht wird, ob es sich dabei etwa um eine Wellenbewegung handelt und wie diese Richtung etwa mit der Wellennormalen zusammenhängt.

Die Bewegung des aussendenden Körpers hat zur Folge, daß bei Ankunft des Strahls im Auge die Lichtquelle sich gar nicht mehr an dem Ort

befindet, woher sie den Strahl ausgesendet hat. Dieser Effekt ist nur dann merkbar, wenn der Körper in der Zeit der Lichtfortpflanzung schon einen merklichen Weg zurückgelegt hat und kann nur dann in Rechnung gezogen werden, wenn wir die Entfernung der Lichtquelle vom Beobachter kennen. Beide Bedingungen sind wohl für die Planeten, aber nur sehr wenig für die Fixsterne erfüllt. Man pflegt daher das genannte Phänomen unter dem Namen „Planetensaberration“ zu behandeln, obwohl es natürlich prinzipiell auch bei den Fixsternen auftritt.

Unter „Fixsternaberration“ versteht man hingegen die scheinbare Verschiebung der Sternorte, die durch die Bewegung des Beobachters zustandekommt.

Hier unterscheidet man wieder eine tägliche und eine jährliche Aberration, je nachdem man die Wirkung der täglichen oder jährlichen Erdbewegung ins Auge faßt. Wir wollen uns hier vorwiegend mit dem letzteren Phänomen beschäftigen. Wir betrachten einen Fixstern in der astronomischen Breite β . Dann schließen die von ihm zur Erde kommenden Strahlen, die wir für alle Lagen der Erde als parallel ansehen, mit der Ebene der Erdbahn (Ekliptik) den Winkel β ein. Wir benutzen ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Beobachtungsorte mit der Erde fest verbunden ist und dessen Achsen während der jährlichen Erdbewegung sich selbst parallel bleiben. Die positive z -Achse möge gegen den wahren Sternort hinzeigen, so daß die x -, y -Ebene den Winkel $\frac{\pi}{2} - \beta$ mit der Ebene der Ekliptik einschließt. Nehmen wir die Sonne als ruhend im Fundamentalsystem an und seien v_x , v_y , v_z die Komponenten der Erdgeschwindigkeit v relativ zur Sonne, so sind die Gleichungen der Lichtfortpflanzung des betrachteten Strahls relativ zu unserem Koordinatensystem:

$$x = -v_x t, \quad y = -v_y t, \quad z = -c t - v_z t \quad (1)$$

Wir nehmen nun näherungsweise die Erdbahn als eine mit konstanter Geschwindigkeit durchlaufene Kreisbahn um die Sonne mit dem Radius R an. Legen wir in die Ekliptik ein Koordinatensystem ξ , η mit der Sonne als Ursprung und bezeichnen wir mit λ die Längenkoordinate der Erde von der ξ -Achse aus gezählt, so sind die Gleichungen der Erdbahn

$$\xi = R \cos \lambda, \quad \eta = R \sin \lambda \quad (2)$$

und die Komponenten ξ , η ihrer Geschwindigkeit in der Erdbahn

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi} &= -R \sin \lambda \frac{d\lambda}{dt} = -v \sin \lambda \\ \dot{\eta} &= R \cos \lambda \frac{d\lambda}{dt} = v \cos \lambda \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Um daraus die Komponenten im System x , y , z zu berechnen, nehmen wir die ξ -Achse so an, daß sie der x -, z -Ebene parallel ist. Dann ist die η -Achse parallel der y -Achse und die x -Achse schließt mit der ξ -Achse den Winkel $\frac{\pi}{2} - \beta$ ein. Daher ist

$$v_x = \dot{\xi} \sin \beta, \quad v_y = \dot{\eta}, \quad v_z = \dot{\xi} \cos \beta \quad (4)$$

und durch Einsetzen von (3) in (4) und dann in Gleichung (1) folgt

$$\left. \begin{aligned} x &= v t \sin \beta \sin \lambda, & y &= -v t \cos \lambda \\ z &= -c t + v t \cos \beta \sin \lambda \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Wenn wir aus diesen Gleichungen t eliminieren, so erhalten wir für jede Lage der Erde (für jeden Wert von λ) die Gleichung einer Geraden, die uns den vom Stern kommenden Lichtstrahl relativ zur Erde darstellt, also die Richtung angibt, in der wir den Stern erblicken, d. h. die Richtung nach dem scheinbaren Sternort. Führen wir diese Elimination unter Vernachlässigung von Größen zweiter und höherer Ordnung in $\frac{v}{c}$ durch, so erhalten wir aus (5)

$$x = -\frac{v}{c} z \sin \beta \sin \lambda, \quad y = \frac{v}{c} z \cos \lambda \quad (6)$$

Bezeichnen wir den Winkel zwischen der Richtung nach dem wahren Sternort (der z -Richtung) und der nach dem scheinbaren Sternort mit α , so ist dieser „Aberrationswinkel“ durch

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \dots \dots \dots (7)$$

bestimmt, woraus nach Gleichung 6) bis auf Größen höherer Ordnung

$$\alpha = \frac{v}{c} \sqrt{1 - \cos^2 \beta \sin^2 \lambda} \dots \dots \dots (8)$$

folgt. In dieser Formel ist λ die Längendifferenz zwischen Fixstern und Erde. Hat die Erde die Länge des Fixsterns, so folgt daraus die elementare Aberrationsformel $\alpha = \frac{v}{c}$, ist hingegen die Längen-

differenz $\lambda = \frac{\pi}{2}$ folgt

$$\alpha = \frac{v}{c} \sin \beta.$$

Verfolgen wir die Richtung nach dem scheinbaren Sternort im Laufe eines Jahres, wo λ alle Werte von 0 bis 2π durchläuft, so beschreibt sie einen Kegel mit elliptischem Querschnitt um die Richtung nach dem wahren Sternort als Mittelnie. Die Gleichung dieses Kegels erhalten wir durch Elimination von λ aus den Gleichungen 6). Sie lautet:

$$\frac{x^2}{\sin^2 \beta} + y^2 - \frac{v^2}{c^2} z^2 = 0 \dots \dots \dots (9)$$

Schneiden wir diesen Kegel durch die zur Mittelnie normale Ebene $z=1$, so erhalten wir als Schnittfigur die Ellipse

$$\frac{x^2}{\sin^2 \beta} + y^2 = \frac{v^2}{c^2} \dots \dots \dots (10)$$

mit den Halbachsen $\frac{v}{c}$ und $\frac{v}{c} \sin \beta$, welche die Richtungen senkrecht und parallel zu der Ebene haben, durch die der Stern normal auf die Ekliptik projiziert wird. Eine dieser Ellipse ähnliche und ähnlich gelegene schneidet unser Kegel auch auf der Sphäre aus. Und diese Ellipse wird von dem scheinbaren Sternort im Laufe eines Jahres beschrieben. Und gerade diese Erscheinung ist es, die von den Astronomen unter dem Namen „jährliche Aberration der Fixsterne“ beobachtet wird. Die Winkel, unter denen die Halbachsen dieser „Aberrationsellipse“ gesehen werden, sind dann offenbar die Halbachsen der durch Gleichung (10) gegebenen Ellipse. Man bezeichnet die große Halbachse der Aberrationsellipse als Aberrationskonstante. Wird sie beobachtet, so läßt sich aus ihr die Lichtgeschwindigkeit c berechnen.

Berücksichtigt man den Umstand, daß die Erdbahn in Wirklichkeit kein Kreis, sondern eine Ellipse

mit dem Exzentrizitätswinkel φ ist, und führt die Rechnung ganz analog wie oben durch, so wird man ganz ebenso auf eine Ellipse für die Bewegung des scheinbaren Sternortes auf der Sphäre geführt, nur haben die Sehwinkel, unter denen die Halbachsen gesehen werden, etwas andere Werte. Wenn wir zur Längeneinheit die mittlere Entfernung der Sonne von der Erde wählen und mit M die mittlere Anomalie der Erde bezeichnen, tritt an Stelle der nicht mehr konstanten Erdschwindigkeit v jetzt $\frac{dM}{dt}$ und für die große Halbachse der Aberrationsellipse, die sog. Aberrationskonstante A , erhalten wir

$$A = \frac{1}{c \cos \psi} \frac{dM}{dt}.$$

Wählen wir zur Zeiteinheit den mittleren Sonnentag, so ist die mittlere tägliche Bewegung $\frac{dM}{dt} = 3548'' 19283$, der Exzentrizitätswinkel der Erdbahn $\varphi = 0^\circ 57' 35'' \cdot 3$, die Lichtgeschwindigkeit $c = \frac{1}{0,00577}$ und daher $A = 20'' \cdot 47$. Wenn

man die Aberrationsellipse aus den Sternbeobachtungen entnimmt, kann man umgekehrt aus A die Lichtgeschwindigkeit berechnen.

Es sei noch schließlich bemerkt, daß die Richtung der Lichtstrahlen relativ zur Erde nach der üblichen Undulationstheorie unter Annahme der Fresnelschen Hypothese nicht mit der Wellennormale der relativ zur Erde dargestellten Wellenbewegung übereinstimmt, daß aber diese Übereinstimmung nach der Einsteinschen Relativitätstheorie vorhanden ist.

Philipp Frank.

Näheres s. J. Bauschinger, Die Bahnbestimmung der Himmelskörper. Abschnitt VI. Leipzig 1906.

Aberration (Optik) s. Farbenabweichung und Sphärische Abweichung.

Abfangen heißt das Flugmanöver, durch das ein Flugzeug aus dem schnellen, nach unten gerichteten Fluge in einen langsamen Horizontalfflug übergeführt wird. Der Anstellwinkel geht dabei von kleinen zu großen Werten über, während sich die Geschwindigkeit in der kurzen Zeit des Überganges (Bruchteile von Sekunden) wenig ändert. Es entsteht eine besonders hohe Beanspruchung des Flügels durch die Zentrifugalkraft, bzw. den hohen Auftrieb. — Anstellwinkel und Geschwindigkeit, die zusammen den Auftrieb auf einen gegebenen Flügel bestimmen, treten sonst nicht gleichzeitig mit so hohen Werten auf. — Theoretisch kann die Beanspruchung des Flügels das 12—14fache des Flugzeuggewichtes ausmachen. Amerikanische Messungen ergaben Belastungen bis zum 8fachen des Flugzeuggewichtes. Im allgemeinen wird der Flugzeugführer gefühlsmäßig so hohe Beanspruchungen verhindern können. In Deutschland müssen auf Grund von Bestimmungen aus der Kriegszeit Flügel kleiner Flugzeuge das 6,5fache des Flugzeuggewichtes beim Abfangen aushalten können. Flügel von Riesenflugzeugen, die nie solche rapide Bewegungen ausführen, sollen beim Abfangen das 4fache Flugzeuggewicht tragen können. (Neue Vorschriften über die Sicherheit werden derzeit vorbereitet.)

L. Hopf.

Abfluß, Abflußformeln.

a) In der Hydrologie bzw. Hydrographie wird Abfluß in umfassenderem Sinne als gemeinlich gebraucht. Man bezeichnet hier mit Abfluß-

vorgang die gesamten Erscheinungen beim **Haushalt** (Zufluß, Abfluß und Aufspeicherung) des Wasservorrats auf der Erdoberfläche. Vermehrt wird der Wasservorrat eines Gebietes durch Zufluß aus der Atmosphäre in Form von Niederschlag bzw. Kondensation in den oberen Bodenschichten („Taufpunktshypothese“), sowie durch jeden ober- und unterirdischen Zufluß; vermindert durch jeden ober- bzw. unterirdischen Abfluß sowie durch Verdunstung; Aufspeicherung kann in entsprechenden Speicherräumen, u. a. auch hygroskopisch oder durch kapillare, osmotische oder ähnliche Kräfte, durch Pflanzenwuchs oder Lebewesen geschehen. Die mengenmäßigen Beziehungen werden durch sog. **Abflußformeln** beschrieben. Man unterscheidet einen „kleinen“ und einen „großen“ Kreislauf. Unter letzterem wird — roh gesprochen — der **Kreislauf: Niederschlag** (oder Gletscherschmelze) — oberirdischer oder unterirdischer Wasserlauf — **Meer** — Verdunstung — Niederschlag verstanden, während mit ersterem alle örtlich beschränkteren Kreisläufe gemeint werden. Außer den mengenmäßigen Beziehungen (niederste, mittlere und höchste Werte, Abflußfaktoren, -beiwerte) und ihren örtlichen Bedingtheiten (Höhe über Meeresniveau, Lage zu Gebirgen, Regen- bzw. Regenschattenseite, Niederschlagshöhe, Verdunstungshöhe, Windverhältnissen, geologischen, vegetativen, landeskulturellen, biologischen und anderen Verhältnissen) interessiert vor allem der zeitliche Verlauf des Abflußvorganges in kleinen und größeren Perioden. Hierher gehören z. B. Hochwasser- und andere Wellen, zeitliche Verschiebung zwischen Zu- und Abfluß (sog. Retention, s. Seespeicherung, Behälter), Verteilung von Naß- und Trockenjahren und andere Beziehungen zu meteorologischen Erscheinungen.

Näheres s. Keilhack, Grundwasser- und Quellenkunde, Drenkhahn, Kreislauf des Wassers und Gewässerkunde Prinz, Hydrologie, Handb. d. Bodenlehre. Rickert, Grundwasser. Veröffentlichungen der Landesanstalten für Gewässerkunde.

b) **Abflußformeln** = hydraulische Fließformeln (s. d.).

c) In der Experimentalphysik bezeichnet man bei hydraulischen, hydro- und areodynamischen Versuchen mit Abfluß den gesamten, unterhalb (d. h. in der Strömungs- bzw. Anblaserichtung hinter) der zu untersuchenden Strecke befindlichen Teil der Versuchsanordnung. Namentlich wenn es sich um Druckverlustversuche (z. B. Bestimmung von Beiwerten und ähnlichem handelt), ist besonderes Augenmerk auf genügende Länge und gute Ausbildung der Abflußstrecke zu legen; denn der Übergang zu ungestörter Strömung (wie sie auch im Zulauf oberhalb der Versuchsstrecke vorhanden sein soll) ist im allgemeinen erst sehr weit hinter der eigentlichen Versuchsstrecke vollzogen (z. B. bei Rohrleitungskrümmern vom Durchmesser d praktisch manchmal erst nach $100 - 200d$ und mehr). Sehr viele Strömungsvorgänge (insbesondere solche mit freier Begrenzung wie z. B. Spiegellagen in offenen Gerinnen) werden sehr häufig von den unterhalb vorhandenen Verhältnissen beherrscht. Auch hierbei ist auf richtige Anordnung des Ablaufes besonders zu achten. In jedem Falle dürfen die Abflußverhältnisse nicht mehr die zu beobachtenden Vorgänge irgendwie störend beeinflussen und müssen so gestaltet sein, daß nicht nur ein Teil der zu messenden Wirkung erfaßt wird. *Eisner.*

Abgangsfehlerwinkel, Abgangswinkel s. Flugbahnelemente.

Abgasturbine s. Verbrennungskraftmaschine.

Abklingen der Tonempfindung s. Triller und Schwellenwerte.

Abklingungsgesetz der Radioaktivität s. Zerfallsgesetz.

Abkommen s. Zielfernrohr.

Abkühlungskonstante. Besteht zwischen einem abgegrenzten Raum und seiner Umgebung eine geringe Temperaturdifferenz $t - t'$, wie es z. B. oft für ein Kalorimetergefäß und den dasselbe umgebenden thermischen Mantel der Fall ist, so gilt mit großer Näherung das **Newton'sche Abkühlungsgesetz** (s. d.) das besagt, daß die zeitliche Änderung $\frac{dt}{dt}$ der Temperatur t des abgegrenzten Raumes proportional mit der Temperaturdifferenz $t - t'$ ist.

Es gilt also $\frac{dt}{dt} = -a(t - t')$, wobei die Konstante a als **Abkühlungskonstante** bezeichnet wird. Die Integration der Gleichung liefert $t - t' = (t_0 - t') e^{-a \cdot u}$. Hierbei ist vorausgesetzt, daß zur Zeit $u = 0$ die Temperatur t den Wert t_0 besitzt und daß die Temperatur t' der Umgebung zeitlich unveränderlich ist. Das **Newton'sche Abkühlungsgesetz** schreibt also eine exponentiale Änderung der Temperatur vor. *Henning.*

Ablation. Eine Art der Erosion (s. d.) insofern, als man unter Ablation (Abhebung, Abspülung) die Abfuhr des lockeren Bodenmaterials (Ackerboden, Verwitterungskrumme, Sand, Kies, Schutt) durch die abtragenden Kräfte des Festlandes (s. Exogene Vorgänge) versteht. Auch den Abschmelz- und Verdunstungsvorgang an einem Gletscher durch Sonnenstrahlung, warme Luft, Regen oder Erdwärme bezeichnet man als Ablation. *O. Baschin.*

Ableitung. Bei Freileitungen und Kabeln, bei Wicklungen von Maschinen und Transformatoren, allgemein bei Leitern, die auf größeren Strecken nahe beieinander liegen und die eine gewisse Kapazität gegeneinander oder gegen Erde besitzen, ist die Ausbildung des elektrischen Wechselfeldes, da die dielektrische Verschiebung in der Phase hinter der Feldstärke zurückbleibt (dielektrische Nachwirkung), mit Verlusten verbunden. Hierzu treten bei Kabeln mit künstlicher Isolierhülle die Verluste (**Joulesche Wärme**) infolge unvollkommener Isolation, bei Freileitungen für hohe Spannungen die Verluste infolge von Glimmentladungen durch die Luft (Koronaerscheinungen). Die Gesamtheit dieser Verluste wird besonders in der Kabeltechnik als **Ableitungsverluste** bezeichnet; den auf die Einheit der Leitungslänge bezogenen Leitwert (das Reziproke des Widerstandes) — bedingt durch unvollkommene Isolation und durch die bei Kabeln überwiegenden dielektrischen Energieverluste — nennt man die **Ableitung**. *R. Schmidt.*

Ablösearbeit s. Lichtelektrische Wirkung, Photoeffekt.

Ablösung. Über Ablösung im allgemeinen Sinne der Bildung von Diskontinuitätsflächen, Strahlbildung, durch Zusammenfluß, durch Zerreißen unter Kavitationserscheinungen, an einspringenden Kanten und ähnliches s. Diskontinuitätsflächen, Strahl, Abzweigung, Ausfluß, Kavitation.

Näheres s. außer den Lehrbüchern der Hydrodynamik hinsichtlich allgemeiner energetischer Erwägungen („zentrifugale“ Ablösung bei gekrümmten

divergierenden Stromfäden und ihre verschiedenen Entstehungsmöglichkeiten) Föttlinger: Über die Labilität von Potentialströmungen, Verhandlungen des II. Internationalen Kongresses für Technische Mechanik, Zürich 1926 (Orell-Füssli); s. ferner Prandtl: Über die Entstehung von Wirbeln in idealen Flüssigkeiten . . . Vorträge, Hydro- und Aerodynamik, Innsbruck 1922 (Springer 1924) S. 18ff.

Spezieller meint man heute, wenn man von Ablösung spricht, im allgemeinen nur die Ablösung von Flüssigkeiten mit kleiner Reibung beim Vorbeiströmen an stetig geformten, festen Wänden. Man beobachtet in diesem Sinne bei umströmten Körpern (wobei es sich meist um Widerstandsprobleme handelt) oder bei sich erweiternder Strömung längs entsprechend geformter Wände (wenn die Erweiterung ein bestimmtes Maß überschreitet), daß auch bei stationärer Strömung die Flüssigkeit an einer bestimmten Stelle der Wandung nicht mehr folgt, sondern sich ablöst. Die in Wandnähe vorhandene, zur Wand parallele Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit kehrt dann also ihr Vorzeichen (ihre Richtung) um, wenn man in der Wandrichtung weitergeht. Für das Entstehen dieser Erscheinung ist erforderlich, daß zuvor in der Flüssigkeit ein genügend steiler Druckanstieg auftritt. Die in der Grenzschicht (s. d.) nahe der Wand strömenden, gegenüber der Außenströmung abgebremsten Flüssigkeitsteilchen können infolge ihrer, in das Gebiet steigenden Druckes bereits mitgebrachten Verzögerung und der dadurch bedingten Verminderung ihrer kinetischen Energie dem Druck entgegen weniger leicht vordringen als die wandferneren Teilchen. Sie kommen eher zum Stillstand als diese, und schließlich sogar leicht zur Rückströmung, so daß sich zwischen Wand und Vorwärtsströmung ein Rückstrom zwischenschiebt und die „gesunde“ Strömung von der Wand abhebt. Durch die Ablösung wird die Druckverteilung wesentlich geändert und der Druckanstieg vielfach fast ganz aufgehoben. Aus der bei der Ablösung entstehenden Verzweigungsstromlinie mit der Geschwindigkeit Null bzw. Diskontinuitätsfläche heraus erfolgt bald Wirbelbildung. Über das Kielwasser s. d. Ob Ablösung eintritt und an welcher Stelle, hängt im einzelnen vom äußeren, wie man sagt: der Grenzschicht „eingepprägten“, Druckverlauf und den Beschleunigungsverhältnissen der Außenströmung, von den Geschwindigkeits- und Dickenverhältnissen der Grenzschicht (ob laminar, ob turbulent), von der Form der Wandung (Krümmung) und ihrer Oberflächenbeschaffenheit ab. Bei nicht stationärer Bewegung, z. B. beim Anfahren d. h. wenn die Bewegung eingeleitet wird, lösen sich bei stetig gekrümmter Wand zunächst an anderer Stelle die sog. „Anfahrwirbel“ ab; mit Annäherung an einen stationären Zustand rückt dann im weiteren Verlauf die Ablösungsstelle in diejenige Lage, die gemäß der Kennzahl (s. d.) des Strömungszustandes der vorliegenden Anordnung zugehört. Mit dem Strömungszustand wechselt mehr oder weniger stark, zuweilen plötzlich und in gewissen Bereichen periodisch oder quasistationär pendelnd die Lage der Ablösungsstelle (s. Grenzschicht, ferner hinsichtlich des Zusammenhanges mit der Größe des Widerstandes s. Bewegungswiderstand von Körpern in Flüssigkeiten).

Eisner.

Abplattung (Astronomie). Rotierende flüssige (oderehemalsflüssige)Himmelskörper haben eine von der Kugelform abweichende Gestalt, indem die Ro-

tationsachse kürzer ist als der Äquatorealdurchmesser. Bisher kennt man bloß abgeplattete Rotationsellipsoide, sog. Mac-Laurinsche Ellipsoide; nach der Theorie gibt es auch stabile dreiachsige, sog. Jacobische Ellipsoide, bei denen wiederum die Rotationsachse die kürzeste ist. Bei allen Körpern des Sonnensystems ist die Abplattung verhältnismäßig klein. Ist c die halbe Rotationsachse des Körpers, a der Radius einer Kugel von gleichem Volumen wie dieser, so nennt man $A = \frac{a-c}{a}$ die Abplattung. Unter Abplattungsfaktor versteht man das Verhältnis zwischen Zentrifugalkraft und Schwerkraft am Äquator. $F = \frac{z}{g}$. Ist die Abplattung klein, so wäre bei homogener Dichte des Körpers $A = \frac{5}{4} F$, bei Vereinigung aller Masse im Mittelpunkt $A = \frac{1}{2} F$. Die Abplattung der Himmelskörper muß demnach zwischen diesen Grenzen liegen. Die Abplattungsfaktoren und Abplattungen der Planeten sind in folgender Tabelle zusammengestellt. Die Abplattung liegt überall zwischen 1,25 F und 0,5 F. Für Neptun sind die Werte noch sehr ungenau bestimmt.

	F	A = a - c	A : F
Merkur . . .	<1	0	?
Venus . . .	<1	0	?
Erde . . .	0,00346	0,00341	0,99
Mars . . .	0,00493	0,00526	1,06
Jupiter . . .	0,083	0,067	0,81
Saturn . . .	0,167	0,100	0,60
Uranus . . .	0,074	0,067	0,91
Neptun . . .	0,031	0,016	0,52
Sonne . . .	0,00002	0	?

Es zeigt sich hiernach, daß die großen Planeten eine stärkere Dichtezunahme nach dem Mittelpunkt aufweisen als die Erde, der Mars eine geringere. Die Planeten Merkur und Venus, die keine Trabanten haben, aus deren Bewegung sich die Abplattung berechnen läßt, haben für die direkten Messungen eine unmerkliche Abplattung. Ebenso ist ihre Rotationsdauer unbekannt.

Böttlinger.

Abplattung (Geophysik). Unter Abplattung versteht man den Unterschied zwischen dem Äquatorradius a der Erde und dem Polarradius c , in linearem Maße also die Größe $a-c$, als Verhältniszahl die Größe $a = \frac{a-c}{a}$.

Zur Bestimmung der Abplattung dienen die folgenden Methoden:

1. Die Gradmessungen. a) Breitengradmessungen. Bestimmt man an einer Stelle der Erde die Länge b eines Meridianstückes zwischen zwei Punkten, deren geographische Breiten B_1 und B_2 sind, und ist ρ der zugehörige Krümmungsradius in der Richtung des Meridians, so ist

$$b = \rho (B_2 - B_1).$$

Faßt man die Erde als Rotationsellipsoid von der Exzentrizität e auf, so ist

$$\rho = \frac{a(1-e^2)}{(1-e^2 \sin^2 B)^{\frac{3}{2}}},$$

wofür $B = \frac{B_1 + B_2}{2}$ gesetzt werden kann, da der

Unterschied $B_2 - B_1$ nur gering ist. Somit

$$b = \frac{a(1-e^2)}{(1-e^2 \sin^2 B)^{\frac{3}{2}}} \cdot (B_2 - B_1) \quad 1)$$

Führt man die gleiche Operation an einer anderen Stelle der Erde durch, so erhält man

$$b' = \frac{a(1-e^2)}{(1-e^2 \sin^2 B')^{\frac{3}{2}}} (B'_2 - B'_1) \quad 2)$$

Aus den beiden Gleichungen 1) und 2) findet man die beiden Unbekannten a und e . Die Bestimmung wird am sichersten, wenn von den beiden Gradmessungen die eine möglichst nahe zum Äquator, die andere möglichst nahe zum Pole fällt. Da $c = a\sqrt{1-e^2}$ ist, so erhält man bis auf Größen zweiter Ordnung für die Abplattung

$$a = \frac{e^2}{2}.$$

Von großen Arbeiten dieser Art, die zum Teil auch noch nicht vollendet sind, sei erwähnt: die französische Gradmessung in Ecuador, die russisch-schwedische in Spitzbergen: diese beiden können als Erneuerung der alten französischen Gradmessungen in Peru und Lappland in der ersten Hälfte des 18. Jahrhunderts angesehen werden, die zuerst zu einem richtigen Werte der Abplattung geführt haben; ferner die amerikanischen Arbeiten im 98. und im 104. Meridian und endlich der russische Bogen im 34. Meridian, der später seine Fortsetzung durch einen großen Bogen durch den afrikanischen Kontinent finden soll.

b) Längengradmessung. Die Länge eines Bogens, der einem geographischen Längendifferenz λ entspricht, ist gegeben durch

$$l = \frac{a \cos B}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 B}} \lambda.$$

Aus zwei solchen Messungen in verschiedenen Breiten müssen sich ebenfalls die beiden Unbekannten a und e^2 bestimmen lassen.

Hier sei erwähnt die europäische Längengradmessung in 52° Breite von Greenwich bis Warschau und eine ähnliche Arbeit in 48° Breite zwischen Brest und Astrachan, ferner drei Bogen in den Vereinigten Staaten von Nord-Amerika. Wegen des geringen Breitenunterschiedes reichen diese Arbeiten vorläufig noch nicht aus, die beiden Unbekannten zu bestimmen, doch gestatten sie den Vergleich mit den Resultaten der Breitengradmessungen.

Aus allen diesen Messungen geht hervor, daß von einer gleichen Abplattung aller Meridianschnitte nicht die Rede sein kann. Es ist also eine hinlängliche gute Darstellung der ganzen Erdoberfläche durch ein einziges Rotationsellipsoid nicht möglich.

2. Die Schwerebeobachtungen. Auf Grund zahlreicher, über die ganze Erdoberfläche verteilter Beobachtungen des Schwerewertes gelingt es, den Verlauf der Schwere in der Form

$$g = g_0 (1 - b \sin^2 B)$$

darzustellen, wo g_0 die Schwere am Äquator, B die geographische Breite und b eine Konstante bedeutet.

Ist c das Verhältnis der Fliehkraft am Äquator zur Schwere, eine Größe, die bekannt und gleich $\frac{1}{289}$ zu setzen ist, so besteht nach Clairaut die Beziehung

$$a + b = \frac{5}{2} c,$$

aus welcher Gleichung die Abplattung a bestimmt werden kann.

3. Die Mondbewegung. Ist M die Erdmasse und A und C die beiden Hauptträgheitsmomente

der Erde, n die mittlere Bewegung des Mondes, r seine Entfernung von der Erde und δ seine Deklination, so ist das Potential V der Erdanziehung auf den Mond:

$$V = \frac{k^2 M}{r} + \frac{3}{2} \cdot \frac{C-A}{M} \cdot n^2 \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \delta \right).$$

Das erste Glied entspricht der Anziehung einer Kugel von der Masse M , das zweite stellt die durch die Abweichung von der Kugelgestalt bedingte Verbesserung dar. Ihr entspricht eine kleine Störung in der Mondbewegung, welche einen Wert von 7—8'' in beiden Koordinaten erreichen kann.

Daraus bestimmt sich die Größe $\frac{C-A}{M}$. Die Beziehung zur Abplattung stellt die Gleichung

$$a = \frac{c}{2} + \frac{3}{2} \cdot \frac{C-A}{M} \cdot \frac{1}{a^2}$$

her.

4. Die Beobachtung der Mondparallaxe. Da der Wert der Mondparallaxe für jeden Ort von der Länge des zugehörigen Radiusvektors abhängt, so muß sich aus einer größeren Anzahl von Parallaxenbestimmungen des Mondes die Figur der Erde finden lassen. Da diese Methode nur unsichere Resultate liefert, so sei sie hier nur erwähnt.

Die Untersuchungen von Bessel ergaben für die Abplattung den Wert 1:299,15; Clarke fand 1:293,5. Heute gilt als wahrscheinlichster Wert 1:297,8. Der lineare Wert beträgt etwa 21 km.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physik. Theorien der höheren Geodäsie.

Abrasion. Eine Art der Erosion (s. d.), die durch brandende Meereswellen an Steilküsten ausgeübt wird. Die Abrasion arbeitet hauptsächlich in der Zone zwischen Niedrigwasser und Hochwasser, wo die mechanische Energie der Brandung (s. Meereswellen) am größten ist, indem sie eine hohlkehlenartige Vertiefung in der Steilwand der Küste ausarbeitet, bis die unterwaschenen Partien abstürzen und nun das Material zur weiteren Korrasion (s. d.) liefern. Auf diese Weise rückt die Küstenlinie allmählich landeinwärts vor, und nur der Unterbau der Felsen bleibt als flach seewärts geneigte Abrasionsplatte oder Strandterrasse zurück. Bei langsamer Senkung des Landes kann das Meer durch Abrasion die höchsten Gebirgsmassen abhobeln und ausgedehnte Abrasions-Ebenen schaffen, bei denen nur der geologische Unterbau der übrig gebliebenen Rumpffläche über die Art ihrer Entstehung Aufschluß gibt. Denn das Meer allein ist zu dieser Art von flächenhafter Erosion imstande, die an ein bestimmtes Niveau gebunden ist und schließlich harte wie weiche Gesteine in gleichem Maße nivelliert, indem sie stark korradierend alle Unebenheiten beseitigt.

O. Baschin.

Abschattung s. Strahlenbegrenzung.

Abscheidung von Metallen aus Lösungen ihrer Salze s. Elektrolyse, Galvanostegie, Zersetzungsspannung.

Abschrecken s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Abschußknall s. Mündungsknall.

Abschwächen von photographischen Negativen. Photographische Negative, die durch zu lange Entwicklung zu dicht geworden sind, können durch Abschwächen korrigiert werden. Dabei ist zu beachten, daß Lichter und Schatten im allgemeinen gleich stark angegriffen werden, wodurch eine Gradationsveränderung (Veränderung der Ab-

stufung) im Negativ hervorgerufen wird: das Negativ wird härter. Unterbelichtete, also im allgemeinen an sich schon harte Negative sind daher schwierig abzuschwächen. Es kann hier der Ammonium-Persulfatabschwächer, der vornehmlich die Lichter im Negativ angreift, Verwendung finden (ausgenommen bei Negativen, die mit Amidol entwickelt sind). Die gebräuchlichsten Abschwächer sind der Farmersche Abschwächer: 5—10 ccm rotes Blutlaugensalz 10%, 100 ccm Fixiersalzlösung 1,2% und der Ammoniumpersulfat-Abschwächer: man verwendet 2—3%ige Lösung von Ammoniumpersulfat.

Meidinger.

Näheres s. Eder-Handbuch Bd. 3, 2. Hälfte, S. 553.

Absehen s. Zielfernrohr.

Absolut schwarzer Körper s. schwarzer Körper.

Absolute Bewegung. Man beschreibt die Bewegung eines Körpers, indem man die Lagen angibt, die er im Laufe der Zeit einnimmt. Wenn wir uns den einfachsten Fall, einen auf einen Punkt zusammengeschrumpften Körper, einen sog. materiellen Punkt, vorstellen, so gibt man seine Lage am einfachsten dadurch an, daß man seine Entfernungen von drei aufeinander senkrechten starren Ebenen angibt. Diese drei Zahlen heißen die Koordinaten des Körpers, die drei Ebenen die Koordinatenebenen. Die Bewegung wird nun beschrieben, indem man angibt, wie sich diese Koordinaten mit der Zeit verändern. Unveränderlichkeit der Koordinaten heißt Ruhe. Wenn ich statt der ursprünglichen Koordinatenebenen, des Koordinatensystems, ein neues einführe, das gegenüber dem alten in Bewegung begriffen ist, so werden im allgemeinen die im alten unveränderten Koordinaten sich ändern und umgekehrt. Körper, die in bezug auf das alte Koordinatensystem (oder wie man auch sagt, Bezugssystem) ruhen, werden in bezug auf das neue sich bewegen und umgekehrt. Zur Beschreibung einer Bewegung gehört also unbedingt nicht nur die Angabe der Koordinaten des bewegten Körpers, sondern auch die Aufweisung des Bezugssystems, auf welches sich diese Koordinaten beziehen, weil sonst augenscheinlich die Behauptung, daß eine Koordinate sich verändert oder nicht, ganz unbestimmt ist. In der Beschreibung der Bewegung eines Körpers steckt also notwendig noch ein zweiter Körper, der Bezugskörper. Er macht erst die Beschreibung eindeutig. Die Behauptung, ein bestimmter Körper bewege sich absolut, sagt nun aus, daß er sich nicht nur in bezug auf ein angegebenes Bezugssystem (oder wie man auch sagt, relativ zu einem Bezugssystem) bewegt, sondern ohne Rücksicht auf alle Bezugssysteme, daß ihm die Bewegung als eine Eigenschaft seiner selbst, nicht als eine Eigenschaft relativ zu einem anderen Körper zukomme. Da nach unserer Analyse der Bewegungsbeschreibung in der Erfahrung uns Bewegung immer nur als relative Eigenschaft zweier Körper gegeben ist, steht der so definierte Begriff der „absoluten“ im Widerspruch mit dem aus der Erfahrung abstrahierten Begriff der Bewegung. Im eigentlichen Wortsinne genommen ist also „absolute Bewegung“ ein Widerspruch in sich, also absurd.

Man kann dem Begriff aber einen Sinn verleihen, wenn man nicht versucht, den Bezugskörper ganz aus dem Begriff der Bewegung auszuschalten, sondern die möglichen Bezugskörper nach irgendwelchen Eigenschaften klassifiziert und dann die Bewegung relativ zu gewissen ausgezeichneten Be-

zugskörpern als absolute Bewegung bezeichnet, wobei es, wenn wenigstens ein Schatten der Wortbedeutung von absolut übrigbleiben soll, gelingen muß, einen einzigen Bezugskörper aus allen möglichen durch angebbare Merkmale herauszuheben. Aus der Erfahrung, daß in unserer Umgebung sich kleinere Körper leichter in Bewegung setzen lassen als große, kommt man zu dem rohen Prinzip, die Bezugskörper nach der Größe zu klassifizieren und die Bewegung relativ zu dem größeren als eine wahrere Bewegung anzusehen. Da nach den primitiven Vorstellungen des Altertums die ganze Welt in eine starre Schale eingeschlossen ist, hat man naturgemäß diese Schale als ausgezeichneten Bezugskörper zugrunde gelegt und die Bewegung relativ zu dieser Schale als absolut betrachtet. Dieser antike Begriff liegt wohl der üblichen Vorstellung von absoluter Bewegung unbewußt zugrunde, wenn man sie analysiert und die eingangs erwähnte Absurdität ausschaltet. In der modernen Physik erscheint der die ganze Welt erfüllende Äther, der nach Fresnel und Lorentz in allen seinen Teilen relativ unbeweglich ist, als ein derartiger größtmöglicher Bezugskörper, der die relativ zu ihm beschriebenen Bewegungen als absolut auszuzeichnen gestattet.

Nun versucht die moderne Physik die Bezugskörper, z. B. auch den genannten Äther, auch nach tiefergehenden Gesichtspunkten zu klassifizieren als nach der Größe. Nach der Galilei-Newton'schen Mechanik sucht jeder Körper seine anfängliche Geschwindigkeit nach Größe und Richtung beizubehalten, solange keine äußere Kraft auf ihn einwirkt. Da nun die Geschwindigkeit eines Körpers immer nur relativ zu einem angegebenen Bezugskörper definiert ist und konstante Geschwindigkeit in einem Bezugssystem in bezug auf ein anderes veränderlich ist, sind durch das Grundgesetz der Mechanik, das Trägheitsgesetz, die Bezugskörper, relativ zu denen es gilt, vor allen anderen ausgezeichnet. Sie werden Inertialsysteme (inertia = Trägheit) genannt. Darauf beruht der Newton'sche Begriff der absoluten Bewegung als der Bewegung relativ zu einem System, dem gegenüber sich selbst überlassene Körper ihre Geschwindigkeit beizubehalten suchen. Da aber jedes relativ zu einem Inertialsystem gleichförmig geradlinig bewegte System wieder ein Inertialsystem ist (s. Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton) kann auf diese Weise wohl absolute Beschleunigung und Drehungsgeschwindigkeit, aber nicht absolute (fortschreitende) Geschwindigkeit definiert werden, da die Auszeichnung eines einzelnen unter den Inertialsystemen unmöglich ist.

Ähnlich wie durch das Grundgesetz der Mechanik kann man versuchen, die Bezugskörper durch das Grundgesetz der elektromagnetischen Strahlung zu klassifizieren, indem man diejenigen auszeichnet, relativ zu denen sich die Strahlung nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzt. Durch dieses Merkmal ließe sich auch der Äther vor anderen Bezugssystemen auszeichnen. Da aber nach Einstein (s. Relativitätsprinzip nach Einstein, spezielles) dieses Grundgesetz der Strahlung, wenn es relativ zu einem Bezugssystem gilt, auch relativ zu allen gleichförmig ihm gegenüber bewegten gültig bleibt, läßt sich auch auf diese Weise kein Bezugskörper auszeichnen. Es ist also auf keine Weise möglich, mit dem Worte absolute Bewegung einen in physikalische Begriffe faßbaren

Sinn zu verbinden, solange die Relativitätsprinzipie Newtons und Einsteins als richtige Zusammenfassung des empirischen Tatbestandes angesehen werden.

Philipp Frank.

Näheres s. M. Schlick, Raum und Zeit in der gegenwärtigen Physik. Berlin 1917.

Absolute Einheiten s. Absolutes Maßsystem.

Absolute elektrische Einheiten s. Elektrische Maßsysteme.

Absolute Feuchtigkeit s. Luftfeuchtigkeit.

Absolute Helligkeit s. Helligkeit der Sterne.

Absolute Schallquelle s. Thermophon.

Absoluter Nullpunkt. Der absolute Nullpunkt, oder vollständiger der absolute Nullpunkt der Temperatur, ist nach den Gesetzen der klassischen Gastheorie als diejenige Temperatur gekennzeichnet, bei der ein ideales Gas (s. d.) von konstantem Volumen den Druck $p = 0$ hat oder ein ideales Gas vom konstanten Druck das Volumen $v = 0$ annimmt. Für ein ideales Gas gilt nach dem *Mariotte-Gay-Lussacschen* Gesetz $p = p_0 (1 + \beta t)$ und $v = v_0 (1 + \alpha t)$, wenn p_0 bzw. v_0 den Druck bzw. das Volumen des Gases beim Schmelzpunkt des Eises bedeuten und t die Temperatur in der Celsiusskala angibt. Spannungskoeffizient β und Ausdehnungskoeffizient α haben für ein ideales Gas den gleichen Wert, nämlich $\alpha = \beta = 0,0036608$. Man gelangt zu dieser Zahl, indem man die Spannungs- und Ausdehnungskoeffizienten realer Gase bei verschiedenen hohen Eispunktdrücken p_0 beobachtet und auf den Druck $p_0 = 0$ extrapoliert oder indem man die Abweichung des Ausdehnungskoeffizienten eines wirklichen Gases von demjenigen eines idealen Gases mittels des Joule Thomson-Effektes (s. d.) bestimmt. Mit der angegebenen Zahl folgt, daß p bzw. v den Wert 0 annehmen, wenn $t = -\frac{1}{\beta} = -\frac{1}{\alpha} = -273,16^\circ \text{C}$ ist. Dies ist die Temperatur des absoluten Nullpunktes. Dem entsprechend ist dem Eispunkt in der Celsiusskala die absolute Temperatur $T = 273,16^\circ$ zuzuordnen.

Die kinetische Gastheorie, der zufolge der Druck eines Gases durch die Stöße der sich in völlig ungeordneter Weise bewegendem Moleküle zustande kommt, nimmt in ihrer klassischen Form an, daß mit abnehmender Temperatur die Geschwindigkeit der Moleküle ständig geringer wird und am absoluten Nullpunkt zu Null wird. Nach neueren Forschungen ist man aber zu der Annahme geführt, daß die Moleküle auch am absoluten Nullpunkt, also für $T = 0$, noch eine gewisse Bewegungsenergie besitzen. Innerhalb des Moleküls scheint allerdings die Bewegung der Atome bereits vor Erreichung des absoluten Nullpunktes aufzuhören, wie man aus der spezifischen Wärme des zweiatomigen Wasserstoffs geschlossen hat, die bei gewöhnlicher Temperatur einen Wert besitzt, der 5 Freiheitsgraden entspricht, während sie bei -250° bereits auf einen Wert gesunken ist, der nur einem einatomigen Gas von 3 Freiheitsgraden zugehört.

Die tiefste Temperatur, welche bisher hergestellt werden konnte, hat Kamerlingh Onnes dadurch erreicht, daß er verflüssigtes Helium unter vermindertem Druck verdichten ließ. Er erzielte auf diese Weise eine Temperatur, die nur um etwa 1° vom absoluten Nullpunkt entfernt war. Es zeigte sich, daß in diesem Bereich die meisten physikalischen Eigenschaften der Materie nicht mehr von der Temperatur abhängen oder den Wert 0 erreichen. Dies gilt besonders für die Thermokraft, den

Peltiereffekt, den elektrischen Widerstand und die spezifischen Wärmen. Weitgehendes Interesse erregte die Entdeckung von Kamerlingh Onnes, daß in der Nähe des absoluten Nullpunktes eine Reihe von Metallen in den Zustand der „Supraleitfähigkeit“ kommt, indem ihr Widerstand plötzlich auf einen unmeßbar kleinen Wert sinkt; dies tritt ein z. B. für Quecksilber bei $T = 4,2^\circ$, für Zinn bei $T = 3,8^\circ$, für Blei bei etwa $T = 6^\circ$. Es scheint, als wenn im Gebiet tiefster Temperaturen alle Merkmale verschwinden, die eine Veränderung der Temperatur erkennbar machen können. Ja, der Begriff der Temperatur scheint seinen Sinn zu verlieren, da man nach den Folgerungen der Quantentheorie annehmen muß, daß die bei gewöhnlicher Temperatur über sehr weite Bereiche unregelmäßig, gewissermaßen in idealer Unordnung verteilte Zustandsvariablen (räumliche Anordnung und Geschwindigkeit) am absoluten Nullpunkt alle in ein enges Gebiet rücken und die Molekularbewegung den Charakter einer geordneten Bewegung erhält, also die Vorbedingung für die molekulare kinetische Definition der Temperatur nicht mehr vorhanden ist.

Man hat oft die Frage erörtert, ob es möglich ist, den absoluten Nullpunkt zu erreichen. Am aussichtsreichsten erscheint es zunächst, dadurch zum Ziel zu gelangen, daß man einen festen Körper, dessen spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen sehr klein ist, durch adiabatische Ausdehnung weiter abkühlt. Doch erweist sich auch dieser Weg als ungangbar, weil nach dem Nernstschen Wärmesatz die Druckänderung mit der Temperatur von derselben Ordnung klein wird wie die spezifische Wärme.

Der absolute Nullpunkt kann lediglich in theoretischen Überlegungen eine Rolle spielen. Er ist experimentell nicht erreichbar, und könnte man ihn erreichen, so besäße man kein Mittel, um dies zu erkennen.

Henning.

Absolutes Maßsystem. Die in der Physik als Grundlage der Messungen benutzten Einheiten lassen sich zum größten Teil auf drei Grundeinheiten zurückführen; ausgenommen hiervon ist die Temperatur, welche in besonderer Weise festgesetzt werden muß (vgl. Temperaturskala). Nach dem Vorgang von Gauß und Wilh. Weber hat man als Grundeinheiten allgemein diejenigen der Länge, Masse und Zeit gewählt; es sind auch andere Vorschläge gemacht worden, die sich aber nicht eingebürgert haben. Die auf die angegebenen Grundeinheiten zurückgeführten physikalischen Einheiten nennt man „Absolute Einheiten“; trotz dieses Namens sind die Einheiten in keiner Weise absolut, sondern durchaus willkürlich. Als Zeiteinheit wird allgemein die mittlere Sonnensekunde benutzt, die gleich dem 86400sten Teil des mittleren Sonnentages ist und die festgelegt ist durch die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde und ihre Bewegung um die Sonne. Die Sternsekunde, welche allein durch die Umdrehung der Erde definiert wird, ist gleich 0,99727 mittleren Sonnensekunden. Für Masse und Länge hat Wilh. Weber selbst das mg und mm gewählt, während man später statt dieser Einheiten allgemein das g und cm angenommen hat. Die Einheiten der Länge und Masse sind durch die im „Bureau International des Poids et Mesures“ in Paris aufbewahrten Prototypen des Meters und Kilogramms festgelegt, von denen die der Meterkonvention beigetretenen Länder Kopien besitzen. Die in cm, g, sek. ausgedrückten physikalischen

Einheiten bezeichnet man als Einheiten des *C.G.S.-Systems* (Zentimeter-Gramm-Sekunde-System). In manchen Fällen werden auch andere Längen und Massen als das *g* und *cm* für die Grundeinheiten benutzt (vgl. z. B. die praktischen elektrischen Einheiten).

Für die mechanischen Maße ergibt sich die Zurückführung auf die drei Grundeinheiten in sehr einfacher Weise; die Beziehung zu den Grundeinheiten drückt man durch die sog. „Dimensionen“ aus, d. h. durch die in eckige Klammern gesetzten Potenzen der Grundeinheiten. So ist z. B. die Geschwindigkeit gleich einer Länge, dividiert durch eine Zeit, ihre Dimension ist daher allgemein $[l \cdot t^{-1}]$, wenn *l*, *m*, *t* die Einheiten der Länge, Masse und Zeit bezeichnen. Im *C.G.S.-System* ist die Dimension der Geschwindigkeit daher gleich $[cm \cdot sek^{-1}]$. Die auf diese Weise sich ergebenden Dimensionen der mechanischen Maße sind im folgenden für die wichtigsten derselben zusammengestellt.

Dimensionen der mechanischen Einheiten.

Bezeichnung	Ableitung	Dimension		Bezeichnung der Einheit im C.G.S.-System
		Allgemein	Im C.G.S.-System	
Winkelgeschwindigkeit	Winkel/Zeit	$[t^{-1}]$	$[sek^{-1}]$	—
Geschwindigkeit	Länge/Zeit	$[l \cdot t^{-1}]$	$[cm \cdot sek^{-1}]$	—
Beschleunigung	Geschwindigk./Zeit	$[l \cdot t^{-2}]$	$[cm \cdot sek^{-2}]$	—
Kraft	Masse mal Beschleunigung	$[m \cdot l \cdot t^{-2}]$	$[g \cdot cm \cdot sek^{-2}]$	Dyn
Arbeit (Energie)	Kraft mal Länge	$[m \cdot l^2 \cdot t^{-2}]$	$[g \cdot cm^2 \cdot sek^{-2}]$	Erg
Leistung	Arbeit/Zeit	$[m \cdot l^2 \cdot t^{-3}]$	$[g \cdot cm^2 \cdot sek^{-3}]$	Erg/sek
Druck	Kraft/Fläche	$[m \cdot l^{-1} \cdot t^{-2}]$	$[g \cdot cm^{-1} \cdot sek^{-2}]$	Bar
Drehmoment	Kraft mal Länge	$[m \cdot l^2 \cdot t^{-2}]$	$[g \cdot cm^2 \cdot sek^{-2}]$	—
Trägheitsmoment	Masse mal Quadr. der Länge	$[m \cdot l^2]$	$[g \cdot cm^2]$	—
Dichte	Masse/Volumen	$[m \cdot l^{-3}]$	$[g \cdot cm^{-3}]$	—
Impuls	Masse/Geschwindigkeit	$[m \cdot l \cdot t^{-1}]$	$[g \cdot cm \cdot sek^{-1}]$	—

Die Einheit der Kraft, das Dyn, entspricht ungefähr dem Gewicht von 1 mg an der Erdoberfläche; genauer ist das Gewicht von 1 mg gleich 0,980665 Dyn an einem Ort normaler Schwere (normale Schwerebeschleunigung gleich 9,80665 m/sek²). Entsprechend ist die Einheit der Energie im *C.G.S.-System*, das Erg, gleich der Arbeit, die verrichtet wird, wenn sich der Angriffspunkt einer Kraft von 1 Dyn in Richtung der Kraft um 1 cm verschiebt.

Ebenso wie die mechanische Energie werden auch die kalorimetrischen Energien (Wärmemengen), sowie die elektrischen, magnetischen und andere Energien in Erg ausgedrückt, wenn sie im *C.G.S.-System* angegeben werden.

Die elektrischen (und magnetischen) Maßsysteme und Einheiten zeigen eine größere Komplikation, als die mechanischen Einheiten und werden daher an besonderer Stelle behandelt (vgl. Elektrische Maßsysteme u. Erdmagnetismus).

W. Jaeger.

Absolutes Potential. Die Messung der elektromotorischen Kraft galvanischer Zellen liefert im allgemeinen nicht den Wert des Einzelpotential-sprungs an der Grenze Metall/Elektrolyt, sondern nur das Potential von Kombinationen Metall/Elektrolyt/Metall. Auf diese Weise sind ohne weiteres nur Änderungen des Einzelpotentials, z. B. mit Hilfe sog. Normalelektroden, der Messung zugänglich. Die Tropfelektrode (s. d.) soll nach Helmholtz die Bedingung erfüllen, daß ein

Metallstrahl, z. B. von Quecksilber, der in eine Lösung einfließend sich in Tropfen auflöst, das Potential der Lösung annimmt. Ein anderer Weg zur annähernden Messung des „absoluten“ Potentials bietet sich hiernach wiederum durch Anwendung einer flüssigen Metallelektrode auf Grund des Satzes, daß beim Maximum der Grenzflächenspannung Metall/Elektrolyt die auf dem molekularen Kondensator haftende Ladung Null ist (vgl. Kapillarelektrometer). Gegen die Brauchbarkeit der Tropfelektrode und des Kapillarelektrometers zur Bestimmung des absoluten Potentials ist mit Recht eingewandt worden, daß die elektrische Doppelschicht an der Grenzfläche Metall/Lösung nicht aus Ladungen aufgebaut sein muß, welche den beiden Belegungen der Schicht von außen zugeführt sind, sondern daß sie sich unter der Wirkung der an der Phasengrenze herrschenden Kräfte von selbst durch geordnete Verteilung der Ladungen bilden kann.

Es darf also aus dem Nullpunkt der Ladung niemals auf den Nullpunkt des Einzelpotentials gefolgert werden. (A. Frumkin).

H. Cassel.

Näheres s. M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie.

Absorption, Absorptionsvermögen (photometrisch). Unter wahrer Absorption versteht man die Umsetzung von Strahlungsenergie in Wärmeenergie des absorbierenden Körpers. Das Absorptionsvermögen gibt den Betrag dieser Größe an, wenn die auffallende Strahlung zu 100 gesetzt wird. Im allgemeinen Fall wird von der auf einen Körper auffallenden Energie ein Teil reflektiert, ein Teil durchgelassen, ein Teil absorbiert. In besonderen Fällen erregt die absorbierte Strahlung eine Strahlungsemission statt eine Temperaturerhöhung. Das sind die Erscheinungen der Fluoreszenz, Phosphoreszenz und Resonanz. Auch kann absorbierte Strahlung chemische Veränderungen hervorrufen statt Wärme (Photochemie).

Wahre Absorption, die mit einer Erwärmung des absorbierenden Körpers verbunden ist, ist mit einer der Temperaturerhöhung gegen die Umgebung entsprechenden Emission von Wärmestrahlung verbunden. Man wird streng genommen auch diesen Vorgang als eine Phosphoreszenz aufzufassen haben. Der Elementarvorgang dieser Absorption von Strahlung ist noch ungeklärt. Man neigt heute mehr der Ansicht zu, daß auch die Absorption von Strahlung in festen Körpern quantenmäßig (im Sinne von Planck und von Bohrs Theorie) erfolgt, wobei die Größe der absorbierten Quanten von der Bindung der Atome oder Moleküle des absorbierenden Körpers abhängig sein wird. Wahre Absorption zerfällt so in zwei Vorgänge: den primären Vorgang der Absorption von Strahlung durch ein Atom oder Molekül, wodurch dasselbe in einen energiereicheren Zustand übergeführt wird, und den sekundären Vorgang der Umwandlung der absorbierten, potentiellen

Energie des Moleküls in kinetische Energie. Von diesem Standpunkt aus sind alle obengenannten Absorptionserscheinungen so zu fassen, daß der primäre Vorgang stets prinzipiell der gleiche ist, der sekundäre Vorgang aber verschieden. Die Verschiedenheit wird durch die auf das energiereichere Molekül wirkenden elektrischen und magnetischen Kräfte innerhalb der Materie bedingt sein.

Bezügl. Absorptionsvermögen schwarzer Flächen s. Reflexionsvermögen. *Gerlach.*

Absorption, atmosphärische, der Strahlung. Die Verminderung der Strahlungsenergie durch die Elektronen und Ionen usw. der Atmosphäre s. Elektromagnetische Wellen, Ausbreitung längs der Erde. *A. Meissner.*

Absorption, atmosphärische, des Lichtes s. Extinktion.

Absorption der Elektronen in Gasen. In mehratomigen Gasen werden die Elektronen von den Molekülen absorbiert, wenn die Geschwindigkeit, mit der sie die Moleküle treffen, unterhalb einer für jede Molekülarart charakteristischen Grenzggeschwindigkeit liegt. Die Grenzggeschwindigkeit nimmt in der Reihenfolge F, Cl, Br, J, H₂O, O₂, N₂, H₂ ab. Bei den letzten Gasen ist die Absorption bereits äußerst gering. In Edelgasen fehlt sie völlig (s. auch Elektronenstoß). *Güntherschulze.*

Absorption von Gasen in Entladungsröhren (clean up). Ganz allgemein findet in den Fällen, wo elektrische Entladungen irgendwelcher Art durch einen Gasraum gesandt werden, eine Druckabnahme statt, die als ein Verschwinden der Gasmolekeln in irgendeiner Form in den Begrenzungsflächen des Gasraums gedeutet werden muß. Die amerikanische Forschung hat dafür den Sammelnamen „clean up“, d. i. Aufräumen, geprägt. Eine einheitliche Theorie für die Erscheinungen konnte trotz zahlreicher Untersuchungen bis heute nicht gegeben werden, wohl weil sie auf zu verschiedene Arten verlaufen können, dann aber wegen der durch Nebenumstände sehr erschwerten Untersuchung. Einer der erschwerendsten Umstände ist naturgemäß der „Gegeneffekt“, d. i. die Freimachung von Gas aus Elektroden und Wänden durch die Entladung, der natürlich von dem „reinen“ Effekt abgetrennt werden muß.

In Geißleröhren ist das Verschwinden des Gases an den anomalen Kathodenfall und die damit eintretende Zerstäubung geknüpft. Ob das Gas in der Kathode oder der Glaswand absorbiert wird, scheint unentschieden zu sein. In manchen Fällen, wo chemische Reaktionen möglich sind (N₂ an K), ist diese Frage jedoch eindeutig zu beantworten. Auch das automatische Härterwerden von Röntgenröhren — Ionenröhren — ist, soweit es sich nicht um Pseudohochvakuum handelt (s. d.) auf eine Gasabsorption zurückzuführen und daher durch Gaszufuhr (Regenerierung) zu beheben.

Am eingehendsten untersucht und auch relativ am durchsichtigsten sind die Verhältnisse in Glühkathodenröhren, wo sie technisches Interesse für die Röhren- und auch Glühlampenherstellung besitzen. Die Absorption ist hier mit Sicherheit an das „Glimmpotential“ als untere Grenze gebunden, d. h. an das Eintreten starker Ionisation. In günstigen Fällen wird auch pro Ion eine Gasmolekel als Höchstwert absorbiert. Überschreitungen kommen vor. Die Frage nach dem Verbleib des Gases ist ungeklärt. Die meiste Wahrscheinlichkeit hat Absorption durch die Gefäßwand.

Die Art der Bindung scheint von Fall zu Fall zu variieren. Es ist nicht erforderlich, daß die Ionen als solche die Wand erreichen, jedoch tritt an Wandteilen, die der Entladung sehr fern liegen, auch keine Absorption ein. Der chemische Charakter der Wand ist ohne Belang, ausschlaggebend aber ihre Vorbehandlung (Gasbeladungszustand). Dagegen weist wieder das Verhalten verschiedener Gase auf chemische Einflüsse hin, besonders indem Edelgase auch gegen diese Art der Bindung fast inert sind. Es scheint sich nach allem um eine halbchemische (Adsorptions-?) Bindung zu handeln, die durch eine vorherige Anregung (des Gases oder der Wand?) zustandekommt. Auszunehmen sind natürlich Fälle, wo die Entladung im Gas chemische Umsetzungen hervorbringt, die zu kondensierbaren Produkten (H₁) führen. Oft erhält man so clean up bei Einbringen spezifischer Reagentien (H₂SO₄ bei Wasserbildung).

Von Interesse ist, insbesondere für die in Amerika viel benutzte Selbstevakuierung der Glühlampen, der Einfluß gewisser Dämpfe auf die Absorption permanenter Gase, die sog. „Phosphorwirkung“. Sie wird besonders von P, As, Sb, J, aber auch von Salzen ausgeübt und scheint darin zu bestehen, daß die Kondensation dieser Stoffe neue, reine Oberflächen schafft. Daneben wirken sie oft (auch Hg) günstig durch Herabsetzung des Glimmpotentials. *Schwab.*

Näheres s. S. Dushman, High Vacuum. E. Pietsch, Gasabsorption unter dem Einfluß der elektrischen Entladung — clean up — und verwandte Erscheinungen. In *Ergebn. d. ex. Natw.* V, 213. 1926. Zahlreiche Originalabhandlungen, insbesondere vom Research Staff of the General Electric Company in *Journ. Chem. Soc.* und von Langmuir in *Journ. Am. Chem. Soc.*

Absorption des Lichtes s. Anomale Dispersion, Beersches Gesetz und Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen.

Absorption des Lichtes im Weltraum s. Kosmische Absorption.

Absorption der Röntgenstrahlen. Die Schwächung der Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Materie. Man unterscheidet die „wahre Absorption“, bei welcher die Röntgenstrahlenenergie zur Abtrennung eines Photoelektrons verbraucht wird, und die Schwächung infolge von Streuung, bei welcher entweder das Röntgenquant lediglich eine neue Richtung bekommt oder aber zum Teil zur Beschleunigung eines Rückstoßelektrons führt. (Vgl. die Artikel Comptoneffekt und Streuung der Röntgenstrahlen.) Dementsprechend definiert man einen Schwächungskoeffizienten μ als Summe des wahren Absorptionskoeffizienten τ und des Streukoeffizienten σ durch die Beziehung $J_d = J_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$, wo J_d die Intensität der Röntgenstrahlen nach dem Durchlaufen einer materiellen Schicht von der

Dicke d bedeutet. $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$ ist der „Massenschwächungskoeffizient“, wo ρ die Dichte des

Absorbenten ist. $\frac{\tau}{\rho}$ wächst ungefähr proportional mit der dritten Potenz der Wellenlänge der Röntgenstrahlen und ungefähr proportional mit der dritten Potenz der Atomnummer des Absorbenten. Doch treten an bestimmten, für das absorbierende Element charakteristischen Stellen, den sog. Absorptionskanten (s. d.) plötzliche Sprünge des Absorptionskoeffizienten auf. Empirische Formeln für die Absorption der Röntgenstrahlen

von Glocker, Allen, Richtmyer, Wingårdh u. a.

Behnken.

Näheres s. W. Bothe, Absorption der Röntgenstrahlen. Handb. d. Physik. Herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel, Bd. 23, S. 310 ff.

Absorption des Schalles. Wegen der allgemeinen Schwierigkeit, Schallintensitäten (s. d.) zu messen, sind unsere Kenntnisse von den Absorptionsverhältnissen noch recht dürftig und unsicher. Besonders stark absorbieren feine poröse Stoffe, teils wegen der großen Reibung und teils wegen der günstigen Verhältnisse (große Oberflächen) der Wärmeübertragung von der in den Poren enthaltenen Luft auf die festen Teile des Stoffes und umgekehrt.

Sabine hat aus Versuchen über die Dauer des Nachhalles (s. d.) die Absorption verschiedener Stoffe zu bestimmen versucht. Wird der „Absorptionskoeffizient“ einer in dem Meßraum enthaltenen Seitenöffnung (Fenster) von 1 m^2 Fläche gleich Eins gesetzt, so ergeben sich pro Quadratmeter die Absorptionskoeffizienten von einer Wandbekleidung in Hartfichte zu 0,06, von Glas zu 0,03, von Linoleum auf dem Fußboden zu 0,12, von Teppichen zu 0,20—0,30, von „Publikum“ zu 0,96 usw. Wenn diese Werte auch recht fragwürdig sind, so geben sie doch wenigstens gewisse Anhaltspunkte, z. B. für die Probleme der Raumakustik (s. d.).

Die Absorption des Schalles in Luft vermindert die nach den sonstigen theoretischen Gesetzmäßigkeiten zu erwartende Reichweite einer Schallquelle erheblich, namentlich für höhere Frequenzen.

Kohlensäure von 23°C . ist für Schallwellen von der Frequenz 1000000 schon völlig undurchlässig, während der entsprechende Grenzwert für Luft bei etwa 3000000 Schw./Sek. liegt.

Eine scheinbare Absorption des Schalles kann auch dadurch zustande kommen, daß zwischen Schallquelle und Beobachter Resonatoren eingeschaltet werden. So soll eine zwischen eine Klangquelle, die eine große Zahl von Tönen gibt, und den Beobachter gestellte Harfe den Schall schwächen. Das ist aber keine Absorption in dem Sinne, daß Schallenergie in Wärme umgesetzt wird, sondern die einzelnen Saiten der Harfe nehmen Energie auf, indem sie zum Mitschwingen kommen, und zerstreuen hierdurch den Schall, so daß sich die Intensität der Töne für den Beobachter verringert.

E. Waetzmann.

Näheres s. Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, Akustikband, Braunschweig 1929.

Absorption der radioaktiven Strahlung. Wenn α -, β - oder γ -Impulse Materie durchlaufen, so tritt ein Energieverlust ein, indem ein Teil der Strahlung in andersgeartete Energie (Wärme, Sekundärstrahlung, chemische Wirkung usw.) umgesetzt, der andere Teil aus seiner Ursprungsrichtung abgelenkt wird; beides zusammen, die „wahre Absorption“ und die „Streuung“ ergibt eine „Schwächung der Strahlung“; und zwar kann mit jeder der beiden Ursachen verbunden sein entweder eine nur stetige Verringerung der Energie ϵ des einzelnen Impulses oder ein so starker Energieverbrauch, daß der Impuls als solcher verschwindet, also eine Veränderung der Impulszahl Z eintritt. So daß die gesamte Energieänderung dE sich darstellt als $dE = d(Z \cdot \epsilon) = Z d\epsilon + \epsilon dZ$.

Die theoretisch einfachste Absorption erfährt ein paralleles homogenes γ -Bündel, wenn die Meßvorrichtung so beschaffen ist, daß die gestreute

Strahlung nicht zur Wirkung kommt. Erfahrungsgemäß bewirkt hier die „wahre Absorption“ (d. i. der lichtelektrische Effekt, s. d.) nur eine Verringerung der Teilchenzahl, d. h. bei wahrer Absorption wird ein γ -Impuls stets zur Gänze verschwinden; und auch der Streuvorgang kann sich nur durch seine Verringerung der im ursprünglichen Querschnitt enthaltenen Impulszahl äußern, da die gestreute (und durch den „Comptoneffekt“ [s. d.] in der Qualität veränderte) Strahlung nicht mitgemessen wird. In diesem Falle ist in obiger Energieschwächung der erste Summand gegenstandslos, es wird $dE = \epsilon dZ$. Und da somit die Qualität des zur Messung gelangenden Bündels ungeändert bleibt, muß jede absorbierende Schichtdicke gleichartig wirken und den gleichen Bruchteil der auffallenden Strahlung absorbieren, so daß die

Intensitätsabnahme gegeben ist durch $\frac{dJ}{J} = -\mu dx$,

woraus durch Integration folgt: $J = J_0 e^{-\mu x}$; darin ist J_0 die Intensität für $x = 0$, und μ der sog. Absorptionskoeffizient (Dimension cm^{-1}), eine für die Wellenlänge der Strahlung und für das Absorbermaterial charakteristische Konstante, statt derer in der Literatur wohl auch folgende Ausdrücke

verwendet werden: Die Schichtdicke $\delta = \frac{1}{\mu}$ (dann wird für $x = \delta$, $J = J_0 e^{-1}$) wird als „mittlere Reichweite“, die Schichtdicke $D = 0.6932 \frac{1}{\mu}$ (dann wird für $x = D$, $J = J_0 e^{-0.6932} = \frac{1}{2} J_0$) als „Halbierungsdicke“ bezeichnet. In dem angelegenen einfachsten Fall müssen die für verschiedene Schichtdicken x gemessenen Intensitäten J logarithmisch als $f(x)$ aufgetragen eine Gerade ergeben (denn es ist $\lg J = \lg J_0 - \mu x$), deren Neigung den gesuchten Wert für μ , deren Schnittpunkt mit der Ordinatenachse J_0 liefert. Bezeichnet ρ die Dichte, A das Atomgewicht des absorbierenden Elementes, h die Masse des Wasserstoffatoms, so gibt $\lg J$

als $f(\rho x)$ bzw. als $f\left(\frac{\rho x}{h A}\right)$ aufgetragen, eine Gerade, deren Neigung den „Massenabsorptionskoeffizient“ μ , bzw. das „Absorptionsvermögen“ des Atomes ρ liefert. $\frac{\rho}{A h}$ ist die Zahl der Atome pro Volumseinheit, daher $\mu \cdot \frac{A h}{\rho}$ die Absorption pro Atom. Da jedes Atom mit der „Atomnummer“ (s. d.) N in seiner Hülle N Elektronen enthält, so gibt $\mu_\epsilon = \mu \frac{A h}{\rho N}$ den mittleren Schwächungsanteil

des einzelnen Elektrons an. Nach dem früher gesagten setzt sich diese Schwächung aus der Wirkung von wahrer Absorption und von Streuung zusammen, also $\mu_\epsilon = \tau_\epsilon + \sigma_\epsilon$; nach neueren Versuchen hat es den Anschein, als ob sich die im Gebiete der Röntgenstrahlen bewährte Darstellung der Größen τ und σ in ihrer Abhängigkeit von Atomnummer und Wellenlänge auch auf γ -Str. übertragen lasse. Danach wäre anzusetzen: $\tau_\epsilon = k \cdot N^3 \lambda^3$ und $\sigma_\epsilon = \sigma \cdot \frac{1}{1 + 2a}$; in ersterem Ausdruck

(Gesetz von Bragg-Peirce) ist N die Atomnummer, λ die Wellenlänge in cm, k eine Konstante, deren numerischer Wert von $2,24 \cdot 10^{-2}$

in seiner Anwendbarkeit auf γ -Str. noch unsicher ist; im zweiten Ausdruck (Comptonsche Formel, vgl. „Comptoneffekt“) ist $\sigma_0 = 6,6 \cdot 10^{-25}$ der „klassische Streukoeffizient“ und $a = \frac{1}{\lambda} \cdot 24,2 \cdot 10^{-11}$.

Unter Verwendung dieser Beziehungen berechnen sich aus den beobachteten Werten für μ_e Wellenlängen für die γ -Strahlen, (10–10 bis 10–12 cm), die in qualitativer Übereinstimmung sind mit den auf photoelektrischem Wege erhaltenen.

Im Falle inhomogener Strahlung mit z. B. zwei verschieden harten Komponenten gilt: $J = J'e^{-\mu'x} + J_0'' e^{-\mu''x}$; $\lg J$ als $f(x)$, graphisch dargestellt ergibt nun zur Abszissenachse konvexe Kurven, deren Neigung anfangs mit wachsendem x abnimmt, so daß μ mit zunehmender Schichtdicke kleiner wird; eine unter dem Namen „Härtungseffekt“ bekannte Erscheinung, die sich bei γ -Strahlen wohl immer, so wie dies hier abgeleitet wurde, auf Inhomogenität zurückführen läßt und nicht eine schrittweise Qualitätsänderung eines ursprünglich homogenen Bündels zur Ursache hat. (Immer vorausgesetzt, daß die gestreute Strahlung nicht zur Messung gelangt.) — Ungleich schwieriger werden die Absorptionsprobleme, selbst Homogenität vorausgesetzt, für nicht parallele Strahlen. Es treten sofort komplizierte e -Funktionen (Exponential-Integral, Kingsche Funktionen usw.) auf. — Und unlösbare Komplikationen entstehen, wenn noch der Einfluß der im Absorber erzeugten Sekundärstrahlung oder Streustrahlung hinzutritt, was kaum zu vermeiden ist, wenn bei schwachen Präparaten mit weitgeöffneten Strahlenbündeln und daher am Ionisationsgefäß anliegenden Absorbieren gearbeitet werden muß. So daß dieses anscheinend so einfache Problem theoretisch und experimentell zu den größten Schwierigkeiten führt, die nur in einigen besonders günstigen Fällen geklärt werden konnten.

Ebenfalls sehr unübersichtlich in theoretischer und experimenteller Hinsicht liegen die Verhältnisse bei der Absorption von Korpuskularstrahlen, bei denen sowohl die Geschwindigkeit von Punkt zu Punkt des Absorbers sich ändert, als auch die Inhomogenität und die Nichtpunktformigkeit der Strahlungsquelle erschwerend eingreifen.

Was zunächst die α -Strahlen betrifft, bei denen, solange mit Strahlen einer zerfallenden Atomart gearbeitet wird, wenigstens die Inhomogenität wegfällt, so äußert sich der Einfluß der Geschwindigkeitsabnahme darin, daß keine exponentielle Absorptionsschwächung eintritt, die Absorbierbarkeit zugleich mit der Geschwindigkeitsabnahme bei wachsender Schichtdicke zunimmt, so daß bereits endliche Schichtdicken eine völlige Absorption bewirken. Es kann somit kein wie oben definierter Absorptionskoeffizient angegeben werden, vielmehr wird als für die Strahlung und für das absorbierende Medium charakteristische Konstante die „Reichweite“ (s. d.) eingeführt. Die Zahl der α -Partikel bleibt bis nahe zum Ende der Reichweite konstant. Hier liegt also ein den Verhältnissen bei der Absorption eines parallelen γ -Bündels entgegengesetzter Fall vor, indem innerhalb der Reichweite die Energieänderung nur auf stetige Verminderung der Energie des Einzelteilchens zurückzuführen ist, so daß hier $dE = d(Z\varepsilon) = Z \cdot d\varepsilon$ wird. Die Geschwindigkeitsänderung längs der Absorptionsbahn wird desto größer, je kleiner an der betrachteten Stelle

die Geschwindigkeit selbst ist und wächst angenähert proportional mit \sqrt{A} . Über die gleichzeitig auftretenden Ablenkungen aus der geradlinigen Bahn vgl. den Artikel „Zerstreuung“.

Bei den β -Strahlen sind die Absorptionserscheinungen am wenigsten geklärt. Aus der magnetischen Spektralzerlegung (s. d.) ist bekannt, daß die Strahlung selbst einer einzigen Art von zerfallenden Atomen nicht homogen ist, sondern sich aus Gruppen von β -Teilchen verschiedener Geschwindigkeit zusammensetzt. Bewiesen ist ferner, daß die β -Teilchen beim Durchdringen von Materie sowohl eine Geschwindigkeitsabnahme als auch eine derartige Zerstreuung erleiden, daß selbst eine ursprünglich vorhandene Homogenität und Parallelität verloren gehen muß. In Konsequenz dessen kann man experimentell zeigen, daß ein künstlich auf das sorgfältigste homogen und parallel gemachtes β -Bündel nicht exponentiell absorbiert wird. Und endlich ergeben Zählungen, daß die Zahl der β -Partikel längs der Absorptionsstrecke stetig, aber nicht exponentiell abnimmt. Jeder dieser Punkte für sich allein betrachtet würde ein kompliziertes Abklingungsgesetz erwarten lassen und trotzdem findet man einfache exponentielle Absorptionskurven, wenn alle zusammen wirken; sogar in dem Falle, daß divergente β -Strahlen zur Absorption gelangen, wobei doch in jeder möglichen Strahlrichtung die Absorberdicke eine andere ist. Es ist daher in Anbetracht des Nichtzutreffens aller Voraussetzungen nicht angängig, aus der Linearität der gemessenen logarithmischen Intensitätsänderungskurve Rückschlüsse auf die Homogenität der verwendeten β -Strahlung zu ziehen. Anscheinend kompensieren sich verschiedene entgegengesetzt wirkende Effekte derart, daß die immer etwas problematische Angleichung an eine logarithmische Gerade möglich ist. — Doch lassen sich für eine mehr qualitative Betrachtung immerhin wertvolle Erfahrungstatsachen durch diese theoretisch nicht einwandfreie Beobachtungsmethode gewinnen. Man findet z. B. den aus derartigen exponentiellen Absorptionskurven gerechneten Massenstrahlungskoeffizienten in erster Annäherung für ein und dieselbe Strahlentypen konstant. Die bei Elementen vorkommenden Abweichungen machen im allgemeinen mit dem Atomgewicht des Absorbers ansteigend periodische Schwankungen durch. So nimmt z. B. für die β -Strahlung von UX der Massenabsorptionskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ von Bor bis Uran zu und zeigt, darübergelagert, sekundäre Maxima bei S, Se, Te, Minima bei C, Ti, Pd, Ba. — Bei Verbindungen ist das Durchdringungsvermögen (proportional $\frac{1}{\mu}$) vom Atomgewicht der Bestandteile abhängig und kann aus deren Durchdringungsvermögen additiv berechnet werden.

K. W. F. Kohlrusch.

Absorptionsbande s. Spektrum.

Absorptionsindex. Der Absorptionsindex n elektromagnetischer Wellen, welche durch ein Dielektrikum treten, ist dadurch definiert, daß längs einer Welle von der Länge λ' die Amplitude der Schwingung im Verhältnis $1:e^{-2\pi n}$ abnimmt. Da der Brechungsindex durch $n = \lambda:\lambda'$ bestimmt ist, nimmt die Amplitude im leeren Raum, wo die Wellenlänge λ ist, im Verhältnis $1:e^{-2\pi n}$ ab. Die Größe $n \cdot x$ findet man als Extinktionskoeff-

fizienten bezeichnet. Da die Maxwellsche Relation $\varepsilon = n^2$ nur für nicht absorbierende Körper ($\kappa = 0$) streng erfüllt ist, muß bei absorbierenden Substanzen an ihre Stelle die erweiterte Gleichung $\varepsilon = n^2(1 - \kappa^2)$ treten.

Legt man die reine Maxwellsche Theorie zugrunde, so wird die Absorption dadurch verursacht, daß bei den unvollkommenen Isolatoren, also Körpern, die noch eine gewisse Leitfähigkeit σ besitzen, außer den Verschiebungsströmen auch noch Leitungsströme entstehen, die sich im Körper in Joulesche Wärme umsetzen. Die Theorie ergibt für die Berechnung des Absorptionsindex dann folgende Formel:

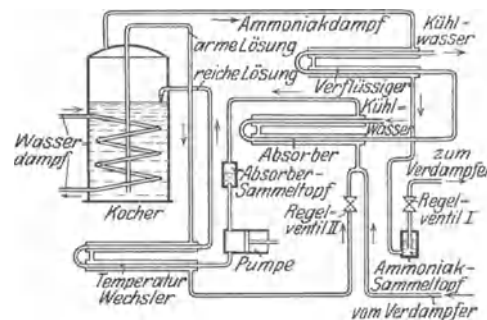
$$\kappa = \frac{\frac{2\sigma}{\varepsilon\nu}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma}{\varepsilon\nu}\right)^2}}$$

worin ν die Schwingungszahl bedeutet. Für zahlreiche Elektrolyte und verdünnte Gase hat sich der Ausdruck durch Versuche von J. J. Thomson, Stefan, Erskine, Nordmann u. a. qualitativ bestätigt gefunden, für wässrige Salzlösungen sogar quantitativ (Karoly). In allen diesen Fällen, in denen die Leitfähigkeit und Absorption in solchem Zusammenhang stehen, liegt sog. normale Absorption vor. Doch kommt, wie Drude zuerst gezeigt hat, auch starke Absorption vor, die mit der Leitfähigkeit in keinem Zusammenhang steht und als anomale Absorption bezeichnet wird. Es scheint besonders die Hydroxylgruppe zu sein, die bei den betreffenden Substanzen die anomale Absorption verursacht. Zu ihrer theoretischen Darstellung muß man die Elektronentheorie in Verbindung mit der Helmholtz'schen Dispersionstheorie heranziehen (s. d.). R. Jaeger.

Absorptionskältemaschine. Die Ammoniakabsorptionskältemaschine, wie sie noch heute Anwendung findet, ist die älteste Kaltdampfmaschine (s. Kaltdampfverdichtungsmaschine) überhaupt und 1862 von Carré gebaut worden. Ihre Kältewirkung beruht wie die der Verdichtungsmaschine auf der Wärmebindung beim Verdampfen des flüssigen Ammoniaks. Kennzeichnend für die Absorptionsmaschine ist, daß das Ammoniak während eines Teils des Umlaufes an Wasser gebunden ist.

Im Kocher befindet sich eine konzentrierte Salmiakgeistlösung, die durch Wasserdampf beheizt wird. Die sich entwickelnden Ammoniakdämpfe werden im Verflüssiger durch Kühlwasser niedergeschlagen, das flüssige Ammoniak strömt durch einen Sammeltopf und ein Regelventil I in den Verdampfer, in dem die tiefe Temperatur erzeugt wird. Durch die Drosselung im Regelventil wird der Druck des Ammoniaks so herabgemindert, daß sein Siedepunkt stark sinkt, z. B. auf -10°C . Das Ammoniak, das durch eine in einem Solebad von etwa -5°C liegende Rohrschlange strömt (vgl. Kaltdampfverdichtungsmaschine) verdampft infolge der Erwärmung durch die Sole, und die Dämpfe werden im Absorber vom Wasser bzw. einer schwachen Salmiakgeistlösung aufgesaugt. Der Absorber ist vielfach wie in der Figur als Doppelrohrapparat ausgebildet und wird von Kühlwasser durchströmt, weil beim Lösen des Ammoniaks im Wasser viel Wärme frei wird. Die jetzt reiche Lösung wird durch eine Pumpe in

den unter höherem Druck stehenden Kocher gedrückt, wo sie wieder entgast wird. Die arme Lösung, die wegen der Erhöhung des spezifischen Gewichtes durch das Austreiben des Ammoniaks auf den Boden des Kochers sinkt, wird durch den Kocherdruck nach dem Absorber gedrückt, wobei die Strömungsgeschwindigkeit durch das Regelventil II so vermindert wird, daß gerade soviel Lösung zum Absorber strömt, als die Pumpe schafft. In den Temperaturwechsler tritt die arme Lösung heiß ein und tritt kalt aus ihm heraus, während die reiche Lösung kalt eintritt und warm austritt. Durch diesen Wärmeaustausch wird die Wirtschaftlichkeit der Anlage erhöht.



Absorptionskältemaschine.

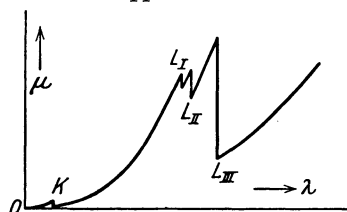
Die Verbreitung der Absorptionskältemaschine ist in Europa gering, trotzdem sie gewisse Vorzüge gegenüber der Verdichtungsmaschine hat. Man kann ihr nämlich die zum Betriebe nötige Energie fast vollständig in Form von Wärme zuführen und braucht nur ganz wenig mechanische Energie zum Betriebe der Ammoniakpumpe. Die Maschine ist also überall dort besonders geeignet, wo Abwärme billig zur Verfügung steht. Ein Nachteil gegenüber der Verdichtungsmaschine ist der höhere Verbrauch an Kühlwasser.

Trotzdem die Maschine für große Kälteleistungen z. Z. nur geringe Verbreitung hat, birgt sie noch große Entwicklungsmöglichkeiten in sich. So hat sie z. B. in neuester Zeit in der Form der unterbrochen arbeitenden Absorptionsmaschine für kleine Leistungen sehr viel Anwendung gefunden. Aber auch für große Leistungen hat sie noch eine Zukunft.

Krause.

Absorptionskanten. Unstetigkeitsstellen im Verlauf des Absorptionskoeffizienten μ der Röntgenstrahlen. Während der Absorptionskoeffizient eines Elementes im allgemeinen mit der dritten Potenz der Wellenlänge zunimmt, finden sich bei ganz bestimmten Wellenlängen, die für das betreffende Element charakteristisch sind, plötzliche Sprünge, indem hier der Absorptionskoeffizient bei zunehmender Wellenlänge unvermittelt auf einen kleineren Wert übergeht, um danach wieder proportional mit λ^3 zuzunehmen (vgl. die Fig.). Der Grund für diese Erscheinung liegt darin, daß für die Loslösung eines Elektrons aus einem bestimmten Niveau des Atomes eine ganz bestimmte Energie erforderlich ist. Sobald bei zunehmender Frequenz der Röntgenstrahlen das Röntgenquant diesen Energiebetrag erreicht, beteiligt sich plötzlich das entsprechende Elektronenniveau an der Absorption und erhöht den Absorptionskoeffizienten.

Die Anzahl der Absorptionskanten eines Elementes ist dementsprechend gleich der Anzahl der Elektronenniveaus, die es enthält. Die Absorptionskanten liegen in Gruppen beieinander, die als K, L, M, N, O und P-Gruppen bezeichnet werden. Die



Absorptionskanten.

K-Kante ist die kurzwelligste. Ihre Wellenlänge λ_k läßt sich angenähert durch folgende Formel wiedergeben:

$$\lambda_k = 880 / (Z - 4)^2,$$

wo Z die Ordnungszahl des Absorbenten bedeutet. Die L-Gruppe enthält drei, die M-Gruppe fünf, die N-Gruppe sieben, die O-Gruppe wieder fünf und die P-Gruppe drei Kanten. Die Kanten sind vielfach auf der langwelligen Seite von einer oder mehreren scharfen Absorptionslinien begleitet. Die Lage der Absorptionskanten wird durch die chemische Bindung vielfach nachweisbar beeinflusst

Behnken.

Näheres s. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Berlin 1924, S. 125 ff.

Absorptionskoeffizient s. Beersches Gesetz.

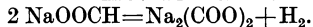
Absorptionsspektren s. Spektrum.

Absorptionstreifen, elektrische. Wird ein Körper von elektromagnetischen Schwingungen durchsetzt, so werden diejenigen Schwingungsfrequenzen absorbiert, die gleich den Eigenfrequenzen schwingungsfähiger Gebilde (Atome, Moleküle, größere Komplexe) in dem Körper sind. Haben die schwingungsfähigen Komplexe eine so große Masse, daß ihre Eigenfrequenzen in das Gebiet der Schwingungen der elektrischen Hochfrequenz fallen, so lassen sich die Absorptionsgebiete auf elektrischem Wege durch Messung der dielektrischen Verluste bestimmen. Bei den Dipolflüssigkeiten Wasser, Äthylalkohol, Benzol, Toluol, Azeton gelang es, derartige Absorptionstreifen elektrisch zu messen, beispielsweise bei Wasser 20 Streifen in dem Frequenzgebiet $5 \cdot 10^8$ bis $8,3 \cdot 10^8$ Hertz.

Güntherschulze.

Näheres s. Handb. d. Physik. Herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. Bd. 13. 1927.

Abspaltung pflegt man eine besondere Art chemischer Zersetzungen (s. d.) zu nennen, diejenigen nämlich, wo die eine Komponente, in die eine Molekelart zerfällt, klein gegenüber der andern ist. So sagt man z. B.: Natriumformiat geht unter A. von Wasserstoff in Natriumoxalat über, gemäß:



Ist die abgespaltete Molekel Wasser, so spricht man vielfach von „Kondensation“ (s. d.). *Schwab.*

Absteigender Ast s. Flugbahnelemente.

Abstimmsschärfe. Eigenschaft eines aus einem oder mehreren elektrischen Schwingungskreisen zusammengesetzten Apparates, z. B. eines Empfangsapparates für drahtlose Signale, die zu empfangende Welle frei zu halten von benachbarten Störwellen. Beim Empfang ungedämpfter Schwingungen ist sie um so größer, je kleiner bei gleicher Sendeenergie das logarithmische Dekrement des Empfängers ist, beim Empfang gedämpfter Schwingungen hängt sie außerdem von der Dämpfung der ankommenden

Wellen ab. Ferner ist von Einfluß die Größe der Sendeenergie, die an der Empfangsstelle zur Wirkung kommt. Durch Anwendung mehrerer, schwach gedämpfter elektrischer Schwingungskreise in loser Kopplung (Sekundär- oder Tertiärempfänger) kann man die Abstimmsschärfe wesentlich verbessern. Man ermittelt die Abstimmsschärfe, indem man zwei in gleicher Entfernung vom Empfänger aufgestellte Sender gleicher Energie mit verschiedener Wellenlänge senden läßt und den Empfänger auf eine der beiden Wellen abstimmt. Die Wellenlänge des zweiten Senders wird dann allmählich der des ersten angenähert, bis die Zeichen im Empfänger nicht mehr deutlich aufzunehmen sind. Unterscheiden sich jetzt die Wellenlängen um $\epsilon\%$, so sagt man, der Empfänger hat eine Abstimmsschärfe von $\epsilon\%$. Statt der Abstimmsschärfe wird auch die Selektivität S als Maß für die Güte des Empfängers gewählt. Darunter versteht man den reziproken Wert der Summe der Verstimmungen ϵ' und ϵ'' nach beiden Seiten der Resonanzlage, die notwendig sind, um einem als Wellenanzeiger dienenden Strommesser nur die Hälfte der Energie wie im Resonanzfall zuzuführen.

$$S = \frac{1}{\epsilon' + \epsilon''}.$$

Zu dieser Messung ist also nur ein Sender erforderlich, die Eigenfrequenz des Empfängers wird verändert.

E. Alberti.

Näheres s. Rein, Lehrb. d. drahtlosen Telegraphie.

Abstoßung, elektrostatische. Der elektrostatischen Anziehung (s. d.) steht die elektrostatische Abstoßung gegenüber. Zu den Grundgesetzen der Elektrostatik gehört der Satz, daß gleichartig elektrisch geladene Körper sich gegenseitig abstoßen. Die elektrische Abstoßung ist im Gegensatz zu der Anziehung imstande, zu entscheiden, welcher Art der elektrische Zustand des einen Körpers ist; denn ein elektrisch geladener Körper zieht auch einen ungeladenen an und umgekehrt. Als erster beobachtete Otto v. Guericke (1672) die elektrische Abstoßung. Die mathematische Formulierung derselben ist durch das Coulombsche Gesetz gegeben (s. d.).

R. Jaeger.

Abwärmeverwertung s. Verbrennungskraftmaschine.

Abweichung, mittlere usw. s. Bernoullisches Theorem.

Abweichung (Optik) s. Farbenabweichung und Sphärische Abweichung.

Abwind nennt man die senkrecht zur Flugrichtung gerichtete Komponente der Luftbewegung, die sich hinter dem Flügel eines Flugzeuges ausbildet. Der Abwind rührt von der Zirkulation der Luft um den Flügel, welche den Auftrieb hervorruft, her; der Abwind ist daher um so größer, je größer der Auftrieb der Flügel ist. Der Abwind ist praktisch von großer Wichtigkeit für die Dimensionierung des Höhenleitwerks; er setzt dessen Empfindlichkeit gegen Anstellwinkeländerung und damit dessen stabilisierende Wirkung herab und zwar um einen Betrag von etwa 40–50 v. H. *L. Hopf.*

Abysodynamik. Lehre von den physikalischen Vorgängen, welche sich in grossen Tiefen der festen Erdkruste abspielen. *O. Baschin.*

Abzweigung. Wenn ein kohärenter, von freien Oberflächen (s. d., sowie Strahl) oder Wänden ganz oder teilweise begrenzter Flüssigkeitsbereich sich an einer Stelle in mehr als einen ebensolchen Bereich gabelt oder umgekehrt mehrere solche Bereiche in einen zusammenfließen (z. B. bei Rohr-

leitungsverzweigungen, Flußspaltungen, Strahl- ablenkung beim Auftreffen auf ein Hindernis oder Zusammenfluß hinter Körpern), so spricht man von Verzweigung oder Abzweigung bzw. Zusammenfluß. Bei ebener Potentialströmung, insbes. also bei den klassischen Ausfluß- und Strahlproblemen (vgl. auch Bolyeffs Problem sowie Diskontinuitätsfläche), arbeitet man hier nach Helmholtz im allgemeinen mit den Methoden der konformen Abbildung.

Für die Probleme der praktischen Hydromechanik setzt man die Kontinuitätsgleichung (s. d.) und Druck- bzw. Impuls- oder (um Verlustgrößen „erweiterte“ Energiegleichungen (s. Bernoulli- sches Theorem) je nach Art der gegebenen und der gesuchten Größen an. Die Verlustgrößen sind zu schätzen oder aus Versuchsdaten zu entnehmen. Bei Zerspaltung in mehr als zwei Arme wird die rechnerische Lösung bereits sehr umständlich. Gefragt wird in der Praxis meist nach der Verteilung der Durchflußmengen auf die einzelnen Arme und nach den mittleren Drucken und Geschwindigkeiten bzw. Druckverlusten. An Beobachtungen liegen für Rohrabzweige einige spezielle Zahlen von Brabbée und Vogel vor. Bei gleicher Geschwindigkeit in allen drei Abzweigen eines T-Stückes ist z. B. im graden Strang $\zeta = 1,0$, in der Abzweigung $\zeta = 1,5$, beim Zusammenfluß $\zeta = 3,0$ (Druckverlust $= \zeta \frac{v^2}{2g}$). In Göttingen ist

durch Anordnung von Leitapparaten bei recht- winkliger Umlenkung (also keine eigentliche „Abzweigung“) ein $\zeta = 0,15$ erreicht worden. Über Druckverluste anderer handelsüblicher Form- stücke s. Brabbée l. c. Es ist hier noch eine empfindliche Lücke an experimentellen Daten. Sehr wenig ist über die Geschwindigkeitsver- teilung in den Einzelquerschnitten der Spaltungen (außer ganz generellen Erwägungen) bekannt. Einige Messungen über das Verhalten von Fluß- geschiebe an Spaltungen in offenen Gerinnen liegen (Naturbeobachtungen seit längerer Zeit, Modellversuche erst in neuester Zeit) vor und bestätigen nur die generellen Erwägungen über die Geschwindigkeitsverteilungen. — In guter Über- einstimmung mit der Beobachtung stehen hydraulische Rechnungen über die erste Umbildung bzw. Spaltung von einfachen infolge von Wassermengen- zu- oder -abnahme sich ausbildenden Hebungs- und Senkungswellen (s. d.) beim Eindringen in Spal- tungen und die dort auftretenden Reflektierungen, doch wird die Verfolgung des weiteren zeitlichen Verlaufes zu undurchsichtig und umständlich. Ebensovienig ist bekannt, wie weit hinter der Spaltung ein dem neuen Querschnitt und den dort vorliegenden Verhältnissen entsprechender gleich- förmiger Fließzustand wieder hergestellt ist. *Eisner*. Näheres s. Lehrbücher der Hydraulik. — Ergebnisse der aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen I, S. 17. — Vogel, Untersuchungen über den Verlust in rechtwinkligen Rohrverzweigungen, Mitteilungen des hydraulischen Institutes der T. H. München Heft I. Oldenburg 1926, auch andere Verff. in diesen Mitt. Heft III. — Brabbée, Gesundheitsingenieur 1913, Bulle, Forschungsheft des V. D. I. *Eisner*, Offene Gerinne in Hdb. d. Experimentalphysik (Wien und Harms), Bd. IV 2, 1931.

Acceleration s. Akzeleration.

Achromat s. Mikroskop.

Achromatische Linsen s. Farbenabweichung.

Achse s. Bewegungsschraube, Impuls, Impuls- sätze, Kreisel.

Achse, freie s. Kreisel.

Achse eines Kräftesystems s. Kräfte- reduktion.

Achse (opt.) s. Kristalloptik.

Achsenfehler von Quarzplatten s. Quarz.

Achsensymmetrische Flüssigkeitsbewegung. Bei achsensymmetrischer Bewegung vereinfachen sich die Bewegungsgleichungen, die man für diesen Fall zweckmäßig in Zylinderkoordinaten anschreibt. Auch die Kontinuitätsgleichung (s. d.), und die rein kinematischen Beziehungen [z. B. die Rotorkom- ponenten s. Dilatation und Rotation bzw. Wirbel- bewegungen] erhalten dann, auf Zylinderkoor- dinaten transformiert, naturgemäß recht einfache Form. Bei stationärer Strömung ist die Strom- funktion eine Funktion von nur zwei Variablen. Achsensymmetrische bzw. schraubensymmetrische Strömung ist praktisch wichtig für rotierende Arbeitsmaschinen [Turbinen, Pumpen, (s. d.), Propeller u. a.], solange man sich begnügt, unendliche Schaufelzahl anzunehmen. Diese Art der Betrachtung der Strömung in ro- tierenden Maschinen wird aber von neueren, mit der Tragflügeltheorie und genaueren Einblicken in die Wirkung der Einzelschaufeln zusamen- hängenden Methoden allmählich abgelöst; nähere Hinweise hierüber s. bei den fraglichen Stichwörtern, z. B. auch Flügelgitter. — In der Hydrodynamik der idealen und zähen Flüssigkeiten kommt achsen- symmetrischen Problemen (Umströmung bzw. Be- wegung achsensymmetrischer Körper in Achsrichtung oder entsprechenden Wirbelanordnungen) durch die erwähnte Vereinfachung der Gleichungen vom mathematischen Standpunkt aus besondere Bedeu- tung zu. Durch „Belegung“ der Achse mit Quell- punktverteilungen (s. Quelle und Senke) lassen sich achsensymmetrische Strömungsverhältnisse analytisch mehr oder weniger exakt oder graphisch durch Näherungslösungen (z. B. Weinig, Zs. f. angew. Math. u. Mech. 1927) beschreiben. Näheres s. Lamb, Hydrodynamik; über das obige die Lehr- bücher von Lorenz und Prážil. *Eisner*.

Achsensymmetrische Linsenfolgen s. Sphärische Abweichung.

Achslale Vektoren s. Vektorrechnung.

Acidimetrie s. Maßanalyse, Indikatoren u. Titration.

Actinium. Von den drei radioaktiven Zerfalls- reihen (vgl. das zusammenfassende Kapitel „Radio- aktivität“) Uran-Radium-, Thorium- und Actinium- Reihe ist die letztere noch am wenigsten erforscht und enthält noch eine große Zahl von Unsicherheiten und Fragen, die der Aufklärung harren. Zunächst ist von Bedeutung die Tatsache, daß in den Uran- erzen immer Uran und Actinium in einem nahezu konstanten Mengenverhältnis vorkommen, und zwar macht die den Ac-Produkten (das sind ins- gesamt 6 α -Strahler) zuzuschreibende Aktivität etwa 28% der Uran- ($U_I + U_{II}$) Aktivität aus. Diese Konstanz macht einen genetischen Zusamen- hang zwischen Uran und Actinium sehr wahrschein- lich. Wäre nun das Atomgewicht des Ac oder eines seiner Zerfallsprodukte genau bekannt, so könnte man die Stelle der Uranreihe, wo die Ac-Reihe abzweigt, mit einiger Sicherheit angeben. Da dies nicht der Fall ist, ist man auf die aus chemischen Eigenschaften folgende Stellung der einzelnen Glieder im periodischen System angewiesen, welche Kenntnis aber nur Wahrscheinlichkeitsgründe für die Wahl einer bestimmten Abzweigungsstelle liefert. So weiß man, daß Ac in der dreiwertigen Lantangruppe steht; daß sein Vorgänger, das

Protoactinium, als α -Strahler daher fünfwertig sein und in der Tantalgruppe liegen muß (vgl. die Artikel „Isotopie“ und „Verschiebungsregel“). Setzt man nun das Atomgewicht des Protoactiniums mit 230 an, so ergibt sich zwanglos seine Entstehung durch β -Zerfall aus Uran Y (s. d.). Und dies steht andererseits im Einklange damit, daß etwa 97% der U_{II}-Atome (s. d.) in Ionium, dessen Zerfall Radium bildet, und 3% in Uran Y zerfallen, die im weiteren die Ac-Reihe bilden sollen. Aus dem oben angegebenen Verhältnis für

Uran-Aktivität
Actinium-Aktivität in Uranerzen errechnet sich aber ebenfalls, daß etwa 3—4 Ac-Atome auf 100 Ra-Atome in solchen Erzen gefunden werden, so daß man im Verein mit anderen Gründen dazu neigt, die Ac-Reihe bei U_{II} abzweigen zu lassen. Ob sich diese Anschauung nicht einmal bei einer direkten Atomgewichtsbestimmung des Actiniums oder Protoactiniums wird verschieben müssen, bleibt dahingestellt. Im folgenden wird im Sinne dieser Auffassung, die das Atomgewicht des Protoactiniums zu 230, bzw. das des Actiniums zu 226 festlegt, vorgegangen und es werden die Glieder der Zerfallsreihe in der Folge ihres sukzessiven Entstehens einzeln besprochen.

Protoactinium (Pa). Das zuletzt (1918) entdeckte Element der Ac-Reihe soll nach dem vorstehenden als Tochtersubstanz des Uran Y (s. d.) angesehen werden, aus dem es durch β -Zerfall entstanden zu denken ist. Demzufolge (vgl. „Verschiebungsregel“) rückt es, da U Y gemeinsam mit Ionium das Atomgewicht 230 und Vierwertigkeit besitzt, in die fünfwertige Plejade (s. d.) des U X₂, mit dem es chemisch gleich, also isotop ist, und wo es als das derzeit stabilste Atom in dieser Plejade ihr den Namen gibt. Pa besitzt eine α -Strahlung, deren Reichweite zu 3,48 cm bei 0° C und 760 mm Druck beobachtet wurde (3,67 cm bei 15° C), seine Halbwertszeit beträgt 20000 Jahre. Entsprechend seiner Stellung im periodischen System der Elemente, als höheres Homolog zu Tantal, folgt es im wesentlichen dessen Reaktionen. Seine Darstellung geht von den schwerst löslichen Rückständen der Pechblende aus mit der Tendenz, alle tantalhaltigen Substanzen daraus zu isolieren. Nach mühsamen Verfahren kommt man endlich zu einem Rückstand (129 mg aus 1 Tonne U), der die geringen Mengen des Protoactiniums in möglichst konzentrierter und von anderen radioaktiven Substanzen (U, Ra, Jo, Radioblei) freier Form enthält.

Actinium, in älterer Literatur auch unter dem Namen „Emanium“ geführt, entsteht durch α -Zerfall aus Protoactinium und rückt nach den Verschiebungsregeln (s. d.) somit in die dreiwertige Lantangruppe, wo es zusammen mit Mesothor 2 einen noch unbesetzten Platz des periodischen Systems ausfüllt. Sein Atomgewicht ist unter den eingangs gemachten Annahmen 226, also dem des Radiums gleich. Von den Ceriterden steht es am nächsten dem Lantan, dem es bei den meisten Fraktionierungen folgt, doch läßt es sich von ihm teilweise trennen durch Fraktionieren mit Magnesiumnitrat. Aus Radiummutterlaugen wird Ac durch Bariumsulfatfällungen mit dem Ba mitgerissen. Die Ac-Fällung mit Ammoniak aus basischer Lösung wird bei Gegenwart von Mangan fast quantitativ. Um das Actinium von seinen laaglebigen Folgeprodukten Rd Ac und Ac X zu

befreien, wird das mit Thorium isotope Rd-Ac nach Zusatz von etwas Zirkon und Thorammoniumnitrat mit Natriumthiosulfat entfernt. Aus der vom Rd-Ac gereinigten Ac-Lösung wird das Ac mit Ammoniak gefällt, nachdem durch Zusatz von etwas Bariumnitrat das leicht adsorbierende Ac X (isotop mit Ra, homolog zu Ba) fixiert wurde. Nach einiger Nachbehandlung erhält man auf diesem Wege ein Ac-Präparat, das sich einerseits durch Nacherzeugen der Ac-Emanation unzweifelhaft als Ac erkennen läßt, das aber andererseits fast strahlenlos ist. Wohl zeigt sich eine α -Strahlung mit der Reichweite 3,56 cm (15° C), doch beträgt ihre Intensität, gemessen am Sättigungsstrom, nur 0,2% derjenigen Wirkung, die ein Ac-Präparat im Gleichgewicht mit seinen Folgeprodukten ausübt. Da nun in letzterem Falle 6 α -Strahler beteiligt sind, die im Gleichgewichtsfalle dieselbe α -Teilchen-Zahl pro Zeiteinheit aussenden und in roher Annäherung (unter Vernachlässigung der Verschiedenheit in den Reichweiten) alle gleich ionisieren, so sollte der auf Ac allein entfallende Bruchteil $\frac{1}{6}$, d. i. 17%, ausmachen; beobachtet wurde aber nur der hundertste Teil davon. Diese α -Strahlung ist also viel zu schwach, als daß sie die den Zerfall des Ac nach Rd-Ac begleitende Strahlung sein könnte. Da ihre Reichweite zu 3,56 cm bestimmt wurde, dürfte es sich dabei um zurückgebliebene Spuren des α -strahlenden Pa (s. o.) handeln. Da auch keine β -Strahlung konstatiert werden kann, so muß der Ac-Zerfall als strahlenlos angesehen werden. Für die Halbwertszeit des Ac wird der Wert 20 Jahre angegeben, so daß die Zerfallskonstante (s. d.) $\lambda = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$, die Lebensdauer (s. d.) $\tau = 29$ Jahre wird. Wegen der geringen verfügbaren Mengen konnte bisher ein eigenes Spektrum, wie man es von Ac als Vertreter einer neuen Plejade erwarten sollte, nicht gefunden werden. Bei Rotglut ist es nicht flüchtig; Diffusionsversuche ergaben seine Dreiwertigkeit.

Radioactinium (Rd Ac). Sein Atom ist durch anscheinend strahlenlose Umwandlung aus Ac entstanden, so daß man zunächst keinen Anhaltspunkt für Atom-Gewicht und Wertigkeit hat, da die Verschiebungsregel (s. d.) nicht anwendbar ist. Empirisch ergibt sich seine in chemischer Hinsicht völlige Identität mit Thorium und dessen Isotopen. Es steht somit um eine Gruppe höher als Ac, so daß eine strahlenlose Umwandlung sich in bezug auf die Verschiebung ebenso äußert, wie eine β -Umwandlung. Wegen seiner Isotopie mit Thorium wird es aus Ac-Lösungen durch alle Thorabscheidungen gewonnen, z. B. nach Zusatz von Spuren eines Th-Salzes durch Fällen desselben mit Wasserstoffsperoxyd bei etwa 60°. Zur Reinigung des Rd Ac vom aktiven Niederschlag wird die Fällung von Hg S in saurer Lösung empfohlen (vgl. Ac X). Rd Ac sendet α -, β - und γ -Strahlen aus. Die α -Strahlung hat bei 15° C und 760 mm Druck in Luft zwei Reichweiten von 4,61 und 4,2 cm. Die β -Strahlung weist einige Geschwindigkeitsgruppen zwischen $1,1$ und $1,9 \cdot 10^{10} \text{ cm/Sek.}$ auf. Die γ -Strahlung ist schwach und durchdringend. Aus dem zweierartigen Zerfall (α und β -Strahlung) könnte man auf ein kurzlebigen Folgeprodukt oder auf Dualität des Zerfalles (s. d.) schließen. Wahrscheinlich stammt aber die β -Strahlung gar nicht aus dem Kern. Noch komplizierter wird die Sache durch den Umstand, daß der α -Zerfall selbst nicht

einheitlich ist und zwei Reichweiten ergibt. Bisher ist eine Klärung dieser Schwierigkeiten noch nicht gelungen. Die Zerfallskonstante wurde bestimmt zu $\lambda = 4,24 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$, daher ist die mittlere Lebensdauer $\tau = 27,24$ Tage, und die Halbwertszeit $T = 18,88$ Tage.

Actinium X. Aus dem vorigen Atom durch den Verlust eines α -Teilchens (Helium-Atom mit Atomgewicht 4 und der Ladung $+9,54 \cdot 10^{-10}$ st. E.) entstanden, gelangt Ac X nach der Verschiebungsregel in die Plejade des Radiums, ist also mit diesem isotyp, wodurch auch seine sämtlichen chemischen und physikalischen Eigenschaften gegeben sind. Das Atomgewicht wäre, wenn dem Actinium der Wert 226 zukäme, mit 222 anzusetzen. — Die Reindarstellung kann durch Ausnutzung des Rückstoßvorganges (s. d.) geschehen, indem einer mit Rd Ac belegten Platte ein negativ aufgeladener Empfänger gegenübergestellt wird, auf dem sich das durch Rückstoß von der ersten Platte abgeschleuderte Ac X ansammelt. Die chemische Darstellung aus einem Rd Ac-Präparat geschieht z. B. nach folgender, schnell arbeitender Methode: Nach Zusatz von Al-, Ba- und NH_4 -Chlorid wird mittels Ammoniak das Rd Ac-haltige Al gefällt. Dem Filtrat wird Quecksilberchlorid zugesetzt und durch Einleiten von Schwefelwasserstoff Quecksilbersulfid gefällt. Aus dem neuen Filtrat wird durch Einleiten heißer, verdünnter Schwefelsäure das Ba abgeschieden und mit ihm, frei von Ac und aktivem Niederschlag das Ac X. — Ac X sendet eine α -Strahlung der Reichweite $R_0 = 4,14$ cm und der Anfangsgeschwindigkeit $1,69 \cdot 10^9$ cm/Sek. aus. Seine Zerfallskonstante ist $\lambda = 7,14 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$, die mittlere Lebensdauer $\tau = 16,2$ Tage, die Halbwertszeit $T = 11,2$ Tage. Beim Zerfall rückt der Verlust des α -Partikels das nächste entstehende Atom in die nullwertige Gruppe und gibt ihm ein um 4 Einheiten verringertes Atomgewicht, nach früheren Annahmen also 218. Die entstehende Substanz führt den Namen:

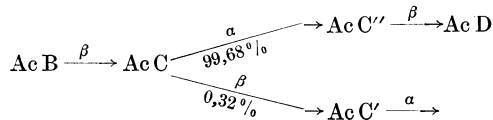
Actinium Emanation (Ac Em), neuerdings auch Actinon (An) genannt, und ist ein schweres, inertes Gas, isotyp mit der Radium- und Thoriumemanation (Gruppe der Edelgase) und unterscheidet sich von ihnen nur durch sein Atomgewicht (218) und durch sein radioaktives Verhalten. Und in letzterer Beziehung ist es insbesondere die abnorm kurze Lebensdauer, die ein charakteristisches Merkmal für die Ac Em ist; die Zerfallskonstante wurde zu $\lambda = 1,77 \cdot 10^{-1} \text{ sec}^{-1}$ bestimmt, welchem Wert die mittlere Lebensdauer $\tau = 5,66$ sec., die Halbwertszeit $T = 3,92$ sec. entspricht. Die Emanation zerfällt unter Aussendung einer α -Strahlung von der Reichweite 5,49 cm und der Anfangsgeschwindigkeit $1,81 \cdot 10^9$ cm/Sek. Die Rückstoßatome haben bei 20^o und 760 mm Druck eine Reichweite von 0,0092 cm. Als weitere physikalische Konstanten seien angegeben: Kondensation bei etwa -100° , Siedepunkt bei -65° , Löslichkeit in Wasser von 18^o etwa $\alpha = 2$, Diffusionsgeschwindigkeit in Luft 0,098 bis $0,123 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$; Atomgewicht aus Diffusions- und Effusionsbestimmungen um 218 herum. Die Okklusionsfähigkeit der einzelnen Ac-Präparate für die Ac Em hängt von der Natur des Salzes und von der Temperatur ab, mit deren Steigen sie abnimmt, so daß das Emanierungsvermögen von -80° bis $+80^{\circ}$ um etwa das 40fache zunimmt. Die in weiterer Folge entstehenden Zerfallsprodukte werden ebenso wie bei den anderen beiden Zerfallsreihen

unter dem Sammelnamen „aktiver Niederschlag“ oder „induzierte Aktivität“ zusammengefaßt. So wie bei den entsprechenden Gliedern der Radium- oder Thoriumfamilie ist als Bezeichnung die Buchstabenfolge A, B, C usw. eingeführt. Aus Actiniumemanation entsteht zunächst durch α -Zerfall das neue Atom des

Actinium A (Ac A), das wie alle A-Produkte dem Polonium isotyp und damit das höhere Homolog zu Tellur ist. Es zerfällt außerordentlich schnell, so daß es besonderer Kunstgriffe zur Bestimmung der Zerfallskonstanten (s. d.) bedurfte. Man fand: $\lambda = 4,7 \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1}$, also $\tau = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ sec.}$, $T = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ sec.}$ Seine α -Strahlung hat die Reichweite 6,24 cm entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,89 \cdot 10^9$ cm/Sek. Wie alle A-Produkte ist auch Ac A bei seiner Entstehung in der Mehrzahl (etwa 90%) der Fälle positiv geladen, scheidet sich somit vorwiegend auf negativ geladenen Elektroden ab. Durch α -Zerfall entsteht das um vier Einheiten leichtere und um zwei Valenzgruppen nach links gerückte

Actinium B (Ac B), welches chemisch identisch mit Blei ist, das Atomgewicht 210 hat, weiche β -Strahlung ($\mu_{\text{Al}} = 10^3 \text{ cm}^{-1}$) und schwache γ -Strahlung aussendet. Es beginnt bei 400^o zu verdampfen; in Anwesenheit von Halogenwasserstoffsäuren schon früher, wohl infolge Bildung chemischer Verbindungen. Seine Zerfallsgeschwindigkeit ist gegeben durch $\lambda = 3,21 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 51,9$ m; $T = 36,0$ m. Sein durch β -Zerfall entstehendes Zerfallsprodukt steht um eine Valenzgruppe höher und ist mit

Actinium C (Ac C) bezeichnet. Dieses ist mit Ra C und Th C sowie mit Wismut isotyp und folgt allen chemischen Reaktionen derselben. Aus saurer Lösung des aktiven Niederschlages kann es durch Elektrolyse abgeschieden werden. Aus kochender salzsaurer Lösung scheidet es sich auf eingetauchte Ni-Bleche ab, wobei aber zuweilen Ac B mitgerissen wird; daher empfiehlt es sich, vorher spurenweise Bleisalze zuzusetzen, wodurch diese Erscheinung zurückgedrängt wird. Ac C verdampft bei höherer Temperatur (700^o) als Ac B und kann so durch Erhitzen eines mit Ac-Niederschlag bedeckten Bleches bis zur Rotglut von Ac B befreit werden. Die Zerfallskonstante wurde zu $\lambda = 5,35 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ bestimmt, also $\tau = 3,12$ m, $T = 2,16$ m. Es weist eine α -Strahlung auf, deren Reichweite zu 5,22 cm entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $v_0 = 1,78 \cdot 10^9$ cm/Sek. gemessen wurde. Eine ganz schwache β -Strahlung scheint auch vorhanden zu sein, so daß, analog wie bei Ra C und Th C, mit einem dualen Zerfall gerechnet werden muß. Während dort aber der Hauptteil der C-Atome β -strahlend zerfällt, ist hier bei 99,68% der Atome α -Zerfall vorhanden. Es gabelt sich somit die Zerfallsreihe an dieser Stelle nach folgendem Schema



Aus dem α -zerfallenden C-Bestandteil entsteht Ac C', aus dem β -zerfallenden ist ein α -strahlendes Ac C' zu erwarten von sehr kurzer Lebensdauer.

Actinium C' (Ac C') ist β und γ -strahlend und gehört mit seinem Atomgewicht von etwa 206 in die Thalliumgruppe; es ist mit Thallium, Th C',

Ra C'' isotop. Die Darstellung bedient sich des Rückstoßvorganges oder es wird aus saurerer Lösung des aktiven Niederschlages Ac C'' durch Schütteln mit Tierkohle oder Platinschwamm an diese gebunden. Seine Zerfallskonstante wurde bestimmt zu $\lambda = 2,43 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 6,87 \text{ m}$; $T = 4,76 \text{ m}$. Actiniumendprodukt (Ac D). Das nächste aus Ac C'' entstehende Element muß nach der Verschiebungsregel in der Bleiplejade liegen. Da ein instabiles derartiges Ac-Zerfallsprodukt nicht gefunden werden konnte, nimmt man an, daß eine für unsere Beobachtungsmöglichkeiten genügend

stabile Gleichgewichtskonfiguration des Atomgebäudes an dieser Stelle erreicht ist, daß somit Blei das Endprodukt der Ac-Reihe darstellt. Und zwar ein Blei, das ebenso wie das Endprodukt der Ra-Reihe ein Atomgewicht nahe bei 206 hat, sofern die zu Beginn gemachte Annahme über das Atomgewicht des Protoactinium zutrifft.

Die nachstehende Tabelle gibt eine Übersicht über die Zerfallsprodukte der Actiniumreihe, ihren genetischen Zusammenhang und ihre Eigenschaften.
K. W. F. Kohlbrausch.

Die Actiniumreihe.

Symbol und Zerfallschema	Name	T Halbwertszeit	λ Zerfallskonst. in sec^{-1}	Strahlung	v Geschwindigkeit in cm/sec	R ₀ Reichweite	μ Absorptionskoeff. in Al in cm^{-1}	Gleichgewichtsmenge	Plejade	A Atomgewicht
U_Y	Uran Y	24,6 h	$7,81 \cdot 10^{-6}$	β			300	$2,10^{-14}$	Nr. 90; Th 232,1	230
\downarrow	Proto-Actinium	$2 \cdot 10^4 \text{ a}$	$1,9 \cdot 10^{-12}$	α	$1,55 \cdot 10^9$	3,48		0,2	Nr. 91; Pa (230)	(230)
\downarrow	Actinium	20 a	$1,08 \cdot 10^{-9}$	(β)				$4,10^{-4}$	Nr. 89; Ac (226)	(226)
\downarrow	Radio-Actinium	18,9 d	$4,24 \cdot 10^{-7}$	α β γ	$1,68 \cdot 10^9$ 1,14 bis $1,95 \cdot 10^{10}$	4,43	175 25; 0,19	10^{-6}	Nr. 90; Th 232,1	(226)
\downarrow	Actinium X	11,2 d	$7,14 \cdot 10^{-7}$	α	$1,65 \cdot 10^9$	4,14		$6,10^{-7}$	Nr. 88; Ra 226	(222)
\downarrow	Actinium Emanation (Actinon)	3,92 s	0,177	α	$1,81 \cdot 10^9$	5,49		$2,4 \cdot 10^{-12}$	Nr. 86; Em 222	(218)
\downarrow	Actinium A	$1,5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$4,7 \cdot 10^2$	α	$1,89 \cdot 10^9$	6,24		$0,9 \cdot 10^{-16}$	Nr. 84; Po 210	(214)
\downarrow	Actinium B	36,0 m	$3,21 \cdot 10^{-4}$	β γ			groß 120; 31; 0,45	$1,3 \cdot 10^{-9}$	Nr. 82; Pb 207,2	(210)
\downarrow	Actinium C	2,16 m	$5,35 \cdot 10^{-3}$	α β	$1,78 \cdot 10^9$	5,22		$7,5 \cdot 10^{-11}$	Nr. 83; Bi 209,0	(210)
\downarrow	Actinium C''	4,76 m	$2,43 \cdot 10^{-3}$	β γ	$1,8 - 2,73 \cdot 10^{10}$		44,5 0,198	$1,6 \cdot 10^{-10}$	Nr. 81; Tl 204,4	(206)
\downarrow	Actinium C'	$5 \cdot 10^{-3}$	140	α	$(1,9 \cdot 10^9)$	(6,1?)		$6 \cdot 10^{-15}$	Nr. 84; Po 210	(210)
\downarrow	Actinium D (Actinium Blei)	∞	$\frac{1}{\infty}$						Nr. 82; Pb 207,2	(206)

Erklärung. \Downarrow bedeutet α -Zerfall; \downarrow β -Zerfall; \downarrow strahlenlose Umwandlung. Wie das Zerfallschema zeigt, treten manchmal zwei oder gar drei Umwandlungsarten zugleich auf. Die beige beschriebenen Zahlen geben dort, wo eine experimentelle Bestimmung möglich war, die Verteilung in % an. — Bei den Zahlenangaben für die Halbwertszeit T bedeutet: a . . Jahre, d . . Tage, h . . Stunden; m . . Minuten; s . . Sekunden. — Die Reichweite R ist in Zentimetern für Luft bei 0° Celsius und 760 mm Druck angegeben. — Die in Gramm ausgedrückte Gleichgewichtsmenge ist auf Radium als Einheit bezogen. Die Zahlen sind abgerundet. — In der vorletzten Kolonne ist angegeben: Die Atomnummer (Kernladungszahl), das Atomgewicht und das Symbol der Dominante, welche der Plejade, in die das betreffende Radioelement gehört, den Namen gibt. — Die in der letzten Kolonne angeführten Atomgewichte der Ac-Zerfallsprodukte sind experimentell noch nicht bestätigt und daher geklammert. Auch ist U Y als Anschlußstelle an die Uranreihe (s. d.) noch nicht sicher.

Actinon s. Actinium-Emanation.

Adaptation des Auges. Es ist eine Eigentümlichkeit des Auges, daß es unter der Einwirkung jedes Reizes eine funktionelle Umstimmung erfährt; grundsätzlich verläuft diese Erscheinung in dem Sinne, daß sich der Stoffwechsel der direkt oder indirekt von der Erregung betroffenen Elemente des Sehorganes auf die durch den Reiz geschaffenen neuen Bedingungen einstellt (adaptiert), was zur Folge hat, daß ihre Erregbarkeit für den betreffenden Reiz mit der Dauer seiner Einwirkung mehr und mehr abnimmt. Der Richtung dieser Erregbarkeitsänderung nach könnte man also von

einer Ermüdungserscheinung sprechen. Ein weißes Papierscheibchen auf mittelgrauem Grunde z. B. erscheint im ersten Moment der Betrachtung hell weiß, verliert bei längerer Fixierung dann immer mehr von seiner Weiße und kann schließlich dem Grunde gleich ganz werden. Für farbig wirkende Reizlichter gilt grundsätzlich dasselbe, auch dann, wenn die ganze Netzhaut vom gleichen Reiz getroffen wird. Durch diese Umstimmungsvorgänge kann die bunte Komponente eines Reizlichtes, z. B. des Lichtes einer Kohlenfadenlampe, das dem helladaptierten Auge sehr auffallend rötlich-gelb erscheint, ihren Reizwert vollkommen verlieren,

so daß ein von ihm beschienenes weißes Papier unserem Auge schließlich ganz farblos erscheint (chromatische Adaptation). Von einer Helladaptation im strengen Sinne darf man daher nur sprechen, wenn das Auge an das Licht einer chromatisch indifferenten Lichtquelle adaptiert und nicht durch einseitige chromatische Verstimmung einen Teil seiner Farbentüchtigkeit eingebüßt hat. Im weiteren Sinne freilich ist das Auge auch in diesem Zustand als helladaptiert zu bezeichnen, insofern es von den Eigentümlichkeiten der Funktionsweise des dunkeladaptierten Auges nichts erkennen läßt, nur muß bei der Beurteilung der Reizwerte farbig wirkender Lichter die Abweichung seiner Stimmung von der chromatisch-neutralen entsprechend in Rechnung gezogen werden.

Bei längerem vollkommenem Lichtabschluß ändert sich die Funktionsweise des Auges in tiefgreifender Weise, und zwar in dreierlei Hinsicht: erstens nimmt seine Weißerregbarkeit in enormem Maße zu. Nach Maßgabe der Schwellenreizbestimmungen kann die Erregbarkeit der Netzhautperipherie nach etwa $\frac{1}{2}$ —Istündigem Lichtabschluß auf ein Mehrtausendfaches ihres früheren Wertes steigen. Die Erregbarkeitssteigerung der Netzhautmitte bleibt dagegen in verhältnismäßig engen Grenzen (10—20faches); auch treten die adaptativen Veränderungen hier merklich langsamer ein. Schwach leuchtende kleine Objekte, die im Verlauf der Dunkeladaptation peripher bereits ganz deutlich wahrgenommen werden, können dadurch, daß man sie zentral fixiert, zum Verschwinden gebracht werden (physiologische Hemeralopie des Netzhautzentrums). Die Erscheinung der Erregbarkeitssteigerung kann aus den oben gegebenen allgemeinen Gesichtspunkten verstanden werden. Charakteristisch ist, daß das Gesichtsfeld des vor Lichteinfall geschützten Auges höchstens anfänglich (durch Kontrast, s. dort) schwarz erscheint, sich aber mit dem Vorschreiten der Dunkeladaptation mehr und mehr aufhellt (s. Eigenlicht der Netzhaut).

Als zweite Änderung bringt der Eintritt der Dunkeladaptation eine weitgehende Herabsetzung der Sehschärfe (s. d.) mit sich. Daß man zwei leuchtende Punkte mit dunkeladaptiertem Auge nicht mehr beim gleichen Winkelabstand gesondert wahrzunehmen vermag wie mit helladaptiertem Auge, ist verständlich, da die enorm gesteigerte Netzhauterregbarkeit ein Konfluieren benachbartliegender Erregungen natürlich begünstigt.

Drittens unterscheidet sich das dunkeladaptierte Auge dadurch vom helladaptierten, daß es nurmehr farblose Empfindungen auszulösen vermag. Alle farbigen Valenzen fallen unter diesen Bedingungen des Sehens weg; es ist so, wie wenn die für die Vermittlung bunter Farbenempfindungen in Frage kommenden „Apparate“ (nach v. Kries die Netzhautzapfen, nach Hering die rotgrüne und die blaugelbe Sehsinnsstoffsubstanz) funktionell einfach ausgeschaltet wäre. Das (lichtschwache) Spektrum erscheint dem dunkeladaptierten Auge als ein Band farbloser Helligkeiten, die sich in ganz gesetzmäßiger Abstufung aneinanderreihen, wobei ein deutliches Überwiegen des Reizwertes der kurzwelligen Lichter gegenüber den langwelligen sich zeigt. Zwischen normalen und anomalen Trichromaten, Protanopen und Deutanopen sowie Totalfarbenblinden ist in dieser Hinsicht kein Unterschied nachzuweisen. Wegen weiterer, auch

theoretischer, Einzelheiten s. Farbenblindheit, Helligkeitsverteilung im Spektrum, Hemeralopie, Purkinjesches Phänomen, Sehpurpur.

Bei längerem Aufenthalt in sehr stark herabgesetzter Beleuchtung (Bedingungen des „Dämmerungssehens“) sind die Erscheinungen grundsätzlich die gleichen wie bei völligem Lichtabschluß. Die adaptativen Veränderungen des Sehorgans, sowohl die chromatischen wie die bei der Dunkeladaptation, bleiben bei isolierter Beeinflussung nur eines Auges streng auf eine Seite lokalisiert.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, *Physiol. Opt.*, III. Aufl., Bd. 2. 1911.

Additamentenmethode ist eine Methode zur Berechnung sphärischer Dreiecke, wie sie bei den Triangulierungen vorkommen; der Grundgedanke besteht darin, daß die Umrechnung der in km gegebenen Seitenlängen in Bogen vermieden wird. Ist ϱ der Erdradius und s die Dreieckseite in km, so setzt man

$$\log \sin \frac{s}{\varrho} = \log \frac{s}{\varrho} - A_s = \log s - \log \varrho - A_s.$$

Die Größe A_s ist das Additament; es kann mit Hilfe einer Tafel berechnet werden, welche nach den Werten von s fortschreitet. Man kann aber auch die in den Logarithmenbüchern gegebene Größe S benutzen, welche definiert ist durch

$$S = \log \sin \frac{s}{\varrho} - \log \left(\frac{s}{\varrho} \cdot 206\,265 \right).$$

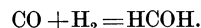
Es ist dann

$$A_s = -S - \log 206\,565 = -S - 5.314\,425.$$

A. Prey.

Näheres s. A. Helmer, *Die math. und physik. Theorien der höheren Geodäsie*. Bd. I, S. 103. 1880.

Additionsreaktionen sind solche, bei denen sich untereinander ungleichartige Bestandteile zu einem gleichartigen (homogenen) Stoffe vereinigen, bei denen also die Zahl der Molekeln sich vermindert. Beispiel:



Schwab.

Additionstheorem der Geschwindigkeiten. Zwei gleichgerichtete geradlinige gleichförmige Geschwindigkeiten v und w addieren sich zu einer Geschwindigkeit $W = v + w$. Genau dasselbe W ergibt sich aus der Galilei-Transformation: ein Punkt bewege sich längs der X' -Achse mit der gleichförmigen Geschwindigkeit w . Dann ist $x' = wt'$ bezogen auf das System K' . Um die Geschwindigkeit auf K zu beziehen, muß x' und t' ersetzt werden durch $x - vt$ und t . Dann ist $x - vt = wt$ oder $x = (v + w)t$, also wie vorhin $W = v + w$.

Anders nach der Lorentz-Transformation (s. d.)

Hier ist $W = \frac{v + w}{1 + \frac{vw}{c^2}}$. An einem wirklichen Vor-

gang geprüft werden kann diese Formel nur dann, wenn bei ihm wv/c^2 der Null nicht gar zu nahe liegt. So ist es bei der Fortpflanzung des Lichtes. Der Versuch (Fizeau) hat sehr genau für die aus der Lorentz-Transformation fließende Formel entschieden. Nach den Messungen von Zeeman stellt die Formel den Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit v auf die Lichtfortpflanzung genauer als auf 1% dar. Vgl. Absolute Bewegung, Relativbewegung, und die Artikel über Relativität.

Additionstheorem der Wahrscheinlichkeiten s. Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Additive Eigenschaften. Eigenschaften, deren Maßzahlen für ein System sich aus den Maßzahlen für dieselben Eigenschaften der einzelnen Bestandteile nach der Gesellschaftsrechnung (Mischungsregel) berechnen lassen, nennt man additiv im weiteren Sinne. Im allgemeinen wird es sich dabei um Stoffe handeln, die man zu einem neuen Stoff, sei es einer Mischung, sei es einer Verbindung oder einer Mischung von Verbindungen, zusammenfügt. Es gibt nur ganz wenige Eigenschaften, für die man in dieser allgemeinsten Fassung vom theoretischen Standpunkt aus strenge Additivität erwarten darf. Dahin gehört zunächst die Masse, für die ja ein Erhaltungssatz in der klassischen Physik gilt. Ferner fordert die klassische Thermodynamik ein gleiches für die Gesamtenergie, wenigstens soweit bei der Vereinigung ein Energieaustausch mit der Umgebung des Systems ausgeschlossen bleibt. Die neueste Entwicklung hat bekanntlich diese beiden Erhaltungssätze durchbrochen durch Aufstellung der Energie-Massengleichung:

$$-\Delta E = \Delta mc^2.$$

In diesem Sinne kann auch bei Stoffvereinigungen nicht mehr von einer strengen Additivität der Masse allein oder der Energie allein gesprochen werden. Die Masse des Heliumatoms ist kleiner, als die der es zusammensetzenden vier Wasserstoffatome, und sein Energieinhalt nach adiabatischer Vereinigung ist größer. Additiv ist in diesem strengen Sinne nur noch die Funktion:

$$E + mc^2,$$

diese aber bisher streng.

Wir sehen schon an diesem Beispiel, daß es oft notwendig ist, die betreffende Maßzahl, um sie additiv berechnen zu können, auf eine geeignete Funktion der Eigenschaft zu beziehen. So sind bei der Durchmischung zweier Flüssigkeiten keineswegs immer die Temperaturen additiv, sondern nur ihre Funktion $c \cdot T$, wo c die spezifische Wärme bedeutet. (Der Unterschied liegt darin, daß die spezifischen Wärmen der Komponenten verschieden sein können.) Es sind nicht die Dichten additiv, wohl aber oft die Volumina des Gramms, also $1/D$ usw.

Von speziellerem Interesse für die praktische Forschung ist der Begriff der Additivität im engeren Sinne. Dieser fordert, daß sich die Maßzahlen von Eigenschaften einer Verbindung, aufs Grammolekül bezogen, additiv zusammensetzen aus Maßzahlen, die den Anteil der die Verbindung zusammensetzenden Elemente, aufs Grammatom bezogen, an der betreffenden Eigenschaft angeben. Es wird damit nicht behauptet, daß diese Maßzahlen tatsächlich den Wert dieser Eigenschaft für ein Grammatom des Elements im atomaren Zustand darstellen, sondern diese „Atomeigenschaften“ werden eben empirisch aus den Eigenschaften der Verbindungen durch Differenzbildungen so herausgerechnet, daß sie diese additiv darzustellen erlauben. In vielen Fällen deutet freilich gerade die Konstanz solcher Atomkonstanten in allen Verbindungen darauf hin, daß sie tatsächlich Eigenschaften der Atome messen. So führte ja gerade die Konstanz der nur aus Verbindungen erhältlichen Atomgewichte für alle Verbindungen zur Annahme von Atomen konstanten Gewichts. Auch in Fällen von Volumadditivität wird man zunächst annehmen, daß die empirischen „Atomvolumina“ tatsächlich das Volum eines

Grammatoms der Atomgattung messen, wenigstens sein Volum im verbundenen Zustand (s. Molekularvolumen). In anderen Fällen, so bei den Atomrefraktionen (s. Atomrefraktion), hat sich dieser Schluß aber auch als trügerisch erwiesen.

In Fällen, wo Eigenschaften, deren Additivität die Theorie fordert, ein abweichendes Verhalten zeigen, wird man schließen, daß die betreffende Eigenschaft stark von der besonderen Art der Verbindungsbildung abhängt und verändert wird. Dies muß sich besonders bei Eigenschaften zeigen, die von der äußeren Elektronenhülle des Atoms abhängen (s. Valenz), und muß beim Vorrücken zu Eigenschaften des Atominnern allmählich in strenge Additivität übergehen. So sind die Molekulargewichte als Kerneigenschaft streng (s. jedoch o.) additiv, die optischen Eigenschaften (s. bes. Atomrefraktion, Atomdispersion, Atomrotation) nur in den einfachsten Fällen.

Der große heuristische Wert der Additivitätsbetrachtungen liegt nun nicht in den Fällen, wo sie zu genauer Gültigkeit führen. Die möglichst genaue Aufstellung von „Atomeigenschaften“, die dann doch in ihrer Bedeutung der Diskussion weitesten Spielraum lassen, hat nur bedingten Wert. Aber das Studium der Abweichungen von der erwarteten Additivität ist nach dem Gesagten direkt ein Studium der Eigenarten der chemischen Bindung. So spielen die Abweichungen von dem additiven Verhalten bei Siedevolumen, Refraktion und Dispersion eine große Rolle in Fragen der organischen Strukturbestimmung. Darüber hinaus eröffnen sich heute Wege, aus dem Verhalten der Refraktion sogar über den inneren Mechanismus der Bindung Aussagen zu machen (s. Deformation). *Schwab.*

Adhäsion s. Kohäsion.

Adhäsionsplatte. Unter Adhäsionsplatte versteht man eine an einem Arme einer Waage aufgehängte kreisförmige Platte mit scharfem Rande, deren untere Fläche mit der Oberfläche einer Flüssigkeit in Berührung ist. Es wird bestimmt das Gewicht, welches zum Abreißen der Platte erforderlich ist. Entfernt man die Platte von der Flüssigkeitsoberfläche, so wird ein Teil der Flüssigkeit gehoben, welcher vom Rande der Platte mit einer gekrümmten Oberfläche nach außen abfällt. Das Gewicht G , welches die Platte im Gleichgewicht hält, ist gleich dem Gewicht P der Platte, vermehrt um das Gewicht der gesamten gehobenen Flüssigkeitsmasse, wo sämtliche Gewichte um den Auftrieb (in Luft) zu korrigieren sind. Die Hebung der Platte bewirkt eine Abnahme des Winkels zwischen der unteren Fläche der Platte und der Oberfläche der gehobenen Flüssigkeitsschicht; sobald der Randwinkel erreicht ist, zerreißt die Flüssigkeitsschicht. Das die Zerreißung bedingende Gewicht ist gegeben durch den Ausdruck

$$G = P + sQa \sqrt{1 + \cos \varphi} + a U \sin \varphi,$$

wo Q und U Querschnitt und Umfang der Platte a^2 , s , a spezifische Kohäsion, spezifisches Gewicht und Oberflächenspannung der Flüssigkeit, φ den Randwinkel bedeuten.

Die Anordnung wurde zur Messung von Oberflächenspannungen benutzt. *G. Meyer.*

Adiabate. Adiabate heißt die Kurve einer Zustandsänderung für den Fall, daß das System keine Wärme mit der Umgebung austauscht. Man erhält den mathematischen Ausdruck für die

Adiabate, wenn man in der Gleichung für den ersten Hauptsatz (s. d.) $dq = 0$ setzt, so daß die Beziehung $du + dA = 0$ gilt. Bezeichnet man mit k das Verhältnis der spezifischen Wärmen (spez. Wärme für konstanten Druck durch spez. Wärme für konstantes Volumen), so gilt für eine differentiale adiabatische Zustandsänderung:

$$\left(\frac{\delta p}{\delta v}\right)_q = k \left(\frac{\delta p}{\delta v}\right)_T; \left(\frac{\delta T}{\delta p}\right)_q = \left(1 - \frac{1}{k}\right) \left(\frac{\delta T}{\delta p}\right)_v;$$

$$\left(\frac{\delta T}{\delta v}\right)_q = (1 - k) \left(\frac{\delta T}{\delta v}\right)_p.$$

Für den Fall eines idealen Gases, das in allen seinen Teilen denselben Druck p besitzt, folgen hieraus die

3 Gleichungen $p \cdot v^k = \text{const.}$, $p^{\frac{1}{k-1}} T = \text{const.}$, $v^{k-1} T = \text{const.}$

Man kann ein Gas einer adiabatischen Zustandsänderung unterziehen, wenn man es plötzlich unter verminderten Druck bringt derart, daß die hierbei eintretende Abkühlung nicht sofort durch Wärmeaufnahme aus der Umgebung ausgeglichen werden kann. Hierauf begründeten Clément und Desormes eine Methode, das Verhältnis k der spezifischen Wärmen von Gasen zu bestimmen.

Die bei den Schallschwingungen in einem Gase auftretenden umkehrbaren Dichtänderungen erfolgen so schnell, daß ein Wärmeausgleich in merklichem Betrage nicht stattfinden kann. Für sie sind deshalb auch die Gesetze der adiabatischen Zustandsänderung gültig.

Nimmt man an, daß Druck und Temperatur der atmosphärischen Luft mit der Höhe sich ebenso verändern wie dieselben Größen bei einem adiabatisch auf geringeren Druck gebrachten idealen Gase, so kann man die Höhe H einer solchen sog. adiabatischen Atmosphäre berechnen und erhält, falls man die Bodentemperatur zu 0° ansetzt, $H = 28$ km. Henning.

Adiabate (dynamisch) s. Detonationsgleichung.

Adiabate in der Meteorologie = Kurve für die Beziehung zwischen Temperatur und Druck der atmosphärischen Luft, wenn diese adiabatisch, d. h. ohne Änderung des Wärmeinhalts, ihren Druck ändert. Die Gleichung der Adiabate, wenn keine Wasserdampfkondensation eintritt und die

idealen Gasgesetze gelten, ist $dT = \frac{A R T}{p \cdot c_p} dp$ oder, bei Einführung der Höhe statt des Druckes, $dT = -\frac{A}{c_p} dh$. Für Luft innerhalb der Troposphäre (s. d.) ist also $dT = -0,0098 dh$ (vgl. vertikaler Temperaturgradient), für sehr große Höhen (s. Atmosphäre) folgt (für Wasserstoff $c_p = 3,4$), $dT = -0,00068 dh$, wesentlich weniger als in den unteren Schichten.

c_p und R ändern sich für ungesättigt aufsteigende feuchte Luft, das Trockenstadium, nur wenig; bis zum Eintreten von Kondensation kann man deshalb für eine adiabatisch aufsteigende Luftmasse mit der obigen oder der daraus folgenden Pois-

sonischen Gleichung rechnen: $\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{AR}{c_p}}$ oder $c_p \log T - AR \log p = \text{konst.}$

Tritt Kondensation und Regen ein, so ergibt sich statt dessen vom Taupunkte ab

$$c_p \log T - AR \log p + 0,623 \cdot \frac{\lambda \cdot e_m}{p \cdot T} = \text{konst.},$$

wenn $\lambda = 607 - 0,7 t$ cal/g die Verdampfungswärme und e_m die maximale Dampfspannung ist, die der Temperatur T entspricht. Dann nimmt die potentielle Temperatur (s. d.) zu. Fallen Kondensationsprodukte heraus, so ergibt sich eine „pseudo-adiabatische“ Zustandsänderung. Mit dem Aufhören der Kondensationsvorgänge — also z. B. vom Beginne des Wiederabsteigens an — behält nämlich die Luftmasse ihre potentielle Temperatur bei, die absteigende Luft trifft deshalb ihren Ausgangsdruck bei höherer Temperatur als zu Beginn des Aufsteigens. Dieser Temperaturunterschied rührt somit daher, daß die herausgefallene Wassermenge bei der mit dem Absteigen verbundenen Kompression nicht innerhalb der bisherigen Luftmasse zum Verdampfen gelangt, daß also in dieser die Temperaturzunahme ohne das Herausfallen langsamer gewesen wäre. Der Zustand der absteigenden Luftmasse ändert sich also im Vergleich mit dem vorangegangenen Aufsteigen so, als würde eine Wärmemenge im Betrage der ersparten Verdampfungswärme zugeführt. Tetens.

Näheres s. Hann, Lehrb. d. Meteor. 3. Aufl., S. 317/18, 826/28 nebst Tafel 28.

Adiabatenhypothese. Bezeichnet man die innere mechanische Bewegung eines Atoms oder Moleküls in seinen nach der *Quantentheorie* allein zulässigen stationären Zuständen als „quantentheoretisch erlaubt“, im Gegensatz zu allen übrigen, nach der gewöhnlichen oder Relativitätsmechanik möglichen Bewegungen, so besagt die von Ehrenfest eingeführte, von Einstein mit dem Namen *Adiabatenhypothese* belegte Annahme allgemein: Bei *adiabatisch-reversibler* Beeinflussung eines Atomsystems gehen „quantentheoretisch erlaubte“ Bewegungen stets wieder in solche „erlaubte“ Bewegungen über. Das soll folgendes bedeuten: Ändert man irgendwelche an dem Atomsystem auftretende *Parameter*, z. B. die Feldstärke eines äußeren elektrischen Feldes, „unendlich langsam“, so bleibt, da diese Systeme im allgemeinen stabil sind, der Energiesatz zu jedem Zeitpunkt erhalten, so daß der Ausgangszustand durch Vorzeichenumkehr der Parameteränderung stets wieder erreichbar ist; bei einem solchen Vorgang müssen nun die Quantenbedingungen (s. d.) unverändert bleiben, wenn man die eintretenden Änderungen der Bewegung auf Grund der Mechanik berechnet. Den Anstoß zu dieser Hypothese gab das *Wiensche Verschiebungsgesetz* (s. Strahlungsgesetze), das, obwohl der seinem Beweise zugrundegelegte *adiabatisch-reversible* Idealprozeß mittels klassischer Hilfsmittel ausgewertet wird, sich für die Quantenlehre als bindend erwies hat.

Jede *adiabatische* oder *Parameterinvariante* (s. d.) eines gegebenen mechanischen Systems steht also in einer gewissen Beziehung zu dem zugehörigen Quantenproblem, insbesondere zur Bestimmung der Quantenbedingungen, doch ist die Aufsuchung aller derartigen Invarianten an sich eine Aufgabe der Dynamik, unabhängig von der Quantentheorie. In der Tat hat sich gezeigt, daß die nach den Regeln von Sommerfeld, Schwarzschild und Epstein für periodische und bedingt periodische Systeme (s. d.) aufgestellten Quantenbedingungen adiabatisch-invariant sind; auch ohne Adiabatenhypothese kann der Grund hierfür mittels des Bohrschen Korrespondenzprinzipes (s. d.) aufgedeckt oder auf die Forderung zurückgeführt werden, daß

die Quantentheorie nur eine Auswahl unter allen mechanisch möglichen Bewegungen trifft, ohne denselben weitergehende außermechanische Bedingungen aufzulegen. Die Adiabatenhypothese wurde den Postulaten der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) zuerst als Prinzip der mechanischen Transformabilität der stationären Zustände, später einfach als Adiabatenprinzip beigezählt. Wie sich gezeigt hat, bleiben die Folgerungen der Adiabatenannahme zu Recht bestehen auch innerhalb des jüngsten Ausbaues der Quantenlehre, gekennzeichnet durch die Quantenmechanik (s. d.) von Heisenberg und die Wellenmechanik (s. d.) von Schrödinger. Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Encyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Adiabatische Invarianten oder **Parameterinvarianten** heißen jene von der Zeit unabhängigen Integrale eines mechanischen Problems, welche die Eigenschaft haben, bei unendlich langsamer, umkehrbarer Verschiebung irgendwelcher in dem Problem auftretender *Parameter*, z. B. merklich konstant bleibender äußerer Kraftfelder, unverändert zu bleiben. Eine notwendige Bedingung für die Existenz adiabatischer Invarianten, die dann durch Integration eines Systems von partiellen Differentialgleichungen gefunden werden können, welche mit den mechanischen kanonischen Differentialgleichungen in bestimmter Weise zusammenhängen, ist, daß Koordinaten und Impulse des mechanischen Systems für alle Zeiten und alle in Betracht gezogenen Parameterwerte zwischen *endlichen* Grenzen eingeschlossen bleiben (*Stabilität*). Bei verschiedener funktioneller Abhängigkeit ergeben sich für verschiedene Parameter im allgemeinen auch verschiedene Gruppen von zugehörigen Parameterinvarianten. Für alle vorkommenden Parameter gemeinsame Invarianten sind nur bei besonderen Klassen von mechanischen Systemen möglich, z. B. bei bedingt periodischen Systemen (s. d.). Kann die Energie eines beliebigen mechanischen Systems als Funktion der Parameter und einer gewissen Anzahl solcher gemeinsamer, voneinander *unabhängiger* adiabatischer Invarianten dargestellt werden, so bezeichnet man letztere als *essentielle* adiabatische Invarianten; diese Invarianten sind dann zugleich auch eindeutige Integrale des mechanischen Problems. Ihre Anzahl ist für ein *nicht-entartetes bedingt periodisches System* (s. d.) gleich der Anzahl r der Freiheitsgrade; in diesem Falle können die essentiellen adiabatischen Invarianten stets auf die Form $\int p_i dq_i$ ($i = 1, 2, 3, \dots, r$) gebracht werden, wenn q_i die Koordinaten und p_i die zugehörigen Impulse bedeuten und der Kreis am Integralzeichen darauf hinweist, daß die Integration über eine ganze Periode von q_i zu erstrecken ist. Diese Form läßt erkennen, daß die *Quantenbedingungen* (s. d.) solcher Systeme adiabatische Invarianten sind, wie es die *Adiabatenhypothese* (s. d.) fordert. Im Spezialfall eines rein *periodischen* Systems beliebiger Anzahl von Freiheitsgraden fällt die einzige essentielle adiabatische Invariante mit der schon seit Boltzmann bekannten Invariante: Zeitmittel der kinetischen Energie mal Periode zusammen. Ein weiteres Anwendungsgebiet der adiabatischen Invarianten, von welchem auch ihre Bezeichnungweise herrührt, ist die Frage nach der Darstellbarkeit der Wärmeerscheinungen mittels mechanischer Modelle. Da

die Entropie eines warmen Körpers nach dem II. Hauptsatz der Thermodynamik eine adiabatische Invariante ist, welche nur von der Energie und den äußeren Parametern (Volumen, äußere Kraftfelder) des Körpers abhängt, könnten nur solche mechanische Systeme als Modelle warmer Körper brauchbar sein, welche eine derartige adiabatische Invariante besitzen. Dies ist nur möglich bei den einfach periodischen Systemen mit der oben genannten Boltzmannschen Invariante, ferner bei den hypothetischen quasi-ergodischen Systemen (s. d.); doch versagen diese beiden Systemklassen gegenüber anderen Eigenschaften warmer Körper (z. B. bei irreversiblen Vorgängen), so daß eine rein mechanische Wiedergabe thermischer Zusammenhänge nicht verwirklicht werden kann.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Encyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Adiabatisches System s. Koordinaten der Bewegung.

Adiatherman = wärmeundurchlässig.

Admittanz s. Wechselstromgrößen.

Adsorption. Da an jeder Trennungsfäche besondere, normal zur Fläche wirksame Kräfte vorhanden sind, so folgt, daß bezüglich jedes Phasenbestandteils ein Konzentrationsgefälle zwischen Trennungsfäche und Phasenninnerem bestehen muß. Diese Erscheinung nennt man Adsorption. Ist die Konzentration an der Trennungsfäche größer als im Phasenninneren, so ist die Adsorption positiv, ist sie kleiner, so ist die Adsorption negativ.

Die Erscheinung wird sowohl in Gasen, wie in flüssigen Phasen beobachtet. Als zweite Phase, an deren Grenze die (positive oder negative) Anreicherung erfolgt, kommen flüssige und feste Körper (Adsorbentien) in Betracht. Der Stoff, der sich zwischen erster Phase und Grenzfläche verteilt, heißt Adsorptiv.

Die experimentelle Untersuchung der Erscheinung besteht darin, daß die von der Grenzfläche aufgenommenen Mengen in Abhängigkeit von der chemischen Natur aller beteiligten Stoffe, von der Konzentration des Adsorptivs und von der Temperatur gemessen werden. Die Messungen faßt man zweckmäßig in Scharen von Adsorptionsisothermen zusammen (Kurve für konstante Temperatur s. d.).

Was die Natur des Adsorbens betrifft, so ist die Adsorptionsfähigkeit großen Verschiedenheiten unterworfen. Je mehr freie Restvalenzen ein Stoff hat und je größer seine Oberfläche, um so besser adsorbiert er. Organische Stoffe, insbesondere fein verteilte Kohle adsorbieren gut, anorganische Salze im allgemeinen schlecht. An Flüssigkeiten ist die Adsorption meist nicht direkt, nur indirekt, z. B. durch Veränderung der Oberflächenspannung oder des Grenzflächenpotentials feststellbar.

Die Natur des Adsorptivs ist auch ausschlaggebend. Insbesondere in Lösungen kommt dies zur Geltung. Nichtdissoziierte Stoffe, deren Löslichkeit relativ beschränkt ist, werden dementsprechend stark an Grenzflächen angereichert, während anorganische Ionen, deren Löslichkeit groß ist, negative Adsorption aufweisen (oberflächenaktive und oberflächeninaktive Stoffe). Die erste Gruppe erniedrigt die Oberflächenspannung gemäß dem Theorem von Gibbs, die zweite Gruppe erhöht sie.

Entsprechend der Natur der Adsorptionskräfte, welche nur eine sehr geringe Reichweite haben, erstreckt sich das Konzentrationsgefälle nur auf Strecken von molekularer Dimension; m. a. W., die Dicke der Adsorptionsschicht ist von monomolekularer Größenordnung.

Zu den genannten Adsorptionskräften treten in manchen Fällen von elektrolytartigen Adsorbentien z. B. Kieselsäure auch rein chemische; solche Fälle nennt man Austauschadsorption, da an der Grenze eine rein chemische Umsetzung stattfindet. Diese Fälle leiten zu den heterogenen Reaktionen über, an welchen das gesamte Adsorbens, nicht nur die Grenzfläche, teilnimmt. *A. Gemant.*

Adsorptionsisotherme. Jene Kurve, welche bei konstanter Temperatur die Abhängigkeit der adsorbierten Menge von der Gleichgewichtskonzentration in der Phase angibt, heißt Adsorptionsisotherme. Sie verläuft in ihrem Anfangsteil linear, biegt dann gegen die Abszissenachse um, um einem Grenzwert zuzustreben. Manchmal hat sie bei hoher Konzentration auch ein Maximum. Der absteigende Ast rührt daher, daß die Nichtberücksichtigung der Adsorption des Lösungsmittels bei kleinen und mittleren Konzentrationen keinen Fehler ausmacht, bei höheren dagegen die Adsorption des Gelösten geringer erscheinen läßt.

Die Gleichung der Isotherme nimmt nach Langmuir die Form

$$x = \frac{a c}{1 + b c}$$

an (x = adsorbierte Menge, c = Konzentration des Adsorptivs, a, b = Konstanten), nach Freundlich

$$x = k c^{1/n}$$

($n \sim 2$).

Theoretisch lassen sich die Isothermen aus der Gibbs'schen Gleichung unter Berücksichtigung der Zustandsgleichung der Grenzschichten herleiten. Letztere ist noch nicht einwandfrei bekannt.

Mit zunehmender Temperatur nehmen die Werte von x für gegebene c ab. Eine von Polanyi herrührende Theorie (für die Adsorption von Gasen) gestattet die Berechnung jeder Isotherme, falls eine einzige bekannt ist. *A. Gemant.*

Adsorptionsverbindungen nennt man chemische Verbindungen, die durch das Eintreten eines gasförmigen flüssigen oder gelösten Stoffes in die Oberflächenschichten eines festen Körpers entstehen. Sie unterscheiden sich von „echten“ Verbindungen durch das Fehlen einer konstanten Proportion (s. d.), von „rein physikalischer“ Adsorption oft durch ihre Festigkeit, bzw. Affinität (s. Chemische Affin.), die man auf das Auftreten chemischer Bindungskräfte statt reiner Dipolwirkung zurückführt. Dieser letztere Unterschied läßt sich angesichts des allmählichen Übergangs zwischen beiden Kräften (s. Deformation, Valenztheorie, Adsorption) nicht streng aufrecht erhalten. Typische A. sind z. B. die Farblacke, die aus Farbstoffen durch Adsorption an der Oberfläche fein verteilter Erdoxyde entstehen. *Schwab.*

Adsorptionswärme. Die an der Grenzfläche eines festen oder flüssigen Körpers verfügbaren Valenzen der freiliegenden Moleküle finden, wenn es möglich ist, ihre Absättigung durch die Bindung von Molekülen des angrenzenden Gasraumes. Dieser Vorgang der Adsorption, gleichgültig ob man ihn als chemische Reaktion im stöchiometrischen Verhältnis, oder als physikalische Attraktion im Sinne der van der Waalsschen Kräfte deutet, ist im allgemeinen

mit einer Wärmetönung verknüpft. Verstehen wir unter der pro Flächeneinheit adsorbierten Menge des Gases den Überschuß desselben, welcher sich infolge der Adsorptionskräfte in der Nähe des adsorbierenden Körpers, in dem senkrechten Zylinder über der Flächeneinheit anhäuft, so ist die Adsorptionswärme U als die Differenz der Energieinhalte des isolierten Gases und isolierten Adsorbens einerseits und des vereinigten Systems beider Stoffe andererseits zu betrachten. Diese Wärmetönung kann gemessen werden, wenn sich die Adsorption ohne äußere Arbeitsleistung vollzieht, z. B. wenn vorher im Vakuum entgaste Kohle innerhalb eines Kalorimeters mit einem Gas in Berührung kommt. Die molare Adsorptionswärme, d. h. die bei der Adsorption von 1 Mol Gas entwickelte Wärme, hängt im allgemeinen von der Größe der adsorbierenden Fläche Ω ab. Doch zeigt die Erfahrung, daß dieser Einfluß klein ist, solange die Flächendichte $\frac{1}{\Omega}$ des adsorbierten Stoffes nicht zu groß ist.

Mit der Absättigung der freien Valenzen an der Grenzfläche des adsorbierenden Körpers ist eine Verminderung der freien Grenzflächenenergie verknüpft. Wie bei allen Erscheinungen, bei denen wir es mit dem Wechselspiel zwischen den Molekularkräften und der Wärmebewegung zu tun haben, besteht eine durch den zweiten Hauptsatz vorgeschriebene Beziehung zwischen Energie U und freier Energie, gemessen durch die Abnahme der Oberflächenspannung π , sowie dem Temperaturkoeffizient dieser Größe:

$$\frac{Q}{T} = V \frac{dp}{dT} - \Omega \frac{d\pi}{dT}$$

$$\text{worin } Q = U + RT - \pi \Omega$$

nach dem ersten Hauptsatz gleich der bei isotherm-isobarer reversibler Adsorption verbrauchten latenten Wärme ist.

Solange der Gasdruck nur geringe Werte hat, gilt für die Oberflächendichte des adsorbierten Stoffes in Abhängigkeit vom Gasdruck, das Henry'sche Verteilungsgesetz. Die Adsorptionswärme ist dann durch den Temperaturkoeffizienten der Verteilungskonstante k nach der Gleichung $U = RT^2 \frac{d \lg k}{dT}$ bestimmt.

Im Falle kristalliner Oberflächen ist mit einer Verschiedenheit der Adsorptionskräfte mit den kristallographischen Orientierungen zu rechnen. Außerdem gelangen an Kanten und Ecken sowie an den Unregelmäßigkeiten der oberflächlichen Netzebenen spezifische Kräfte zur Wirkung. Diesen Umständen entsprechen verschiedene Werte der Adsorptionswärme an festen Körpern, für die infolgedessen die einfachen für Flüssigkeitsoberflächen geltenden Gesetze im allgemeinen versagen.

H. Cassel.

Näheres z. B. bei E. Hückel, Adsorption und Kapillarkondensation, Leipzig 1928.

Advektion bezeichnet in der Aerologie im Gegensatz zu Konvektion (s. d.) den Transport von Luft, soweit man nur horizontale Bewegungen betrachtet.

Tetens.

Ähnlichkeitsgesetze. Ähnlichkeitsbetrachtungen, das sind Vergleiche derselben physikalischen Vorgänge in zwei geometrisch ähnlichen Systemen, finden sich in fast allen Zweigen der Physik, am häufigsten in der Hydro- und Äromechanik, bei

Wärmeproblemen, in der Festigkeitslehre und Statik; bei elektrischen und magnetischen Problemen finden sie bisher nur selten Anwendung. Der Inhalt eines Naturgesetzes — soweit es nicht quantenhaften Charakter trägt oder molekular bedingt ist — muß von der absoluten Systemgröße unabhängig sein; ein solches Naturgesetz tritt am reinsten in Erscheinung, wenn es als Beziehung zwischen dimensionslosen Größen (die von der Wahl der Maßstabeinheit unabhängig sind) dargestellt wird. Dies ist nicht immer möglich.

Wenn die analytische Lösung der für die Gesetzmäßigkeit eines Vorganges aufgestellten Gleichungen nicht gelingt oder zu umständlich wird, gestatten Dimensionsbetrachtungen häufig eine leichtere Diskussion des Inhalts der Gleichungen. Lassen sich die Vorgänge „mechanisch ähnlich“ (s. u.) streng oder genähert an einem Modell nachbilden, so liefert eine Modellversuchsreihe (= mehrere Versuche unter systematischen Abänderungen einer einflußreichen Größe z. B. Maßstab, Geschwindigkeit o. ä.) und die nach den Regeln der Ähnlichkeitsmechanik für die eindeutige Übertragung des Vorgangs auf anderen Maßstab abzuleitende Modellregel Zahlenwerte, die anstelle einer analytischen Lösung der Gleichungen zur Herleitung von zahlenmäßigen Ergebnissen für andere Ausführungsgrößen ver-

Die Forderung nach Übereinstimmung des Kräftemaßstabes für alle Kräftearten, die gleichzeitig einen Vorgang bestimmen, stellte Bertrand 1847; er erkannte, daß für strenge mechanische Ähnlichkeit die Bewegungsgleichungen eines Vorganges unabhängig von der Maßstabgröße sein müssen. Schreibt man z. B. Schwerkraften in der Form $Q = \gamma \cdot \text{Vol}$, so folgt aus der Bertrand'schen

$$\text{Forderung für Schwerkraften } \kappa = \frac{[\gamma]}{\gamma} \lambda^3.$$

Jede neue Art beschleunigender Kräfte ergibt ein besonderes Modellgesetz. Nach Weber, der die Methoden und Ergebnisse der Ähnlichkeitsmechanik in vorbildlich didaktischer Weise zusammengetragen und dargestellt hat, kann man das folgende periodische System von Modellgesetzen der reinen Mechanik (für $\lambda = 100$ berechnet) aufstellen (s. die Tafel).

Dabei hat Weber als erster bemerkt, daß die Kapillarkräfte besonders aufzuführen sind und sich als einzige physikalische Kraftart der Größenfolge der Maßstäbe (s. d. Zahlen) einpassen; dieses Gesetz ist daher hier mit Webers Namen belegt worden. Ein von der Zeit unabhängiges Modellgesetz ergibt sich z. B. durch Normalkräfte an der Oberfläche starrer Körper und in

Als beschleunigende Kräfte wirken allein:	Modellgesetz für Zeitmaßstab	Modellgesetz für Kräftemaßstab	Modellgesetz für entsprechende Geschwindigkeiten	Benennung des Modellgesetzes
Allgemeine Schwerkraften .	$\tau = \lambda^0 = 1$	$\kappa = \lambda^4 = 100^4$	$(V)/V = \lambda = 100$	Thomson's Mod.-Ges.
Irdische Schwerkraften . .	$\tau = \lambda^{1/2} = 10$	$\kappa = \lambda^3 = 100^3$	$(V)/V = \lambda^{1/2} = 10$	Froude's Mod.-Ges.
Elastische Kräfte	$\tau = \lambda = 100$	$\kappa = \lambda^2 = 100^2$	$(V)/V = \lambda^0 = 1$	Cauchy's Mod.-Ges.
Kapillarkräfte	$\tau = \lambda^{3/2} = 1000$	$\kappa = \lambda = 100$	$(V)/V = \lambda^{-1/2} = 10^{-1}$	Weber's Mod.-Ges.
Innere Reibungskräfte der Flüssigkeiten	$\tau = \lambda^3 = 10000$	$\kappa = \lambda^0 = 1$	$(V)/V = \lambda^{-1} = 100^{-1}$	Reynold's Mod.-Ges.

wandt werden können. Ergebnisse von Modellversuchen (s. d.) (z. B. Ermittlung von Koeffizienten in dynamischen Gleichungen) müssen in Funktion der maßgebenden dimensionslosen Größen analytisch oder graphisch dargestellt werden, wenn ihnen eine physikalische Verwertbarkeit über den speziellen Versuch hinaus zugesprochen werden soll. Unter mechanischer Ähnlichkeit versteht man dabei die dynamische Ähnlichkeit (Kraftwirkung in der einen Ausführung = festes Vielfaches der entsprechenden Kraftwirkung in der anderen Ausführung) in „sich entsprechenden Zeiten“ bei geometrischer Ähnlichkeit der Anordnung, mithin eine gleichzeitige Beziehung zwischen den drei einzelnen Dimensionen des c-g-s-Systems. Die drei Beziehungen sind von einander nicht unabhängig. Auf dieser Grundlage entstehen durch abgeleitete Dimensionsbetrachtung die Übertragungsmaßstäbe für alle anderen physikalischen Größen (z. B. Geschwindigkeitsmaßstab = Längenmaßstab: Zeitmaßstab). Bezeichnet man bei zwei Ausführungsgrößen das Verhältnis der Längen mit λ , das der Zeiten, Kräfte und Maßen entsprechend mit τ , κ , $\frac{[Q]}{Q} \lambda^3$, so lautet das allen mechanischen Ähnlichkeitsgesetzen (Modellregeln) zu Grunde liegende Newton'sche allgemeine Ähnlichkeitsgesetz (1687): $\kappa = \frac{[Q]}{Q} \lambda^4$; oder wenn man Flächen mit F, Geschwindigkeiten mit V bezeichnet: $\kappa = \frac{[Q] \cdot [F] \cdot [V^2]}{Q F V^2}$.

inkompressiblen Flüssigkeiten, durch die inneren Spannungen in festen Körpern u. a. Für thermische, elektrische usw. Vorgänge gelten entsprechende Gesetze z. B. das Péclet'sche Gesetz bei Wärmeübergang und viele andere mehr.

Ganz allgemein gilt folgende Aussage: sind (einschließlich der Kräfte) n physikalische Größen verschiedener Art in einer dynamischen Gleichung $F(\dots) = 0$ von Einfluß, so müssen (n-3) Größen ζ abgeleitet werden, welche gleichzeitig dimensionslos sind; diese haben die Gleichung $\varphi(\zeta_1; \zeta_2; \dots; \zeta_{n-3}) = 1$ zu erfüllen, die im allgemeinen nur durch Versuche abgeleitet werden kann. Welche Form auch immer φ besitzt, die Größen ζ stehen in einer einzigen, eindeutigen, vom Maßsystem unabhängigen Beziehung, die gleichzeitig für Modellausführung und Hauptausführung gültig ist. Haben die Zahlen ζ je für sich in zwei Ausführungen gleichen Wert, so verläuft der Bewegungsvorgang in beiden Ausführungen dynamisch ähnlich. Eine dimensionslose Zahl besonderer Art findet Anwendung, wenn z. B. zwei verschiedene Arten von Geschwindigkeiten (z. B. die Umdrehungsgeschwindigkeiten von Turbinenrädern und die Geschwindigkeit der geförderten Wasser- oder Dampfteilchen, d. h. also die sekundlich geförderte Menge) auftreten; sie gilt auch für den Fortschrittsgrad λ bei drehender Bewegung (Fahrtsteigerung der Schrauben

$$\lambda = v/u = \frac{\text{Fortschrittsgeschwindigkeit}}{\text{Umfangsgeschwindigkeit}}$$

s. a. spezifische Drehzahl. Für besondere Anordnungen (z. B. Zerstäubungsvorgänge) lassen sich Spezialformen der Ähnlichkeitsgesetze ableiten. Andeutungen über besondere Ähnlichkeitsbetrachtungen bei gleichzeitig wirksamen, aber sich widersprechenden Ähnlichkeitsgesetzen, so daß nur Näherungslösungen möglich sind, s. unter Modellversuch.

Über einige weitergehende Angaben bezüglich der in der Hydro- und Aeromechanik wichtigsten Gesetze s. Froudesches Ähnlichkeitsgesetz, Reynoldsches Ähnlichkeitsgesetz. Ähnliche Entwicklungen, wie sie für die Froudesche und Reynoldsche Zahl dort näher durchgeführt sind, gelten auch für die anderen Modellgesetze. *Eisner*.

Näheres s. *Weber*, Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft XX, 1919 und XXXI, 1930 (dasselbst weitere Quellen), ebenda *Herrmann*, Zeitliche veränderliche Vorgänge. *Eisner*: Schiffbau 1925 und „Offene Gerinne“ in Handbuch der Experimentalphysik (Wien und Harms) Bd. IV, 1931.

Ähnlichkeitsgesetze für den Glimmstrom. Mit Hilfe geometrischer Betrachtungen leitete *Ragnar Holm* folgende Gesetze ab: Wenn in einer Entladungsröhre 1 sämtliche Dimensionen (auch die freie Weglänge des Füllgases) a mal so groß sind wie in einer geometrisch ähnlichen Röhre 2, wenn ferner die elektrischen Felder ähnlich sind, so daß ein Punkt in 1 dasselbe Potential hat wie ein ähnlich gelegener Punkt in 2, so gilt für den Gasdruck p

- 1) $p_2 = ap_1$,
für die Raumladungsdichte φ
- 2) $a^2 \varrho_1 = \varrho_2$,
für die Stromdichte J
- 3) $a^2 J_1 = J_2$.

Die Gleichungen 1—3 erlauben jedoch nur dann die an einer Röhre gemessenen Größen auf andere geometrisch ähnliche Röhren zu übertragen, wenn die Temperaturerhöhung durch die Entladung in den Röhren vernachlässigt werden kann, da diese in ähnlichen Röhren nicht gleich ist und die Erscheinungen nicht vom Druck, sondern von der Dichte abhängen. *Güntherschulze*.

Näheres s. *Handb. d. Physik*, Bd. 14. *Julius Springer*, Berlin 1927. Herausgegeben von *H. Geiger* und *K. Scheel*.

Äoline nannte *C. Marx* einen von ihm konstruierten akustischen Apparat, dessen Hauptbestandteile eine über das eine Ende einer beiderseits offenen Zylinders gespannte Gummimembran und ein Anblaserohr sind. Wird durch das Rohr, dessen Öffnung der Membran dicht gegenübersteht, ein Luftstrom geblasen, so gerät die Membran in Schwingungen und verursacht rückwärts auch Intermitenzen des Luftstromes, die schon für sich einen Ton geben. Je nach der Stellung des Anblaserohres und der Stärke des Luftstromes entstehen verschieden hohe Töne. Die Töne der Äoline können sehr kräftig werden. *E. Waetzmann*. Näheres s. *F. Melde*, *Akustik*. Leipzig 1883.

Äolotropie, elastische s. Anisotropes Material.

Äolotropie, magnetische. Bei vollkommen gleichmäßigem Material ist die Magnetisierbarkeit nach verschiedenen Richtungen hin gleich; das Gegenteil (Äolotropie) tritt ein, wenn das Material durch Kräfte, die in bestimmter Richtung angreifen, vorübergehend oder dauernd deformiert wird. Beispielsweise wird unter der Wirkung einer Zugkraft die Magnetisierbarkeit von Eisen längs der Zugrichtung wenigstens bei kleinen Feldstärken größer, als senkrecht dazu (vgl. auch *Villarische*

Wirkung); bei einer Druckkraft tritt das Umgekehrte ein. Verwickelter sind die Verhältnisse bei einer Torsion, deren Wirkung auf ein Elementarteilchen man sich durch zwei gleiche, entgegengesetzt gerichtete Zugkräfte und zwei senkrecht dazu stehende Druckkräfte ersetzt denken kann. Ist die Elastizitätsgrenze nicht überschritten, so wird nach Aufhören der Kraft das Material wieder in den früheren normalen Zustand zurückkehren; bei stärkeren Eingriffen dagegen bleibt eine Abhängigkeit zurück. So ist beispielsweise bei den gewalzten Dynamo- und Transformatorblechen die Magnetisierbarkeit in der (letzten) Walzrichtung stets größer als senkrecht dazu, am größten aber vielfach unter einem Winkel von 45° , was darauf zurückzuführen ist, daß die Bleche während des Walzprozesses meistens mehrfach um 90° gedreht werden.

Auch Kristalle ferromagnetischer Stoffe (Magnetit, Pyrrhotin usw.), zeigen magnetische Äolotropie.

Gumblich.

Äolsharfe besteht aus mehreren, verschiednen abgestimmten, über ein Resonanzbrett gespannten Saiten, die durch den Wind zum Tönen gebracht werden.

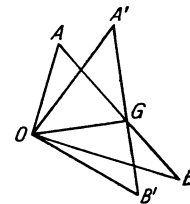
Über den Mechanismus des Tönens s. Saitenschwingungen und Hiebtöne. *E. Waetzmann*.

Äquator, magnetischer. Man unterscheidet den dynamischen magnetischen Äquator oder die Linie größter Totalintensität des Erdmagnetismus und den isoklinischen Äquator, die Linie der Inklination Null. Beide schwingen unregelmäßig um den geographischen Äquator herum. *A. Nippoldt*.

Äquatorial s. Refraktor.

Äquinoktien, Tag- und Nachtgleichen: Zeitpunkte, in denen die Sonne im Äquator steht. Frühlings- und Herbstäquinoktium (s. Ekliptik). *Bottlinger*.

Äquipartitionsprinzip (Gleichverteilungssatz). Dieses sagt, auf die Gastheorie angewendet, aus, daß die mittlere Energie der fortschreitenden Bewegung für alle Gasmolekeln bei ein und derselben Temperatur dieselbe ist. Wir betrachten ein Gemisch zweier Gase. Beim Zusammenstoß zweier vollkommen elastischer Kugeln von verschiedener Masse werden nur jene Geschwindigkeitskomponenten geändert, die beim Stoß in der Richtung der Zentrallinie liegen. Die Masse bzw. mittlere Geschwindigkeit der Molekeln sei für das erste Gas m bzw. c , für das zweite M und C . Eine Molekel mit der Geschwindigkeit c wird mit den Geschwindigkeiten C des zweiten Gases alle möglichen Winkel einschließen, deren Mittelwert ein rechter ist. Wir tragen die Geschwindigkeit $c = OA$ und $C = OB$ als Katheten eines rechtwinkligen Dreiecks (s. Fig.) auf. Die Hypotenuse AB stellt dann die relative Geschwindigkeit der beiden Molekeln gegeneinander dar. Wir wählen in AB den Punkt G so, daß sich $AG : BG = M : m$ verhält, dann ist OG die Geschwindigkeit des gemeinschaftlichen Schwerpunkts. Zu jeder Schwerpunktschwindigkeit können wir uns die Zentrallinien beim Stoß nach allen Richtungen des Raums gleichmäßig verteilt denken. deren



Mittlere relative Geschwindigkeit zweier Molekeln vor und nach dem Stoß.

Mittelwert wird also zur Schwerpunktsgeschwindigkeit senkrecht stehen. Unter dieser Voraussetzung finden wir die Mittelwerte der Geschwindigkeiten nach dem Stoße folgendermaßen. Wir ziehen durch G auf OG die Senkrechte $A'B'$ und machen $A'G = AG$, $B'G = BG$. Es stellt uns dann $A'B'$ die mittlere relative Geschwindigkeit nach dem Stoß dar, während $OA' = c'$ und $OB' = C'$ die Geschwindigkeiten der Molekeln m bzw. M sind. Aus der Fig. läßt sich jetzt zeigen, daß $mc'^2 - MC'^2 < mc^2 - MC^2$ ist. Nach einer genügend großen Anzahl von Stößen wird also $mc'^2 - MC'^2 = 0$ werden. Das ergibt das Resultat $mc'^2 = MC'^2$, was sich ohne weiteres auf ein Gemenge beliebig vieler Gase ausdehnen läßt. Durch Zerlegung der Geschwindigkeiten in ihre Komponenten ergibt sich, daß auch für jede Komponente die mittlere kinetische Energie $\frac{1}{3}$ der Gesamtenergie der fortschreitenden Bewegung ist. Ganz allgemein sagt der Gleichverteilungssatz, daß auf jeden Freiheitsgrad (s. d.) eines Systems dieselbe mittlere kinetische Energie entfällt.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Physik, herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. IX, 349.

Äquipotentialflächen oder Niveauflächen sind diejenigen Flächen, welche in einem irgendwie gestalteten elektrischen (oder magnetischen) Feld durch Punkte gleichen Potentials gelegt sind. So sind z. B. die Äquipotentialflächen, welche dem Felde eines geladenen Punktes entsprechen, alle konzentrischen Kugeln, die jenen Punkt zum Mittelpunkt haben. Aus der Potentialtheorie (näheres s. d.) folgt, daß keine Arbeit geleistet wird, wenn eine Elektrizitätsmenge längs einer Niveaufläche bewegt wird. Diese Tatsache enthält die Begründung dafür, daß die Niveauflächen überall senkrecht zu den Kraftlinien stehen und daß Niveaulinien und Kraftlinien ein System orthogonaler Trajektorien bilden.

R. Jaeger.

Äquipotentiallinie bzw. -Fläche. Linie oder Fläche gleichen Potentials (s. d.). In der Hydrodynamik handelt es sich zumeist um Linien bzw. Flächen gleichen Geschwindigkeitspotentials; diese sind dann, entsprechend der physikalischen Deutung des Geschwindigkeitspotentials, zugleich Linien oder Flächen gleichen Stoßdrucks (s. d.), wie er bei instantaner Erregung der zu diesem Geschwindigkeitsvektorfeld gehörigen Strömung aus der Ruhe heraus (Initialströmung) auftreten würde.

Eisner.

Äquivalente Kräftesysteme s. Kräfte-Reduktion. **Äquivalent des Lichtes, mechanisches:** eine energetisch-photometrische Größe zur Umrechnung von Energieströmen in Lichtströme oder umgekehrt.

Es bezeichne L_{\max} einen monochromatischen Strahler von der auf das Auge (die Zapfen) wirksamsten Wellenlänge λ_{\max} (= rund $555 \mu\mu$, s. Augenempfindlichkeit). Nach Analogie des mechanischen Wärmeäquivalents versteht man dann unter dem mechanischen Äquivalent des Lichtes denjenigen Energiestrom (in Watt) des Strahles L_{\max} , welcher der Einheit des Lichtstromes (1 Lumen) äquivalent ist, d. h. welcher vom Auge als 1 Lumen bewertet wird, oder, anders ausgedrückt: welcher 1 Lumen erzeugt.

Der reziproke Wert

$$\kappa = 1/m$$

ist demnach der vom Energiestrom 1 Watt des Strahlers L_{\max} erzeugte Lichtstrom (in Lumen), also die Zahl, mit welcher man einen Energie-

strom $G_{\lambda_{\max}}$ dieses Strahlers multiplizieren muß, um den durch ihn erzeugten Lichtstrom $\Phi_{\lambda_{\max}}$ zu erhalten, d. h. es ist

$$\Phi_{\lambda_{\max}} = \kappa G_{\lambda_{\max}} \quad \text{bzw.} \quad = \frac{1}{m} G_{\lambda_{\max}}$$

Die Größe κ wird von den Amerikanern als *Sichtbarkeitskoeffizient* für die Wellenlänge λ_{\max} bezeichnet.

Der Wert m wird fast ausschließlich aus photometrischen Messungen des schwarzen Körpers bei bestimmten Temperaturen berechnet (s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“ Nr. 2). Nachstehend werden beispielsweise einige nach dieser Methode gefundene Werte für m mitgeteilt. A. R. Meyer (1916) fand 0,0016 Watt/Lumen, Henning (1919) 0,00156. Aus den von Hyde, Forsythe und Cady (1919) sowie von Jves (1924) bestimmten Zahlen findet man, wenn man auf die deutschen Konstanten σ und c_2 (s. „Energ.-phot. Bezieh.“, Gleichungen 5 und 6) und auf die deutsche Lichteinheit (HK) umrechnet, 0,00143 bzw. 0,00153. Brodhun und Hoffmann (1926) — vgl. „Einheitslichtquellen“, Nr. 7 — erhalten 0,00145. Diese Werte weichen beträchtlich voneinander ab, was sich nur zum Teil durch Benutzung verschiedener Augenempfindlichkeitskurven erklären läßt. Im Mittel aus den mitgeteilten Zahlen findet man

$$m = 0,00151 \text{ Watt/Lumen} \\ \kappa = 1/m = 662 \text{ Lumen/Watt.}$$

Von einzelnen Photometrikern wurde der zur Erzeugung einer mittleren räumlichen Lichtstärke 1 HK in den ganzen Raum zu entsendende Energiestrom m' des Maximalstrahlers, also seine spezifische Lichtleistung, als mechanisches Äquivalent des Lichtes bezeichnet. Diese Definition, nach der sich $m' = 4\pi m$ ergibt, ist aber jetzt nicht mehr üblich.

Über die Definition von m mittels des Energie-Lichtstromes einer beliebigen Lichtquelle s. Schlußfolgerung aus Gleichung 4 d in „Energetisch-photometrische Beziehungen“.

Früher wurde nach einem von Thomsen (1865) gemachten, von Tumlriz (1888) berichtigen Vorschlage als mechanisches Lichtäquivalent der von der Hefnerlampe horizontal pro Einheit des räumlichen Winkels ausgestrahlte sichtbare Energiestrom verstanden. Wenn man diese Definition auf Lichtquellen verschiedener spektraler Zusammensetzung (z. B. Glühfäden verschiedener Temperatur) anwendet, erhält man wegen der selektiven Empfindlichkeit des Auges mehr oder weniger abweichende Werte. Die Thomsen-Tumlrizsche Definition hat also in dieser Form keine praktische Bedeutung. Wohl aber erweist sie sich als brauchbar, wenn man den sichtbaren Energiestrom durch den Energie-Lichtstrom, also denjenigen Energiestrom der Hefnerlampe ersetzt, der durch ein dem hypothetischen Netzhautfilter nachgebildetes Filter hindurchgegangen ist. Man erhält dann die Größe m (s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“ Gleichung 4 e).

Liebenthal.

Äquivalent der Wärme s. Wärmeäquivalent.

Äquivalentgesetz, Einsteinsches s. Äquivalentgesetz, photochemisches.

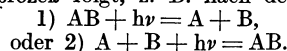
Äquivalentgesetz, photochemisches. Die Plancksche Vorstellung von der quantenhaften Absorption der Strahlung wurde 1908 von Stark und 1912 allgemeiner von Einstein auf photochemische Vorgänge angewandt. Nach einer von Einstein aufgestellten Formel soll die Zahl N der photochemisch umgesetzten Molekeln bei Absorption der Energie E von der Schwingungszahl ν durch die Beziehung gegeben sein:

$$N = \frac{E}{h\nu}$$

Man hat diese Formel häufig als photochemisches Äquivalentgesetz bezeichnet. Theoretische Überlegungen und experimentelle Prüfungen dieser

Formel an realen photochemischen Prozessen haben gezeigt, daß sie nur einen Grenzfall darstellt, da die photochemisch affizierten Molekeln meist nicht eindeutig reagieren.

Einerseits kann die Formel nur für Primärreaktionen gelten, d. h. für Vorgänge, bei denen auf die Absorption eines $h\nu$ nur ein einfacher Elementarprozeß folgt, z. B. nach dem Schema:



Da aber die Primärprodukte meist außerordentlich energiereich sind und Veranlassung zu Folgereaktionen geben, wird die wahre photochemische Ausbeute weitgehend durch die Reaktionskinetik bedingt.

Andererseits braucht die genannte Gleichung selbst bei Entstehung reaktionsunfähiger Primärprodukte noch nicht zuzutreffen. Wie E. Warburg gezeigt hat, kann Photolyse nur eintreten, wenn die Dissoziationswärme q der absorbierenden Molekel kleiner als $h\nu$ ist. Für Fälle, in denen das absorbierte Strahlungsquant außerordentlich viel größer ist als die Wärmetönung der betreffenden chemischen Primärreaktion, wie bei der chemischen Wirkung von α - oder Röntgenstrahlen, kommen Nernst und Noddack für die Photolyse zu der Gleichung:

$$N = \frac{Q}{q},$$

wobei N die Zahl der umgesetzten Molekeln, Q die absorbierte Energie und q die atomare Dissoziationsenergie einer Molekel ist. Da derartige Reaktionen wohl stets durch primär ausgelöste Elektronen verursacht werden, über deren Wirkungsgrad sich nichts Allgemeines aussagen läßt, und da die entstehenden Spaltungsprodukte ebenfalls weiter reagieren können, stellt die letztere Gleichung ebenfalls nur eine Grenzbedingung dar.

W. Noddack.

Äquivalentgewicht. Definitionsgemäß diejenige Gewichtsmenge eines Elements in Gramm, die sich durch Division des Atomgewichts durch die Wertigkeit des Elements in der betreffenden Verbindung ergibt. So beträgt das Ä. des Eisens im Ferrochlorid $\frac{58,84}{2} = 27,92$, im Ferrichlorid $\frac{55,84}{3} = 18,61$.

Das Ä. ist also für Elemente wechselnder Wertigkeit nur für bestimmte Wertigkeitsstufen eine Konstante.

Historisch ist aber der Begriff des Ä. den zur Definition heute dienenden Begriffen Atomgewicht und Wertigkeit gegenüber der primäre. Der zur Aufstellung des Ä. führende Gedankengang war der folgende: Empirisch findet man, wenn zwischen drei Elementen alle drei paarweisen Verbindungen AB, AC und BC möglich sind, daß die Gewichtsmengen B bzw. C, die sich mit der gleichen Gewichtsmenge A verbinden, auch untereinander in dem zur restlosen Verbindung nötigen Verhältnis stehen, oder doch in einem daraus durch einen einfachen rationalen Faktor ableitbaren. Da man diese Beziehung (vgl. Konstante Proportionen und Multiple Proportionen) durch geeignete Zusammenfassung für alle Elemente verifizieren kann, kann man so jedem Element eine oder mehrere, durch kleine ganze Faktoren unterschiedene Zahlen, eben die „Verbindungsgewichte“ oder Ä., zuordnen. Erst sekundär schloß Dalton daraus auf die Existenz von diskreten Atomen mit diskreten

Wertigkeiten. Da die Versuche nur Verhältnisse von Ä. liefern, ist die Einheit zunächst willkürlich; über ihre Festsetzung vgl. Atomgewicht. Schwab.

Äquivalenz, ionochemische. So nennen Le Blanc, S. C. Lind u. a. das Grenzgesetz, das bei elektrochemischen Gasreaktionen dem Faradayschen Gesetz der Elektrolyse oder dem Einsteinschen Gesetz der photochemischen Primärwirkung entspricht. Es lautet: Die Zahl der in einem bestimmten Gasvolumen in der Zeiteinheit umgesetzten Molekeln N ist gleich oder um einen in der Nähe von 1 liegenden rationalen Faktor größer oder kleiner als die Zahl der in demselben Volumen in der Zeiteinheit gebildeten Ionen M , also: $N/M = 1$ oder $N/M = n/m$, wo $n = 1, 2, 3, \dots$ und $m = 1, 2, 3, \dots$.

Die zugrundeliegende Vorstellung ist, daß jedes erzeugte Ion eine Elementarreaktion auslöst. Allgemein verifiziert ist das Gesetz nur bei Reaktionen unter dem Einfluß von Alpha-Strahlen. Es ist aber klar, daß hier, genau wie bei dem Einsteinschen Gesetz, im Bruttoeffekt grobe Überschreitungen möglich sind bei exothermen Reaktionen, die nach einem primären Anstoß kettenförmig weiterlaufen können. (HCl-Bildung durch Alphastrahlen.) Als vermittelndes Kettenglied treten, zumal in Entladungen, besonders häufig die bei der Ionisation freiwerdenden Sekundärelektronen auf (Ozonbildung durch Kathodenstrahlen und dunkle Entladung). Auch Unterschreitungen der Ä. sind möglich; wirkliche, wenn eben nicht jedes Ion Reaktion auslösen kann, und scheinbare, wenn ein Teil des Umsatzes freiwillig (oder unter Verbrauch weiterer Ionen) wieder zurückgeht (stationärer Zustand in Entladungen). Das tritt bei der Bildung von atomarem Wasserstoff bei nicht sehr geringen Drucken auf.

Naturgemäß begegnet die Prüfung des Gesetzes, insbesondere für Bogen- oder Glimmentladungen, bedeutenden Schwierigkeiten, die gewöhnlich in der Bestimmung der wahren Ionisationsgeschwindigkeit liegen. So ist z. B. Ä. bei der Absorption von Gasen (s. d.) an den Wänden durch Entladung nur mit großer Streuung verifizierbar. In Fällen aber, wo das Gesetz der Ä. gilt, läßt es aus dem gefundenen Wert für N/M bedeutsame Schlüsse auf den primären und Folge-Mechanismus der Reaktion zu, ähnlich wie das Einsteinsche oder Faradaysche Gesetz (vgl. übrigens diese).

Schwab.

Äquivalenzprinzip s. Einsteinsches Ä.

Aerodynamik ist eigentlich die allgemeine Lehre von den Bewegungen der Luft bzw. der gasförmigen Körper. Man nennt aber heute Aerodynamik die Lehre von den Luftkräften, wie sie in der Flugtechnik auftreten, wobei man die Luft als inkompressibel ansieht. Auch die Berechnung der Leistungen und der Stabilität von Flugzeugen pflegt man zur Aerodynamik zu zählen, obwohl es sich hierbei um allgemeine Bewegungen eines starren Körpers unter Einfluß der Luftkräfte handelt.

L. Hopf.

Aerolith, soviel wie Meteor, s. d.

Aerologie ist die wissenschaftliche Erforschung der Erdatmosphäre (s. Atmosphäre), die Ermittlung ihrer physikalischen und chemischen Verhältnisse. Ihre Fortschritte waren auch nach der Erfindung des Luftballons zunächst gering, insbesondere litten die Temperaturbestimmungen bei den Ballon-

fahrten des unermüden Glaiser in der Mitte des vorigen Jahrhunderts an instrumentellen Mängeln. Diese beseitigte Aßmann durch das Aspirationspsychrometer (s. Z. f. Instrum.-Kunde 1892) und war damit in der Lage, bei den Aufstiegen des Berliner Vereins für Luftfahrt um 1890 die ersten einwandfreien aerologischen Ergebnisse zu erzielen. Bekannt ist besonders die Hochfahrt von Berson und Süring, die am 31. Juli 1901 mehr als 10000 m Höhe bei $-39,7^{\circ}$ erreichten. Neuerdings wird auch das Flugzeug zu aerologischen Aufstiegen benutzt.

Unbemannte aerologische Aufstiege mit Ballonen und Drachen, die mit Registrierapparaten ausgestattet sind, werden seit 1894 ausgeführt, regelmäßig und andauernd zuerst von Abbot Lawrence Rotch auf dem Blue Hill bei Boston in den Vereinigten Staaten, dem Léon Teisserenc de Bort in Trappes bei Paris 1896 folgte. Von deutscher Seite wurde die Aerologie an Instituten gefördert, die aus Staatsmitteln gegründet sind, der Drachenstation der Seewarte in Hamburg unter Köppen, ferner der unter einem Kuratorium stehenden Drachenstation Friedrichshafen am Bodensee, sowie besonders an dem von Aßmann begründeten Preußischen Aeronautischen Observatorium, zuerst in Reinickendorf bei Berlin, seit 1905 bei Lindenberg, Kreis Beeskow. Die aerologischen Verhältnisse in den anderen Zonen der Erde wurden hin und wieder durch vorübergehende Expeditionen, wie z. B. die des deutschen Forschungsschiffes „Meteor“ 1925/27, erforscht, von dauernden Einrichtungen ist besonders das Observatorium bei Batavia auf Java zu nennen. Internationale aerologische Zusammenarbeit wird durch eine Kommission für wissenschaftliche Luftfahrt angebahnt (s. die Veröffentlichungen dieser Kommission).

Tetens.

Die für unbemannte aerologische Aufstiege konstruierten Instrumente, Meteorographen, haben je nach dem für den unbemannten Aufstieg benutzten Flugkörper verschiedene Form:

1. Der Drachenteleograph registriert meist Luftdruck, Temperatur, Feuchte und Windgeschwindigkeit als Funktion der Zeit. Die Windrichtung ergibt sich aus dem Stande des Drachens, der den Apparat trägt. Es werden meist mehrere Drachen in bestimmten Abständen am Haltedraht befestigt, von denen nur der oberste ein Registrierinstrument trägt, während die andern dazu bestimmt sind, die Last des Haltedrahtes zu tragen.

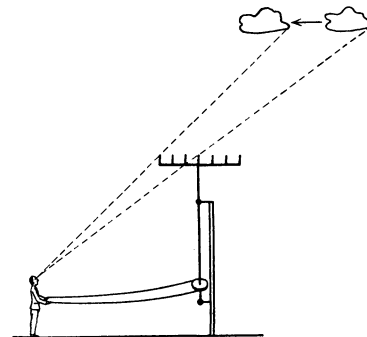
2. Der Fesselballonmeteorograph unterscheidet sich von dem vorigen dadurch, daß keine Windregistrierung vorhanden ist. Die Fesselballonaufstiege ersetzen die Drachenaufstiege, wenn nicht genügend Wind vorhanden ist. Um einwandfreie Registrierungen zu erhalten, werden die Ballonmeteorographen bisweilen mit Ventilationseinrichtungen ausgestattet. Unter günstigen äußeren Verhältnissen lassen sich bei gut ausgebildeter Drachen- und Fesselballontechnik mittlere Höhen von 4–5 km erreichen. Die bisher höchsten Aufstiege haben in Deutschland am Observatorium Lindenberg mit Drachen 9740 m und mit Fesselballonen 9200 m erreicht. Mit diesen beiden Methoden ist es möglich geworden, jahrelang ununterbrochene Reihen täglicher Aufstiege zu gewinnen. Die Höhe der Aufstiege ist beschränkt durch extrem starke Winde, ungünstige Windschichtungen und im Winter durch Reifansatz.

3. Neuerdings werden auch Flugzeuge zu aerologischen Zwecken benutzt. Hier aber erschweren schlechte Sicht und dickere Wolken einen regelmäßigen Betrieb. Als Registrierinstrument dient hier meist ein Drachenteleograph ohne Anemometer.

4. Gänzlich unabhängig vom Wetter ist die Registrierballonmethode. Man benutzt meist mit Wasserstoff gefüllte Gummiballone von einigen Kubikmetern Inhalt, an denen das Instrument mit Fallschirm aufgehängt wird. Der Ballon steigt ungesteuert auf und platzt nach etwa einer Stunde in 10–15, bisweilen über 20 km Höhe, worauf der Fallschirm mit dem Instrument langsam wieder zur Erde sinkt. Der Finder benachrichtigt das Observatorium. Die benutzten Meteorographen sind verschieden gebaut, je nach dem zur Verfügung stehenden Auftrieb des Ballons. Die größten registrieren Druck, Temperatur und Feuchte als Funktion der Zeit, die kleineren nur Druck und Temperatur. Will man auch das Gewicht der Uhr sparen, so registriert man die Temperatur als Funktion des Druckes.

Die Auswertung der gewonnenen Registrierungen geschieht in der Weise, daß man mit Hilfe der erhaltenen Werte von Druck, Temperatur und Feuchte die Beziehung zwischen Druck und Höhe ableitet (s. barometrische Höhenmessung). Dann kann man für jede gewünschte Höhe die meteorologischen Elemente angeben, andererseits für jeden markanten Punkt der Zustandskurve (s. d.) auch die Höhe.

Zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit und Windrichtung in der freien Atmosphäre dienen Pilotballone (s. d.). In Schichten, in denen sich Wolken befinden, läßt sich die Luftversetzung aus deren Zuge bestimmen; dazu dient u. a. der Wolkenpiegel, der Wolkenrechen sowie photographische Aufnahmen mit besonders gebauten Wolken-theodoliten oder dauernd zenitwärts gerichteten Apparaten. Das Prinzip des Wolkenrechens ist aus der Figur ersichtlich. Der Beobachter stellt



Wolkenrechen.

sich so auf, daß er einen markanten Punkt der zu beobachtenden Wolke über die mittlere Zacke des Wolkenrechens anvisiert. Dann dreht er mit Hilfe einer Schnur, die um eine Rolle läuft, den Wolkenrechen so, daß die Wolke in gleicher Richtung mit dem Querbalken zieht. Damit ist die Zugrichtung ermittelt. Es wird ferner die Zeit bestimmt, die vergeht, bis die Wolke von dem gleichen Standpunkt aus über eine der andern Zacken hinweg anvisiert werden kann. Sind die Ausmaße des Wolkenrechens bekannt, so läßt sich

der Quotient $\frac{\text{Wolkengeschwindigkeit}}{\text{Wolkenhöhe}}$ ohne weiteres berechnen. Ist die Wolkenhöhe trigonometrisch oder anderweitig bestimmt, so läßt sich die Geschwindigkeit in der Wolkenschicht berechnen.

Das Prinzip eines Wolken spiegels ist dem des Wolkenrechnens ähnlich. Ein mit einem eingeritzten Polarkoordinatennetz versehener Spiegel wird horizontal aufgestellt, der Beobachter stellt sich so, daß er die Wolke im Mittelpunkt des Spiegels sieht und bestimmt die Zeit, bis die Wolke einen andern beliebigen Punkt des Netzes erreicht hat. Die Rechnung geschieht wie beim Wolkenrechnen.

Der Wolken theodolit gestattet Azimut und Höhenwinkel abzulesen und besitzt entweder eine photographische Kamera oder nur eine Visier- vorrichtung. Zwei Beobachtungen eines Wolkenpunktes mit einer bestimmten Zeitdifferenz ergeben wieder den Quotienten $\frac{\text{Wolkengeschwindigkeit}}{\text{Wolkenhöhe}}$.

G. Stüve.

Näheres s. Aßmann, Das Kgl. Pr. Observatorium Lindenberg. Braunschweig 1915.

Aeromechanik besteht aus Aerostatik und Aerodynamik (s. d.).

L. Hopf.

Aeroplan s. Flugzeug.

Aerostatik. Die Aerostatik befaßt sich mit dem Gleichgewichtszustand eines ruhenden Gases. Dieser wird wie bei einer Flüssigkeit durch den nach allen Seiten gleichmäßig wirkenden Druck bestimmt. Der Druck hängt bei Gasen von der Temperatur und der Dichte ab. Ein Hauptproblem ist die Druck- und Dichteverteilung in der Atmosphäre.

L. Hopf.

Aestuarium s. Flußgeschwelle.

Äther s. Licht, Optik bewegter Körper.

Aethrioskop, Thermometer in einem Hohlspiegel zur Messung der Raumstrahlung s. Pyrheliometer.

Gerlach.

Affinität, chemische s. chemische Affinität.

Affinorrechnung. Sei r der Ortsvektor eines beliebigen Punktes des Raumes R . Eine lineare vektorielle Funktion $r' = \Phi r$ des Ortsvektors r bestimmt sodann eine affine Transformation des Raumes R in den Raum R' , bei welcher parallele Geraden und Ebenen des Raumes R in parallele Geraden und Ebenen des Raumes R' transformiert werden. $r' = \Phi r$ läßt sich als ein Produkt aus einem sog. *Affinor* Φ und dem Vektor r auffassen. Der Vektor $r' = \Phi r$ heißt deswegen auch *skalares Produkt* aus Φ und r . Das skalare Produkt $r' = \Phi r$ ist distributiv: $\left. \begin{array}{l} \Phi(r_1 + r_2) = \Phi r_1 + \Phi r_2 \\ \Phi(\lambda r) = \lambda \Phi r \end{array} \right\}$

$$\Phi(r_1 + r_2) = \Phi r_1 + \Phi r_2 \quad \text{und} \quad \Phi(\lambda r) = \lambda \Phi r.$$

Der Begriff des Affinors und sein Anwendungsbereich ist natürlich nicht auf die affinen Raumtransformationen beschränkt, sondern er ist in der gleichen Weise, wie es oben für affine Raumtransformationen angedeutet wurde, auf beliebige (homogene) lineare vektorielle Funktionen erweitert. Wir bezeichnen die Affinoren mit großen griechischen Buchstaben und verstehen dann unter $\mathfrak{A} = \Psi \mathfrak{n}$ eine lineare homogene Vektorfunktion, die jeder Richtung \mathfrak{n} des Raumes einen Vektor \mathfrak{A} zuordnet. Da die Vektorfunktion homogen ist, verschwindet \mathfrak{A} mit \mathfrak{n} . Affinoren sind somit geometrische Größen von einer höheren Ordnung als die Vektoren. Ähnlich, wie (im Dreidimensionalen Räume) ein Vektor aus seinen drei Be-

stimmungszahlen (Komponenten) bezüglich eines beliebigen Koordinatensystems konstruiert wird, kann man jeden Affinor mittels dreier Vektoren darstellen (vgl. weiter unten), so daß zur Festlegung eines Affinors im allgemeinen die Angabe von neun Bestimmungszahlen notwendig ist.

Ein einfaches Beispiel einer linearen Vektorfunktion ist $\mathfrak{A} = \Psi \mathfrak{n} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} \mathfrak{n}$. Der Affinor $\Psi = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ heißt *Dyade* oder *dyadisches Produkt* der beiden Vektoren \mathfrak{A} und \mathfrak{B} . Das skalare Produkt $\Psi \mathfrak{n}$ der Dyade $\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ mit dem Vektor \mathfrak{n} ist ein Vektor $\mathfrak{A} = \Psi \mathfrak{n} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} \mathfrak{n}$, welcher parallel dem „Links-faktor“ \mathfrak{A} des dyadischen Produktes $\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ ist und dessen Betrag dem „Linksfaktor“ \mathfrak{A} sowie dem Arbeitsprodukt $\mathfrak{B} \mathfrak{n}$ aus dem „Rechtsfaktor“ und dem Vektor \mathfrak{n} proportional ist.

Das dyadische Produkt $\Psi = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ ist i. allg. nicht kommutativ. Die zu Ψ konjugierte Dyade $\Psi_c = \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{A}$ ist im allgemeinen von $\Psi = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ verschieden, was man z. B. aus den skalaren Produkten von Ψ bzw. Ψ_c mit einem beliebigen Vektor \mathfrak{n} erkennt: $\Psi \mathfrak{n} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} \mathfrak{n}$ ist ein Vektor von der Richtung \mathfrak{A} , während $\Psi_c \mathfrak{n} = \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{A} \mathfrak{n}$ die Richtung von \mathfrak{B} besitzt. Analog dem skalaren Produkt $\Psi \mathfrak{n} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} \mathfrak{n}$ versteht man unter $\mathfrak{n} \Psi = \mathfrak{n} \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ den Vektor, der dem Rechtsfaktor \mathfrak{B} der Dyade parallel ist. Allgemein gilt deswegen $\mathfrak{n} \Psi = \Psi_c \mathfrak{n}$. Eine Dyade heißt *symmetrisch*, wenn $\Psi_c = + \Psi$ ist und *schief-symmetrisch*, *antisymmetrisch* oder *alternierend*, wenn $\Psi_c = - \Psi$ ist.

Die für Dyaden angeführten Beziehungen gelten sinngemäß auch für Dyadensummen. Bezeichnet $\Psi = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ eine beliebige, nicht symmetrische Dyade, so heißt die Dyadensumme $\mathfrak{A} \times \mathfrak{B} \equiv \frac{1}{2}(\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} + \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{A})$ nach Graßmann *algebraisches Produkt* der beiden Vektoren \mathfrak{A} und \mathfrak{B} . Das so definierte algebraische Produkt $\mathfrak{A} \times \mathfrak{B}$ ist kommutativ: $\mathfrak{B} \times \mathfrak{A} = \mathfrak{A} \times \mathfrak{B}$. Für den Sonderfall, daß \mathfrak{A} und \mathfrak{B} parallel sind ($\mathfrak{A}, \mathfrak{B} \neq 0, [\mathfrak{A}, \mathfrak{B}] = 0$), wird das algebraische Produkt $\mathfrak{A} \times \mathfrak{B}$ gleich dem dyadischen Produkt der beiden Vektoren $\mathfrak{A} \times \mathfrak{B} = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$.

Jede (allgemeine) lineare Vektorfunktion $\mathfrak{A} = \Phi \mathfrak{n}$ kann als Summe von drei Ausdrücken der Gestalt $\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} \mathfrak{n}$ dargestellt werden und dementsprechend jeder Affinor Φ in der Form

$$\Phi = \mathfrak{A}_1 \cdot \mathfrak{B}_1 + \mathfrak{A}_2 \cdot \mathfrak{B}_2 + \mathfrak{A}_3 \cdot \mathfrak{B}_3.$$

Darin kann man für $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \mathfrak{A}_3$, oder auch für $\mathfrak{B}_1, \mathfrak{B}_2, \mathfrak{B}_3$ drei beliebige, nicht komplanare Vektoren wählen. Die drei anderen Vektoren $\mathfrak{B}_1, \mathfrak{B}_2, \mathfrak{B}_3$ bzw. $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \mathfrak{A}_3$ sind dann für jeden Affinor in eindeutiger Weise bestimmt. Wählt man insbesondere für $\mathfrak{B}_1, \mathfrak{B}_2, \mathfrak{B}_3$ die Einheitsvektoren e_x, e_y, e_z in den Achsrichtungen eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z), so läßt sich jeder Affinor in der Gestalt $\Phi = \mathfrak{A}_x \cdot e_x + \mathfrak{A}_y \cdot e_y + \mathfrak{A}_z \cdot e_z$, oder symbolisch durch das Schema

$$\Phi = \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{xy} & A_{xz} \\ A_{yx} & A_{yy} & A_{yz} \\ A_{zx} & A_{zy} & A_{zz} \end{pmatrix}$$

darstellen. In den Zeilen dieses Schemas stehen die Komponenten der Vektoren $\mathfrak{A}_x, \mathfrak{A}_y, \mathfrak{A}_z$ bezüglich der Achsrichtungen e_x, e_y, e_z , d. h. $\mathfrak{A}_x = A_{xx} e_x + A_{xy} e_y + A_{xz} e_z$ usw. Der Affinor Φ ist symmetrisch, d. h. ein sog. *Tensor*, wenn $A_{yx} = A_{xy}, A_{zx} = A_{xz}, A_{zy} = A_{yz}$ ist; Φ ist schief-symmetrisch, d. h. ein sog. *Axiator*, wenn $A_{xx} = A_{yy} = A_{zz} = 0$ und $A_{yx} = -A_{xy}, A_{zx} = -A_{xz}, A_{zy} = -A_{yz}$ ist.

Vertauscht man in Φ alle Links-faktoren und Rechts-faktoren, so erhält man i. allg. einen neuen

Affinor: $\Phi_c = \mathfrak{B}_1 \cdot \mathfrak{A}_1 + \mathfrak{B}_2 \cdot \mathfrak{A}_2 + \mathfrak{B}_3 \cdot \mathfrak{A}_3$, der als der zu Φ konjugierte Affinor bezeichnet wird. Der zu $\Phi = \mathfrak{A}_x \cdot e_x + \mathfrak{A}_y \cdot e_y + \mathfrak{A}_z \cdot e_z$ konjugierte Affinor $\Phi_c = e_x \cdot \mathfrak{A}_x + e_y \cdot \mathfrak{A}_y + e_z \cdot \mathfrak{A}_z$ ist durch das Schema

$$\Phi_c = \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{yx} & A_{zx} \\ A_{xy} & A_{yy} & A_{zy} \\ A_{xz} & A_{yz} & A_{zz} \end{pmatrix}$$

gegeben, welches durch Vertauschung von Zeilen und Spalten aus dem Schema für Φ entsteht.

Gilt für einen Affinor $\Phi_c = +\Phi$, so heißt der Affinor symmetrisch, ist dagegen $\Phi_c = -\Phi$, so heißt er schief-symmetrisch. Jeder Affinor Φ kann als Summe eines symmetrischen Affinors

$$ts\Phi = \frac{1}{2}(\Phi + \Phi_c) \dots \dots (Tensor \text{ von } \Phi)$$

und eines schief-symmetrischen Affinors

$$ax\Phi = \frac{1}{2}(\Phi - \Phi_c) \dots \dots (Axiator \text{ von } \Phi)$$

dargestellt werden. Folglich wird für symmetrische Affinoren $ts\Phi = \Phi$ und $ax\Phi = 0$, für schief-symmetrische Affinoren dagegen $ts\Phi = 0$ und $ax\Phi = \Phi$. (Bemerkung: In der Literatur findet man die Bezeichnung Tensor nicht nur für symmetrische Affinoren, sondern auch für allgemeine Affinoren verwendet).

Für eine beliebige Dyade $\Psi = \mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$ gilt

$$ts\Psi = ts(\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}) = \frac{1}{2}(\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} + \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{A}) = \mathfrak{A} \times \mathfrak{B}.$$

Bezeichnet man den sog. Vektor des Affinors $\Phi = \mathfrak{A}_1 \cdot \mathfrak{B}_1 + \mathfrak{A}_2 \cdot \mathfrak{B}_2 + \mathfrak{A}_3 \cdot \mathfrak{B}_3$ mit

$$v = \frac{1}{2} \left\{ [\mathfrak{B}_1 \mathfrak{A}_1] + [\mathfrak{B}_2 \mathfrak{A}_2] + [\mathfrak{B}_3 \mathfrak{A}_3] \right\}$$

und definiert $ax\Phi = \underline{v}$ (gesprochen: v unterklammert), so besteht die Gleichung

$$ax\Phi n = \underline{v} n = [v n].$$

Aus der Definition des Axiators folgt weiter $\underline{v}_c = -\underline{v}$. Nach obigem kann man also jede Dyade und entsprechend auch jede Dyadensumme in der Form

$$\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} = \mathfrak{A} \times \mathfrak{B} + \frac{1}{2} [\mathfrak{B} \mathfrak{A}]$$

darstellen. $\frac{1}{2} [\mathfrak{B} \mathfrak{A}]$ heißt Vektor der Dyade $\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B}$.

Skalare Multiplikation mit dem Einheitsaffinor oder Einheits-tensor $\mathbf{1}$ läßt jeden beliebigen Vektor n unverändert: $\mathbf{1}n = n$. Durch die Bestimmungszahlen bezüglich des Koordinatensystems (O, x, y, z) ausgedrückt ist

$$\mathbf{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Weiter gilt $\mathbf{1} = e_x \cdot e_x + e_y \cdot e_y + e_z \cdot e_z$, wenn e_x, e_y, e_z die zu den orthogonalen Achsrichtungen x, y, z parallelen Einheitsvektoren sind.

Sind l, m, n drei beliebige, ebenenfremde Vektoren,

$$l' = \frac{[m n]}{[m n]}, \quad m' = \frac{[n l]}{[m n]}, \quad n' = \frac{[l m]}{[m n]}$$

die dazu reziproken Vektoren, so sind die drei Skalare

$$\begin{aligned} S_1(\Phi) &= l' \Phi l + m' \Phi m + n' \Phi n, \\ S_2(\Phi) &= \frac{l[(\Phi m)(\Phi n)]}{[m n]} + \frac{m[(\Phi n)(\Phi l)]}{[m n]} + \frac{n[(\Phi l)(\Phi m)]}{[m n]}, \\ S_3(\Phi) &= \frac{(\Phi l)(\Phi m)(\Phi n)}{[m n]} \end{aligned}$$

unabhängig von den drei Vektoren l, m, n . $S_1(\Phi)$, $S_2(\Phi)$, $S_3(\Phi)$ heißen erster, zweiter bzw. dritter Skalar oder Invarianten des Affinors Φ .

Übrigens läßt sich der Einheitsaffinor $\mathbf{1}$ auch durch die beiden reziproken Vektortripel l, m, n und l', m', n' ausdrücken. Es ist

$$\mathbf{1} = l \cdot l' + \dots \dots m \cdot m' + n \cdot n'.$$

Jeder Tensor \mathbf{T} läßt sich in der Gestalt

$$\mathbf{T} = a_1 e_1 \cdot e_1 + a_2 e_2 \cdot e_2 + a_3 e_3 \cdot e_3$$

darstellen, worin e_1, e_2, e_3 drei aufeinander senkrechte Einheitsvektoren sind. Die Richtungen e_i ($i=1, 2, 3$) heißen die Hauptachsen des Tensors \mathbf{T} , die Größen a_i , welche der kubischen Gleichung $a^3 - a^2 S_1(\mathbf{T}) + a S_2(\mathbf{T}) - S_3(\mathbf{T}) = 0$ genügen, heißen Hauptwerte des Tensors. Für die Hauptachsenrichtungen e_i gilt $\mathbf{T}e_i = a_i e_i$, d. h. die Richtung von Vektoren, die in die eine der Hauptachsenrichtungen fallen, werden durch die affine Transformation \mathbf{T} nicht verändert. Sei r der Ortsvektor eines beliebigen Raumpunktes, $r' = \mathbf{T}r$ eine symmetrische, lineare Funktion von r , so ist

$$rr' = r \mathbf{T}r = \text{konstant}$$

die Gleichung einer Fläche zweiten Grades. Die Achsen dieses sog. Tensorellipsoids stimmen mit den Hauptachsen e_1, e_2, e_3 des Tensors \mathbf{T} überein. Für die Anwendungen von Bedeutung ist noch die Zerlegung von Tensoren in einen Skalar und in einen sog. Deviator. Unter Deviator versteht man einen Tensor, dessen erster Skalar verschwindet, d. h. es ist

$$\mathbf{T} = \frac{1}{3} S_1(\mathbf{T}) \mathbf{1} + \Gamma = \frac{1}{3} S_1(\mathbf{T}) + \Gamma,$$

worin Γ der Deviator von \mathbf{T} und $S_1(\Gamma) = 0$ ist.

Genau wie die räumliche Ableitung von skalaren und vektoriellen Ortsfunktionen (s. Vektorrechnung) wird der sog. Nablaaffinor $\nabla \cdot v$ einer vektoriellen Ortsfunktion $v = v(r)$ durch die Gleichung

$$\nabla \cdot v = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint d f \cdot v \right\}$$

definiert. Darin ist V das von einer geschlossenen Fläche mit den Oberflächenelementen $d f$ eingeschlossene Volumen, das Integral ist über die ganze Oberfläche des Elements V zu erstrecken, V konvergiert gegen den betrachteten Punkt r , für den die räumliche Ableitung zu bilden ist. Unter Verwendung des Nablaaffinors ergibt sich das totale Differential einer vektoriellen Ortsfunktion $v = v(r)$ zu $dv = dr \nabla \cdot v$. Stellt man den Vektor v durch seine Komponenten bezüglich des rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) dar, so wird der Nablaaffinor des Feldvektors

$$v = v_x e_x + v_y e_y + v_z e_z \text{ gleich}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot v &= e_x \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + e_y \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + e_z \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \\ &= e_x \cdot e_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + e_x \cdot e_y \frac{\partial v_y}{\partial x} + e_x \cdot e_z \frac{\partial v_z}{\partial x} + \\ &+ e_y \cdot e_x \frac{\partial v_x}{\partial y} + e_y \cdot e_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + e_y \cdot e_z \frac{\partial v_z}{\partial y} + \\ &+ e_z \cdot e_x \frac{\partial v_x}{\partial z} + e_z \cdot e_y \frac{\partial v_y}{\partial z} + e_z \cdot e_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned}$$

oder symbolisch

$$\Delta \cdot v = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial y} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} & \frac{\partial v_y}{\partial z} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot v$$

Zerlegt man den Nablaaffinor des Feldvektors v in einen symmetrischen und in einen schief-symmetrischen Teil $\nabla \cdot v = ts(\nabla \cdot v) + ax(\nabla \cdot v)$, so erhält man

$$ts(\nabla \cdot v) = \nabla \cdot v + \frac{1}{2} \text{rot } v,$$

$$ax(\nabla \cdot v) = -\frac{1}{2} \text{rot } v,$$

und durch die Komponenten v_x, v_y, v_z bezüglich des rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) ausgedrückt

$$ts(\nabla \cdot v) = e_x \cdot e_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + e_y \cdot e_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + e_z \cdot e_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + e_y \times e_z \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + e_z \times e_x \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + e_x \times e_y \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right),$$

sowie

$$ax(\nabla \cdot v) = -\frac{1}{2} \left\{ e_x \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + e_y \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + e_z \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \right\}.$$

Den Tensor $ts(\nabla \cdot v)$ nennt man nach Gans auch *Deformation* des Feldvektors $v = v(r)$ und schreibt dafür $ts(\nabla \cdot v) = \text{def } v$.

Schließlich seien noch die Definitionen zweier weiterer räumlicher Ableitungen von Affinoren $\Phi = \Phi(r)$ angegeben. Der Vektor

$$\nabla \Phi = \text{tr } \Phi = \lim_{V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint df \Phi \right\}$$

heißt *Traktor* des Affinors Φ und der Affinor

$$\underline{\nabla} \Phi = \text{vtx } \Phi = \lim_{V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint \underline{df} \Phi \right\}$$

heißt *Vortex* von Φ . Diese Definitionen werden sinngemäß auf die zweiten und höheren Ableitungen ausgedehnt.

Beispiele von Tensoren sind der Spannungstensor (s. d.) und der Verzerrungstensor (s. d.)
F. Schleicher.

Näheres s. Die Lehrbücher der Affinorrechnung, z. B. Spielrein, Vektorrechnung, 2. Aufl. Stuttgart 1926. Hinsichtlich der Erweiterung der Begriffe auf den n-dimensionalen Raum s. Weyl, Raum, Zeit, Materie. Berlin 1923.

Afokales System = Brennpunktlose Linsenfolge s. Gaußsche Abbildung.

Agglomationstheorie. Die Agglomationstheorie, auch Kontakttagglomationstheorie genannt, spielt in der Behandlung der metallischen Elektrizitätsleitung eine wichtige Rolle. Sie wurde in ihrer speziellen Form von C. Benedicks¹⁾ begründet.

Die Theorie geht im Gegensatz zu vielen anderen, auf elektronentheoretischen Vorstellungen beruhenden Theorien davon aus, daß „freie Elektronen“ im gaskinetischen Sinne im Metall nicht existieren. Die Leitung soll vielmehr dadurch zustande kommen, daß Elektronen unter Einwirkung des elektrischen Feldes bei den der kinetischen Bewegung entsprechenden Zusammenstößen der Atome untereinander von Atom zu Atom übergehen. Benedicks setzt die Leitfähigkeit $\kappa = c \cdot \nu$, wo ν die Atomfrequenz ist und c , die sog. elektrische Leitungskapazität, eine Beziehung zur Elektronenaffinität des Metalls besitzt. Die angenommene Hypothese führt zu der Folgerung, daß mit ab-

¹⁾ C. Benedicks, Jahrb. d. Radioaktivität, 13, 351, 1916.

nehmender Temperatur eine zunehmende Agglomeration der Atome stattfindet, bis bei den allerniedrigsten Temperaturen (flüssiges Helium) jede interatomare Bewegungsfreiheit verschwindet und sämtliche Atome in unmittelbare Berührung kommen. Eine derartige Auffassung hat besonders für eine Erklärung der plötzlich einsetzenden Supraleitfähigkeit Überzeugungskraft. Außerdem ergibt die Agglomationstheorie eine qualitative Erklärung des Temperaturkoeffizienten, wogegen sie das Wiedemann-Franzsche Gesetz nicht befriedigt. Gegen die Agglomationstheorie (u. a. von Valentiner) erhobene Einwände wurden zurückgewiesen, mit der Begründung, daß Atome auch im agglomerierten Zustande eine gewisse Eigenkompressibilität behalten können, die sich mit dem Bohrschen Atommodell gut verträgt.

R. Jaeger.

Aggregatrückstoß. Der beim α -Zerfall (s. d.) dem zerfallenden Atom erteilte Rückstoß (s. d.) kann unter Umständen bewirken, daß von dem zurückprallenden Restatom kleine Klümpchen (Aggregate) von noch unzerfallener Substanz losgerissen werden. Ein derartiger Aggregatrückstoß kann erstens die nähere Umgebung des Präparates mit radioaktiver Substanz verseuchen und verursacht zweitens eine schnellere Abnahme an aktiver Substanz, als sie nach der Stabilität zu erwarten wäre, täuscht also zu kleine Lebensdauer, bzw. zu große Zerfallskonstante vor.
K. W. E. Kohlbrausch.

Aggregatzustände s. Koexistierende Phasen.

Agone. Auf der Erdoberfläche die Linie ohne magnetische Deklination, scheidet westliche von östlicher Mißweisung. Geht infolge der Definition des Begriffs „Deklination“ (s. d.) stets durch die geographischen und magnetischen Pole der Erde. Ist infolge der Säkularvariation (s. d.) stark veränderlich in ihrer Lage, besonders jetzt, wo sich die Ostgrenze der westlichen Deklination in Europa rasch nach Westen verlegt, und das lange Zeit bestehende Oval westlicher Deklination in Ostasien sich auflöst. Sie ist z. Z. im Begriff, von Osten her die deutsche Grenze zu überschreiten.
A. Nippoldt.

Akkommodation des Auges s. Akkommodationsbreite.

Akkommodation (Anpassung), magnetische, bezeichnet die Eigentümlichkeit ferromagnetischer Substanzen, hauptsächlich sehr weichen Eisens, bei sprungweiser Änderung der Feldstärke von einem positiven zu einem gleich hohen negativen Wert erst nach einer Anzahl derartiger „Kommutierungen“ (vgl. Magnetisierungskurven) den endgültigen Zustand anzunehmen; auch bei kleineren, sprungweisen Änderungen zeigen sich derartige, mit der Hysterese zusammenhängende Erscheinungen. Bei der Aufnahme einer Kommutierungskurve mit dem ballistischen Galvanometer ist es daher erforderlich, mit jeder Feldstärke vor der endgültigen Ablesung eine größere Anzahl (mindestens 10 bis 20) von Kommutierungen auszuführen. Die wahre Natur der Erscheinung ist noch nicht völlig geklärt, doch scheint nach Velander ein Zusammenhang zwischen der Akkommodation und der Güte der vorhergegangenen Entmagnetisierung zu bestehen.
Gumlich.

Näheres s. Velander, Arch. f. Elektrotechn. Bd. 6, S. 409. 1918.

Akkommodation des Trommelfells. Man hat verschiedentlich einem bestimmten Muskel, dem Ten-

tor tympani, die Funktion zugeschrieben, das Trommelfell bei der Einwirkung verschieden hoher Töne verschieden stark zu spannen und durch die veränderte Spannung seinen Eigenton zu verändern, derart, daß das Trommelfell dadurch zur Resonanz auf den betreffenden Ton eingestellt wird. Jedoch hat sich diese Vermutung bisher nicht bestätigen lassen. Zwar scheinen Versuche von W. Köhler zu zeigen, daß das Trommelfell beim Erklängen eines Tones plötzlich gespannt wird, aber der Grad der Spannung scheint nur von der Stärke der Töne, nicht aber von ihrer Höhe abzuhängen.

E. Waetzmann.

Näheres s. W. Köhler, Akustische Untersuchungen I. Zeitschr. f. Psychologie 54.

Akkommodationsbreite. Das Auge hat die Fähigkeit, Gegenstände aus verschiedener Entfernung auf der Netzhaut deutlich abzubilden; man nennt sie das Akkommodationsvermögen. Das Mittel dazu liegt einmal in der Möglichkeit, die Krümmungen der Außenflächen der Kristalllinse zu ändern. Wird der Ziliarmuskel erschlaft, so wölben sich beide Außenflächen weiter vor, wird er angespannt, so flachen sie sich ab. Im ersten Falle ist das Auge zur Wahrnehmung näherer, im zweiten fernerer Außendinge befähigt. Gullstrand hat ferner darauf hingewiesen, daß der geschichtete Bau der Kristalllinse bei gleicher Krümmungsänderung der Außenflächen eine größere Verschiedenheit der Brennweiten ermögele als bei homogener Anlage, und daß darin wohl die Rechtfertigung jenes Baus zu suchen sei. In seinem schematischen Auge, der — soweit bis jetzt bekannt — genauesten theoretischen Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse, ändert sich durch die Akkommodationsbetätigung die Brennweite von 17,1 mm im Ruhezustand bis auf 14,2 mm, beides auf Luft bezogen. — Nennt man den Achsenpunkt, auf den das Auge in Akkommodationsruhe eingestellt ist, **R** (emotissimum) = Fernpunkt und den bei ergiebigster Akkommodationsanstrengung **P** (roximum) = Nahpunkt und bezeichnet mit **H** den vorderen Augenhauptpunkt, dessen Lagenänderung bei der Akkommodation wegen ihrer Geringfügigkeit (unter 0,5 mm) hier unberücksichtigt bleibe, so ist die von F. C. Donders eingeführte Akkommodationsbreite zu bestimmen, durch die Beziehung

$$A_{kk} = \frac{1}{HR} - \frac{1}{HP}$$

Dabei ist das zweite Glied bei Emmetropen und Myopen, häufig auch bei Hyperopen, negativ, weil bei reellen Objekten in **P** die Strecke **HP** als gegen die Lichtrichtung gemessen negativ gerechnet wird. In emmetropischen Augen liegt **R** in weiter Ferne, **HR** = ∞, und es verschwindet für sie das erste Glied. A_{kk} nach der obigen Bestimmung hat also stets einen positiven Wert. — Nach dem heutigen Stande der Kenntnis (man ist nicht merklich über die Dondersschen Ansichten von 1876 hinausgekommen) ist die Akkommodationsbreite vom Refraktionszustande nicht wesentlich abhängig, wohl aber vom Lebensalter, wie das erkennen läßt die nachfolgende Zusammenstellung von Durchschnittswerten emmetropischer Augen.

Rückt der Nahpunkt weiter fort als 21,7 cm (8 Pariser Zoll), so bezeichnet man das Auge nach Donders als presbyopisch oder alterssichtig, ein Fall, der nach der Tabelle etwa mit 40 Jahren eintreten pflegt.

Die Änderung der Akkommodationsbreite mit zunehmendem Alter nach Donders.

Lebensalter in Jahren	Abstand von P in cm	Abstand von R in cm	A _{kk} in dptr
10	— 7,1	∞	14
15	— 8,3	∞	12
20	— 10,0	∞	10
25	— 11,8	∞	8,5
30	— 14,3	∞	7
35	— 18,2	∞	5,5
40	— 22,2	∞	4,5
45	— 28,6	∞	3,5
50	— 40	∞	2,5
55	— 66,6	400	1,75
60	— 200	200	1,0
65	400	133	0,5
70	100	80	0,25
75	57,1	57,1	0
80	40	40	0

Zuerst fiel die Akkommodation wohl 1619 dem Jesuiten Chr. Scheiner auf, der auch schon zwei Erklärungsmöglichkeiten dafür angab, die richtige der Krümmungsänderung der Flächen der Kristalllinse und die falsche der akkommodativen Abstandsänderung zwischen Kristalllinse und Netzhaut. Im späteren 17. und im 18. Jahrhundert findet man, wenn überhaupt die Akkommodation besprochen wird, diese Möglichkeiten wiederholt. Sehr wichtige Arbeiten in England führen um den Ausgang des 18. Jahrhunderts zu großem Erkenntniszuwachs. W. Ch. Wells hat sich schon 1792 mit der Messung dieser Einstellmöglichkeit befaßt und 1811 festgestellt, daß sie damals bei seinem höheren Lebensalter nahezu geschwunden sei. Th. Young hat 1800 durch eine Reihe sinnreicher, freilich nicht von jedem zu wiederholender Versuche den Beweis geliefert, daß die Akkommodation durch eine Krümmungszunahme der Linsenflächen herbeigeführt werde. Eine Wiederaufnahme dieses Studiums geht auf A. Cramer 1851 zurück, und gleich danach gibt Helmholtz seine oben geschilderte Akkommodationstheorie, um 1853, die später von A. Gullstrand gegen die Angriffe M. Tschernings siegreich verteidigt wurde.

v. Rohr.

Näheres s. Helmholtz, Physiologische Optik, 3. Aufl. Bd. 1. Leipzig. L. Voss 1909.

Akkord nennt man ein Zusammenklängen von mehr als zwei Einzelklängen. Die einfachsten und wichtigsten Akkorde sind die dreistimmigen oder Dreiklänge. Damit ein Akkord „konsonant“ (s. Konsonanz) ist, müssen sämtliche Einzelklänge desselben untereinander konsonant sein. Innerhalb des Intervalles einer Oktave sind nur folgende sechs konsonanten Dreiklänge möglich:

c	e	g	} Durdreiklang.
1	$\frac{5}{4}$	$\frac{3}{2}$	
c	es	g	} Molldreiklang.
1	$\frac{6}{5}$	$\frac{3}{2}$	
c	es	as	} Dur-Terzsextenakkord.
1	$\frac{6}{5}$	$\frac{8}{5}$	
c	e	a	} Moll-Terzsextenakkord.
1	$\frac{5}{4}$	$\frac{5}{3}$	
c	f	a	} Dur-Quartsextenakkord.
1	$\frac{4}{3}$	$\frac{5}{3}$	
c	f	as	} Moll-Quartsextenakkord.
1	$\frac{4}{3}$	$\frac{8}{5}$	

In diesen sechs Akkorden treten an Intervallen (s. d.) je zweier Einzelklänge auf: Quinte, Quarte, große und kleine Terz, große und kleine Sexte.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Akkumulator (Sammler, Sekundärelement). Wenn der den Strom erzeugende chemische oder (so weit es sich um Konzentrationsänderungen handelt)

physikalische Prozess in einem galvanischen Element (s. Galvanismus) durch Umkehr des Stromes derart rückgängig gemacht werden kann, daß der Ausgangszustand völlig wiederhergestellt wird, so nennt man das Element „umkehrbar“ oder ein „Sekundärelement“. Diese Regeneration ist immer dann unmöglich, wenn an den Elektroden der arbeitenden Zelle Gase entwickelt werden, welche in die Atmosphäre entweichen können. So verliert das Volta'sche Element: $\text{Cu}/\text{H}_2\text{SO}_4/\text{Zn}$ am Kupferpol ein Äquivalent Wasserstoff, während ein Äquivalent Zink in Lösung geht. Dieses würde bei der Umkehr des Stromes wieder abgeschieden werden, aber andererseits würde sich Kupfer auflösen, das vorher nicht in Elektrolyten enthalten war. Die Wiederherstellung des Ausgangszustands durch Umkehr des Stromes ist ferner dann unmöglich, wenn außer dem stromliefernden Vorgang Veränderungen in der Zelle stattfinden, die bei der Arbeitsleistung nicht mitwirken und deshalb auch durch Zufuhr elektrischer Energie nicht rückgängig gemacht werden können. Das Daniellelement $\text{Cu}/\text{CuSO}_4/\text{ZnSO}_4/\text{Zn}$ z. B. wäre vollkommen reversibel, wenn nicht in der Berührungsschicht der beiden Elektrolyte außer der mit dem Transport der Elektrizität verbundenen Überführung eine Vermischung eintreten würde, deren freie Energie für die Stromleistung verloren geht.

Zu diesen irreversiblen Vorgängen im Element gehört auch der Verbrauch von Elektrodenmaterial durch Oxydation. Enthält z. B. eine Zinkelektrode irgendeine Verunreinigung durch ein edleres Metall wie Kupfer oder Blei, so bildet dieses mit dem Elektrolyten und dem benachbarten Zink ein kleines kurzgeschlossenes galvanisches Element, in welchem sich Zink löst und daher für die Abgabe von Energie an den äußeren Schließungskreis in Verlust gerät.

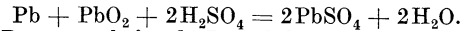
Folgende Bedingungen müssen also erfüllt sein, um ein ideales umkehrbares Element nach Möglichkeit zu verwirklichen. Der stromerzeugende Prozeß muß ohne Gasentwicklung vonstatten gehen, die Elektroden dürfen sich nicht spontan lösen (sollen also möglichst schwer löslich sein), der Elektrolyt darf nur aus einer Flüssigkeit bestehen.

Ein derartiges Sekundärelement, das dazu geeignet ist, elektrische Energie bei der Entladung zu liefern und wiederum bei der Ladung in Form von chemischer Energie aufzuspeichern usw., ohne daß die an der chemischen Reaktion beteiligten Stoffe durch äußere Zufuhr neuen Materials ergänzt zu werden brauchen, heißt Akkumulator oder Sammler. Von technischer Bedeutung sind bis jetzt nur der Bleisammler und der Eisensammler geworden, weil sie außer den Bedingungen der Reversibilität auch den Forderungen genügen, daß sie eine relativ hohe E. K. haben (2 bzw. 1,3 Volt), eine im Verhältnis zu ihrem Gewicht und Volum große Menge von Amperestunden aufnehmen, gegen störende Einwirkungen von außen relativ unempfindlich sind und ohne große Kosten hergestellt werden können.

I. Der Bleisammler (Gaston Planté 1871). Die plattenförmigen Elektroden bestehen aus einem festen Rahmen oder Gerüst aus Bleiblech, welches als wirksame Masse am negativen Pol fein verteiltes schwammiges Blei, am positiven Pol eine poröse Schicht vom Bleidioxid trägt. Als Elektrolyt dient etwa 20%ige Schwefelsäure, in welcher infolge der Berührung mit den Elektroden die schwerlöslichen Sulfate des zweiwertigen und vier-

wertigen Bleis im Gleichgewicht miteinander enthalten sind.

Die folgenden chemischen Veränderungen gehen bei der Stromlieferung vor sich: an der Bleiplatte: $\text{Pb} + \text{H}_2\text{SO}_4 - 2\varepsilon = \text{PbSO}_4 + 2\text{H}^+$; an der Dioxidplatte steht $\text{PbO}_2 + \text{H}_2\text{SO}_4$ im Gleichgewicht mit $\text{Pb}(\text{SO}_4)_2 + \text{H}_2\text{O}$. Der Übergang von PbO_2 mit negativen Ladungsäquivalenten in die Lösung führt zur Spaltung des Plumbisulfats: $\text{Pb}(\text{SO}_4)_2 + 2\text{H}_2\text{O} + 2\varepsilon = \text{PbSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O} + \text{SO}_4^{--}$. Im ganzen genommen findet also folgender Umsatz statt:



Der stromliefernde Prozeß besteht demnach im Verbrauch von Blei, Bleidioxid und Schwefelsäure und in der Bildung von Bleisulfat und Wasser. Der Ladungsvorgang besteht in der Elektrolyse von Bleisulfat. In der Tat läßt sich auf beiden Platten der Niederschlag schwerlöslichen Sulfats und die zunehmende Verdünnung der Säure in einem der gelieferten Elektrizitätsmenge nach dem Faraday'schen Gesetz entsprechenden Betrage nachweisen. Die notwendige Bedingung dafür, daß diese chemischen Vorgänge reversibel verlaufen, besteht darin, daß die E. K. des Bleiakкумуляtors und die Wärmetönung, welche obige Reaktion liefert, wenn sie sich anstatt in einem galvanischen Element in einem Kalorimeter abspielt, in der vom zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie geforderten Beziehung stehen $E - \frac{U}{F} = T \frac{dE}{dT}$. Dass diese Bedingung beim

Bleiakкумуляtor mit großer Annäherung erfüllt ist, bildet aber noch keinen hinreichenden Beweis für die Umkehrbarkeit. Die wesentlichste Stütze hierfür ist vielmehr darin zu erblicken, daß man die Abhängigkeit der E. K. von der Säurekonzentration an Hand umkehrbarer isothermer Kreisprozesse in vorzüglicher Übereinstimmung mit den Beobachtungen vorausberechnen kann.

Schaltet man einen Akkumulator I mit größerem Säuregehalt gegen einen Akkumulator II mit kleinerer Säurekonzentration, indem man etwa ihre positiven Pole miteinander verbindet, so kann man diesem System elektrische Energie entnehmen. Dabei wird in der einen Zelle genau soviel an festen Stoffen verbraucht als in der anderen gebildet wird. Die mit der Stromlieferung verknüpfte Zustandsänderung besteht also lediglich in der Konzentrationsänderung der Elektrolyte, nämlich in der Überführung von $2\text{H}_2\text{SO}_4$ aus I nach II und von $2\text{H}_2\text{O}$ aus der verdünnten in die konzentriertere Lösung. Dieselbe Zustandsänderung kann auch durch isotherme Destillation und Kondensation der zu überführenden Stoffe bewirkt werden. Setzt man für den Wasserdampf über den Schwefelsäurelösungen die Gültigkeit der Gasgesetze voraus, so ist die bei diesem Mischungsvorgang gewinnbare Arbeit, welche gleich der auf dem anderen Wege gewonnenen elektrischen Arbeit sein muß, gegeben durch den Ausdruck:

$$A = \Delta E \cdot F = RT \left\{ \ln \frac{p_1}{p_2} + n_1 \ln p_1 - n_2 \ln p_2 - \int_{n_2}^{n_1} \ln p \, dn \right\}$$

Hierin bezeichnet p den Partialdruck des Wasserdampfes über der Säure und n die Anzahl Mole Wasser, die in der Säure auf 1 Mol Schwefelsäure entfallen.

Hiernach muß die E. K. steigen, wenn die Säurekonzentration zunimmt, weil so der Ablauf der chemischen Reaktion begünstigt wird. Der Steigerung der Säurekonzentration zur Erzielung einer möglichst hohen E. K. ist indessen dadurch praktische Grenze gesetzt, daß stark konzentrierte Säure den Bleischwamm der negativen Platte unter Wasserstoffentwicklung angreifen würde.

Daß dieser Vorgang nicht schon bei geringerem Säuregehalt stattfindet, beruht auf der hohen Überspannung des Wasserstoffs am Blei (siehe Überspannung).

Vergleicht man die Zahl der entladenen Ampere-stunden mit den zur Ladung aufgewandten, so findet man in der Praxis häufig einen Wirkungs-grad von 90—97%. Für die Beurteilung der Energiebilanz maßgebend ist aber der Nutzeffekt des Akkumulators, d. h. das Verhältnis der bei der Entladung gewonnenen Wattstunden zu den bei der Ladung verbrauchten. Mit einem durchschnittlichen Nutzeffekt von 69—88% bleibt nun die belastete Batterie der Technik hinter der theoretischen Leistung des idealen Sekundärelements beträchtlich zurück.

Die Ursachen für die Irreversibilität erhellen beim genaueren Eingehen auf die Vorgänge an den Elektroden. Während die Konzentration der Bleiionen an der Bleiplatte nur relativ geringen Schwankungen unterliegt, führt die Wasserbildung an der Bleisuperoxydplatte zu beträchtlichen Änderungen der Säurekonzentration und damit des Einzelpotentials. In der arbeitenden Zelle finden nun diese Konzentrationsänderungen zuerst innerhalb der Poren der Elektroden statt. Der Ausgleich der Konzentrationsunterschiede innerhalb des gesamten Elektrolyten erfolgt daher nur sehr langsam durch Diffusion und wird noch dadurch verzögert, daß bei der Entladung oberflächlich abgeschiedenes Sulfat die Eingänge zu den porösen Kanälen der aktiven Masse verengt. Diese Gründe für das irreversible Verhalten des Akkumulators erklären zugleich die Tatsache der „Erholung“, daß nämlich die bei Stromentnahme abgefallene Klemmenspannung sich nach kurzer Unterbrechung des Stromes wieder auf den der durchschnittlichen Säurekonzentration entsprechenden Wert einstellt.

II. Der Eisensammler von Edison (1903) entspricht nicht ganz den Forderungen, die an ein reversibel arbeitendes Sekundärelement zu stellen sind.

Aktive Masse sind an der negativen Elektrode feinverteiltes Eisen, dem ein wenig Quecksilber beigemischt ist, an der positiven Elektrode frisch gefälltes grünes $\text{Ni}(\text{OH})_2$, das sich bei der Ladung zu wasserhaltigem NiO_2 umsetzt. Dieses zerfällt jedoch im Ruhezustand des Elementes unter Sauerstoffabgabe zu Ni_2O_3 , welches als praktisch einzige Quelle der Stromabgabe seitens der positiven Elektrode zu gelten hat. Der Elektrolyt, etwa 20%ige Kalilauge, enthält die zwei- und dreiwertigen Hydroxyde der Metalle, deren Löslichkeit durch die OH-Ionen der stark dissoziierten Lauge erheblich zurückgedrängt ist.

Der stromliefernde Prozeß besteht in der Oxydation (Rosten) des Eisens zu Eisenoxydul einerseits und in der Reduktion von Nickeloxyd zu Nickeloxydul andererseits unter gleichzeitiger Bindung von Wasser, nach der Bruttogleichung:

$$10 \text{Fe} + 10 \text{Ni}_2\text{O}_3 + 12 \text{H}_2\text{O} + 18 \text{H}_2\text{O} = 10 \text{Fe}(\text{OH})_2 + 20 \text{Ni}(\text{OH})_2$$

Auch der Vorgang an der Eisen- und Nickel- Elektrode ist wegen der geringen Überspannung (s. d.) des Wasserstoffes am Eisen nicht vollständig umkehrbar, da beim Laden Wasserstoffentwicklung eintritt. Daher steht der Nutzeffekt des Eisensammlers mit zirka 50% weit hinter dem des Bleisammlers zurück. Indessen ist es gelungen (W. Jungner, 1905) den Nutzeffekt durch Zumischung von Kadmium zum Eisen auf 57% zu erhöhen. Der Wirkungsgrad (bezogen auf Ampere-stunden) erreicht immerhin 75%. Daher ist der Eisensammler zumal auch

wegen seiner großen Haltbarkeit und der nur geringen Anforderungen an Wartung mit dem Bleisammler konkurrenzfähig und ihm sogar für manche Zwecke überlegen. *H. Cassel.*

Näheres s. F. Dolezalek, Die Theorie des Bleiakku-mulators. Halle 1901. F. Förster, Elektrochemie wässriger Lösungen. Leipzig 1922. C. Heim, Die Akkumulatoren für stationäre elektrische Anlagen. Leipzig 1918.

Akline. Sie verbindet die Orte von der Inkli-nation „Null“. Die Akline heißt auch magnetischer Äquator, weil man nördlich oder südlich von ihr die Inklination mit nördlich, bzw. südlich be-zeichnet.

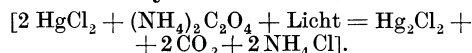
Aktinium s. Actinium.

Aktinometer. Meßapparate der Sonnenstrahlung („actine“). Wärmeaktinometer (Herschel, Pouillet), chemisches Aktinometer (E. Becquerel). Näheres s. Pyrheliometer. *Gerlach.*

Aktinometrie. Bei der Absorption von Strahlung treten in dem absorbierenden Körper häufig bleibende chemische Veränderungen auf (vgl. Photochemie). Da diese Veränderungen meist der absorbierten Strahlenmenge proportional sind (vgl. Reziprozitätsgesetz), bieten sie ein einfaches Mittel zur Bestimmung von Strahlungsmengen.

Unter den chemischen Aktinometern ist das bekannteste das Chlorknallgasaktinometer von Bunsen und Roscoe. Es besteht aus einer einseitig geschlossenen Glasröhre, die mit einem Gemisch gleicher Teile Chlor und Wasserstoff gefüllt ist. Das offene Ende der Röhre taucht in eine konzentrierte wässrige Lösung von Natriumchlorid, die mit Chlor gesättigt ist, um eine Verminderung des Chlors in der Röhre durch Lösung in dem Wasser zu verhindern. Bei der Belichtung des Gasgemisches in der Röhre entsteht Chlorwasserstoff, der sich sofort in der Chlornatriumlösung auflöst. Infolge des im Rohr entstehenden Unterdruckes steigt die Lösung in das Rohr. Das Volumen der eingedrungenen Lösung ist ein Maß für die Lichtmenge, die Geschwindigkeit des Aufstieges ein Maß für die Strahlungsintensität.

Ein anderes, früher viel benutztes Aktinometer ist das von Eder angegebene, bei dem eine Lösung von Quecksilberchlorid und Ammoniumoxalat in Wasser dem Lichte ausgesetzt wird. Es bildet sich schwerlösliches Quecksilberchlorür:



Die Menge des ausgeschiedenen Hg_2Cl_2 ist der ein-gestrahnten Lichtmenge nahezu proportional (vgl. Induktion).

Zeigen die Aktinometer neben ihrer Lichtreaktion noch eine Dunkelreaktion, so muß diese bei der Berechnung der Lichtmenge aus dem Stoffumsatz in Abzug gebracht werden.

Alle Aktinometer sind wegen ihrer selektiven Lichtempfindlichkeit nur für bestimmte Spektral-gebiete brauchbar und gestatten auch dann nur einen zuverlässigen Rückschluß auf die Strahlen-menge, wenn für die auf das Aktinometer wirk-samen Spektralbereiche die Lichtabsorption der empfindlichen Stoffe und ihre spektrale Empfind-lichkeit bekannt sind.

In neuerer Zeit werden an Stelle der Aktinometrie immer mehr die einfacheren und genaueren physikalischen Meßmethoden mit Hilfe der Thermosäule oder des Bolometers benutzt. *W. Noddack.*

Aktinophon s. Bestrahlungsteine.

Aktion und Reaktion (3. Newtonsches Gesetz). Eine Kraft wird als Wechselwirkung zwischen zwei Körpern aufgefaßt und zwar in der Weise, daß die Körper mit gleichgroßen einander entgegengesetzten Kräften aufeinander wirken (Wirkung und Gegenwirkung).

Aktionsturbine s. Gleichdruckturbine u. Turbine.

Aktiver Sauerstoff. Soweit man darunter nicht bestimmte energiereiche Zustände versteht, die Sauerstoff wohl bei vielen Reaktionen durchlaufen muß (s. Aktivierung), sondern nur eine präparativ darstellbare Form des Sauerstoffs mit erhöhter Reaktionsfähigkeit, handelt es sich um Ozon.

Schwab.

Aktiver Stickstoff. Entsteht in ähnlicher Weise wie aktiver Wasserstoff und Sauerstoff (s. d.) aus gewöhnlichem Stickstoff bei etwa 2 mm durch elektrische Entladung. Er dürfte auch unter gewissen Umständen durch Stoß angeregter Quecksilberatome, bei der Elektrolyse von Stickstoffwasserstoffsäure (N_2H) und deren Salzen, sowie bei Ablauf freiwillig verlaufender Reaktionen in Gegenwart von Stickstoff (Chlorierung von Aluminium) entstehen.

Von Interesse ist hauptsächlich seine Entstehung in der Funkenentladung, wozu die Anwesenheit geringer Verunreinigungen notwendig ist. Er ist durch ein intensives Nachleuchten von bis zu einer Minute gekennzeichnet. Das Spektrum enthält hauptsächlich die erste positive Gruppe des der N_2 -Molekel zugeschriebenen Bandenspektrums. Hieraus und aus seiner anregenden und ionisierenden Wirkung ergibt sich ein Energieinhalt von rund 10 V. Es scheint sich aber bei dem a. St. nicht um eine angeregte Form der N_2 -Molekel zu handeln, auch nicht um N_3 , wie vermutet wurde, sondern um freie Atome. Darauf deuten Versuche über die Geschwindigkeit des Abklingens der Nachleuchterscheinung und über deren Abhängigkeit vom Gesamtdruck. Danach erfolgt die Anregung der strahlenden Molekeln nicht in der Entladungsbahn, sondern durch dort gebildete Atome später. Das Nachleuchten ist demnach eine Chemilumineszenz, die durch die Rekombination der freien Atome angeregt wird. Diese erfolgt im Dreierstoß mit fremden N_2 -Molekeln oder beigemengten Gasen, jedoch nimmt die gebildete N_2 -Molekel selbst die Anregungsenergie auf.

Der aktive Stickstoff ist ungewöhnlich reaktionsfähig, er bildet mit den meisten Metallen glatt Nitride und reagiert auch mit zugesetzten Gasen rasch und meist unter Chemilumineszenz. Sein Zerfall (Rekombination) an festen Körpern, insbesondere Phosphoren, regt diese zum Leuchten an.

Schwab.

Aktiver Wasserstoff. Die einzige Form des aktiven Wasserstoffs, deren Existenz völlig sichergestellt ist, ist der atomare Wasserstoff H, den man bei geeigneter Behandlung von Wasserstoffgas meist geringen Drucks erhält.

Atomarer Wasserstoff kann prinzipiell auf zwei Wegen gewonnen werden. Einmal ist er thermisch bei der hohen Temperatur glühenden Wolframs in der Nähe des Drahtes zu erhalten und bei geringen Drucken durch seine leichte Adsorbierbarkeit an gekühlten Glasflächen zu kondensieren. Man kann auf diese Weise nur eine monomolekulare Schicht anreichern, da bei dichter Belegung Rekombination eintritt.

Zweitens läßt sich H auf kaltem Wege darstellen durch Zufuhr freier Energie zu gasförmigem Wasserstoff geringen Druckes. Er entsteht also in Geißleröhren, wo er sich durch das Auftreten des Balmerpektrums bemerkbar macht und in verhältnismäßig hohen Konzentrationen abgepumpt werden kann, in Elektronenröhren durch Elektronenstoß, photochemisch in mit Quecksilber sensibilisiertem Wasserstoff bei Einstrahlung der Resonanzstrahlung des Quecksilbers. Alle Darstellungsweisen führen zu einer Dissoziationswärme der Wasserstoffmolekel von rund 100000 cal pro Mol.

Neben dieser Form des aktiven Wasserstoffs wurde eine Zeitlang mit guten Gründen noch die Existenz einer anderen Modifikation angenommen, des sog. „Hyzons“, dem die Formel H_3 zugeschrieben wurde. Da sie vorwiegend bei Atmosphärendruck erhalten werden sollte, nahm man an, dass sie unter diesen Bedingungen durch Anlagerung des H-Atoms an eine H_2 -Molekel entstehe. Dunkle Entladungen (s. d.), kathodisch mit Überspannung entwickelter Wasserstoff, Palladiumasbest, glühende Nernststifte sollten Hyzon liefern. Neuere Versuche haben indessen gezeigt, daß in den Beobachtungen, aus denen auf seine Existenz geschlossen worden ist, diese durch Nebenprodukte, insbesondere Schwefelwasserstoff, vorgetäuscht war. Immerhin hat sich ergeben, daß in der dunklen Entladung doch recht geringe Mengen eines a. W. entstehen, der aber ebensowohl mit dem atomaren Wasserstoff identisch sein kann.

Erst in neuester Zeit ist es gelungen, a. W. in beachtlicher Konzentration darzustellen. Chemisch zeichnen ihn einige infolge des enormen Reduktionspotentials charakteristische Reaktionen aus: er hydriert ungesättigte Fettsäuren, reduziert Oxyde unedler Metalle zu Metall oder niederen Oxyden, Schwefel zu Schwefelwasserstoff, bildet mit Sauerstoff in der Kälte Hydroperoxyd und Wasser, mit Chlor Chlorwasserstoff im Dunkeln, hydriert und dehydriert Kohlenwasserstoffe usf.

Der atomare Wasserstoff ist naturgemäß bei allen praktisch erreichbaren Temperaturen instabil gegenüber H_2 und geht freiwillig in diesen über, jedoch bedarf er dazu anscheinend fester katalysierender Oberflächen. Fest steht, daß zwei Wasserstoffatome bei Stoß aufeinander im Gasraum nur selten zu H_2 kombinieren. Alle Metalle, auch Glas, wenn es nicht durch Sauerstoff „vergiftet“ ist, katalysieren die Desaktivierung. Die Hauptbedingung für die Darstellung von a. W. in höheren Konzentrationen ist daher die ausreichende Vergiftung der Gefäßwände.

Schwab.

Aktivierung. „Aktivieren“ im chemischen Sinne bedeutet ganz allgemein „reaktionsfähig machen“. Es wird, den verschiedenen Möglichkeiten zur Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit entsprechend, in sehr verschiedenem Sinne gebraucht.

Unter der Aktivierung eines Metalles hat man irgendeinen Vorgang zu verstehen, der seine Oberfläche in einen reaktionsfähigen Zustand bringt. Erst dann stellen sich an dieser Oberfläche Gleichgewichte ein, wie sie die Thermodynamik fordert. Es sind dabei zu unterscheiden: Gleichgewichte, an denen das Metall selbst teilnimmt und solche, die es nur katalytisch in ihrer Einstellung beschleunigt. Ob sich für eine Reaktion, an der das Metall teilnimmt, das Gleichgewicht eingestellt hat, erkennt man in wässriger Lösung an der Ein-

stellung eines zeitlich konstanten und der Nernst'schen Formel gehorchenden Potentials. Unter Aktivierung kann man daher in diesem Falle jeden Vorgang verstehen, der die elektrochemische Passivität (s. d.) aufhebt. Es handelt sich dabei oft um die Entfernung einer Fremdkörperschicht (Oxydhaut), oft aber vielleicht auch um Eingriffe in das Kristallgitter oder gar den Atombau des Metalls. Solchermaßen aktivierte Metalle reagieren dann gewöhnlich auch in nichtwässrigen Reaktionen rasch. So oxydieren sich „aktives“ Aluminium und Eisen an der Luft, während die „passiven“ Metalle das nicht tun. Näheres unter „Passivität“.

Von größerer Wichtigkeit sind die Aktivierungen von Katalysatoren. Sie können einmal einfach in einer Vergrößerung der Oberfläche bestehen. Aktives Palladium ist solches, das, wenigstens an seiner Oberfläche, in sehr feiner Verteilung vorliegt. Oft ist die A. aber auch eine qualitative Veränderung der Oberfläche. Welcher Art diese ist, kann man in vielen Fällen nicht angeben. Es handelt sich oft um Gasbeladungen. So wird Platin für Hydrierungen aktiviert durch Vorbehandlung mit Sauerstoff. Viele Katalysatoren werden überhaupt erst wirksam, wenn sie gewisse, oft geringe Mengen eines zweiten Stoffes enthalten. Diesen bezeichnet man dann als „Aktivator“ oder „Verstärker“. Die Herstellung solcher Mischkatalysatoren ist theoretisch noch in keiner Weise zu beherrschen, hat aber praktisch in den Händen der Großindustrie schon große Erfolge gehabt (Ammoniaksynthese, Methanolverfahren).

Die Reaktionskinetik versteht unter A. etwas anderes. Hier betrifft sie nicht den Katalysator, sondern die reagierenden Bestandteile. So aktiviert Platin den Wasserstoff und macht ihn zu Reduktionen fähig, die sonst unmeßbar langsam verlaufen. Diese A. beruht auf einer Verdichtung an der Oberfläche, verbunden mit einer Auflockerung der Bindungen zwischen den Atomen. Das letztere gibt den Ausschlag. Man nimmt ja heute an (vgl. Reaktionsgeschwindigkeit), daß von der Gesamtzahl vorhandener Molekeln für eine Reaktion nur eine beschränkte Zahl jeweils in Betracht kommt, die sich in einem energiereicheren Zustand befindet, als der Durchschnitt. Welcher Art diese A. ist, ist ungewiß und nicht einmal in allen Fällen identisch. Sie kann in einer Lockerung der Bindungen durch die Energiezufuhr aus freigewordener Adsorptionswärme bestehen. Insofern ist der Bruchteil reaktionsfähiger Molekeln in der Adsorptionsschicht erhöht. Aber ganz allgemein wird unter einer Anzahl von Molekeln im gleichen makroskopischen Zustand, gleichgültig, ob frei oder adsorbiert, eine Energieverteilung existieren, die einige wenige energiereiche Molekeln zur Reaktion prädestiniert. Ihr Bruchteil von der Gesamtzahl N/N_0 wird sowohl von der Thermodynamik (wenn man A. als chemische Reaktion auffaßt) als von der Gaskinetik (Verteilungssatz) angegeben zu näherungsweise:

$$N/N_0 = \text{const.} \cdot e^{-\frac{q}{RT}},$$

wo q die zur Reaktion gehörige Mindestenergie (A.-Wärme) bedeutet. Ob die A. dabei in Erhöhung der kinetischen Energie, der inneren Energie (Rotation und Schwingung), in Anregung durch Elektronenhebung oder endlich chemischer Änderung (meist Dissoziation) besteht, ändert kaum

etwas an diesem Ansatz, bleibt daher im allgemeinen ungewiß und dürfte von Fall zu Fall verschieden sein. Das Problem ist nun, wie die A. in dem Tempo des Reaktionsverlaufs, der ja stets die aktiven Molekeln wegnimmt, erfolgt, d. h. wie diese nachgeliefert werden. Die bisherigen Ergebnisse sprechen mehr für eine A. durch Impulserteilung von der (isotherm gedachten) Wand, als für eine solche durch Hohlraumstrahlung (Temperaturstrahlung).

Durch Zufuhr freier Energie in geeigneter Form kann die A. künstlich erfolgen. Zufuhr durch ein elektrisches Feld führt zu elektrochemischer A., wobei man sich nicht auf Elektrodenvorgänge in Lösungen (A. des Wasserstoffs an der Kathode, des Sauerstoffs an der Anode) zu beschränken braucht, sondern die Elektrochemie der Gase (Ionisation, quantenhafte Anregung durch Ionenstöße) einbegreifen kann. Zufuhr in Form von Strahlung, deren „Temperatur“ oberhalb der des Reaktionsgutes liegt, führt zu photochemischer Aktivierung. (Näheres vgl. Elektrochemie, Photochemie).

Oft sind die auf diese Weise entstehenden aktiven Produkte metastabil und lassen sich daher in Abwesenheit eines Reaktionspartners darstellen. Dahin gehören der aktive Wasserstoff, der aktive Sauerstoff — Ozon —, der aktive Stickstoff. Oft ist auch die Lebensdauer der aktiven Produkte beschränkt, und sie sind dann nicht zu fassen. Das ist der Fall beim aktiven Chlor, beim aktiven, metastabilen Quecksilber im $2p_3$ -Zustand.

Einen anderen, hiermit nur locker verknüpften Begriff der A. besitzt endlich die organische Chemie. Hier ist A. die Beeinflussung der Reaktionsgeschwindigkeit an einer bestimmten Stelle der Molekel durch Einführung bestimmter Substituenten in der Nachbarschaft. Letzten Endes wird auch dies auf eine Lockerung bestimmter Bindungen (Bindungselektronen) durch das veränderte intramolekulare Feld hinauslaufen. Man könnte vielleicht von „innerer Adsorption“ sprechen. So steigt die Additions geschwindigkeit an Doppelbindungen, wenn man an eines ihrer C-Atome statt Wasserstoff Hydroxyl oder Methoxyl anhängt, die Substitutionsgeschwindigkeit im Benzol durch Einführung einer Amidogruppe. Im ersten Fall spricht man von einer „aktiven Doppelbindung“, im zweiten von einer „Beweglichmachung“ (= A.) der Wasserstoffatome.

In einem anderen Sinne wird der Ausdruck A. auch für die Beladung eines Körpers mit radioaktiver Substanz benutzt. Hierüber s. Aktivierungszahl.

Schwab.

Aktivierungswärme s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Aktivierungszahl. Wird ein, gewöhnlich auf hohes negatives Potential geladener blanker Draht in einer Atmosphäre, die radioaktive Emanationen in beliebiger Konzentration enthält, durch eine Anzahl von Stunden exponiert, so sammeln sich auf ihm zunächst die aus den Emanationen entstehenden positiv geladenen A-Produkte an, aus denen sich im weiteren die B- und C-Substanzen bilden (vgl. „Radioaktivität“). Der Draht wird nach der Exposition in ein Ionisationsgefäß gebracht und die durch ihn bewirkte Erhöhung der Zerstreung gemessen. Der so gewonnene Spannungsabfall in Volt pro Stunde ausgedrückt und durch die Länge des Drahtes in Metern dividiert, wird als Aktivierungszahl bezeichnet und soll als relatives Maß für die in der betreffenden Atmosphäre enthaltenen

radioaktiven Zerfallsprodukte dienen. Das Ergebnis hängt, selbst wenn das Potential des Drahtes, die Expositionszeit, sowie die Meßanordnung (Kapazität, Empfindlichkeit usw.) konstant gehalten werden, noch von der Luftbewegung, von der Verteilung der radioaktiven Stoffe im Expositionsraum, von der Beweglichkeit der A-Produkte usw. ab.

K. W. F. Kohlrausch.

Aktivität des Erdmagnetismus. Die innere Tätigkeit der erdmagnetischen Variationen; die zahlenmäßige Fassung dieses Begriffs — „Aktivitätszahlen“ — hat sich als von großem heuristischem Werte herausgestellt. Vorläufer waren die 1905 eingeführten „Charakterzahlen“; es wurden den magnetischen Variationen je nach ihrem ruhigen, unruhigen oder gestörten Zustande die Zahlen 0, 1 oder 2 zugeordnet. Später wurden von allen Observatorien diese Zahlen in einer Zentrale in De Bilt gesammelt und so Mittel für die ganze Erde gebildet. Diese Zahlen heißen „internationale Charakterzahlen“. Sie charakterisieren den magnetischen Zustand jeden Tages sehr gut. Ihr Studium zeigte, daß die innere Variabilität für alle Orte zur gleichen Zeit dieselbe ist, also ein Vorgang, der die Erde als Ganzes betrifft. Weiterhin lieferten sie das Grundmaterial für die Aufsuchung einer Reihe von Sonderperioden, so vor allem der mit der synodischen Rotationszeit der Sonne zusammenhängenden 27tägigen, ferner der 30tägigen Periode der Neigung zu großen Störungen, und schließlich wurde der Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit überhaupt exakter festgelegt, als früher und Rückschlüsse auf die Sonnenphysik gewonnen.

Schon sehr bald suchte man die Charakterzahlen durch weniger statistisch und mehr physikalisch definierte Werte zu ersetzen. Die schärfste Definition stammt von Bidlingmaier; danach ist die Aktivitätszahl für das Element x über die Zeitspanne h $A_h^x = \frac{1}{h} \int_0^h (x - M_h)^2 dt$. Die etwas unständliche Rechnung hat zu Näherungsdefinitionen geführt, deren beste die von Bartels eingeführte „interdiurne Veränderlichkeit“ der Horizontalintensität ist, bezogen auf jene im Äquator des homogenen Feldes. Er gibt auch die volle Liste dieser Zahlen von 1836 bis 1923. Er liefert auch die quantitative Beziehung zwischen der interdiurnen Veränderlichkeit und den internationalen Charakterzahlen und jene zur Energie der Variationen. Danach ist die mittlere tägliche magnetische Sturmenergie 10^{17} Erg pro Sekunde.

A. Nippoldt.

Näheres s. J. Bartels, Erdmagnetische Aktivität 1836 bis 1923. Abhdl. Meteor. Inst. 8 (2). Berlin 1925.

Aktivität, optische s. Optische Aktivität.

Aktivitätskoeffizient. Die für das thermodynamische Verhalten bei isotherm-isobaren Zustandsänderungen charakteristische Funktion, das thermodynamische Potential, ist bei idealen Gasen und in stark verdünnter Lösung befindlichen Stoffen dem Logarithmus der Konzentration proportional. Man trägt bei realen Gasen, konzentrierteren Lösungen der Nichtelektrolyte und den verdünnten Lösungen der starken Elektrolyte (s. d.) den Abweichungen von dem oben gekennzeichneten einfachen Verhalten nach G. N. Lewis (1907) am zweckmäßigsten dadurch Rechnung, daß man in dem Ausdruck des thermodynamischen Potentials an Stelle des Logarithmus der Konzentration den der „Aktivität“ setzt, bzw. „Aktivitätskoeffizienten“ als Faktor

zur Konzentration hinzufügt: $a = f \cdot c$. Dementsprechend treten in der Gleichung des Massenwirkungsgesetzes (s. d.) neben den Konzentrationen der Reaktionsteilnehmer ihre Aktivitätskoeffizienten auf. Ebenso ist in der gewöhnlich nach Nernst benannten Formel für die elektromotorische Kraft an der Berührungsstelle von Metall und Elektrolyt (s. Galvanismus) die molare Konzentration durch die Aktivität zu ersetzen. Die gleiche Vorschrift findet sinngemäße Anwendung bei der Bildung des Ionenproduktes (s. Löslichkeitserniedrigung).

Im Falle eines binären Elektrolyten wie Natriumchlorid lautet die Gleichgewichtsbedingung: $\frac{a^+ \cdot a^-}{a} = K$, wo a^+ und a^- die Aktivitäten der

Ionen, a diejenige des undissoziierten Salzes bedeutet und K nur von der Temperatur abhängig ist. Bei unendlicher Verdünnung ist die Aktivität der Ionen gleich ihrer Konzentration. Da man in weniger verdünnten Lösungen über die wirkliche Konzentration des undissoziierten Kochsalzes keinerlei verbindliche Aussagen machen kann, ist es am bequemsten, die relativen Aktivitäten der Ionen so zu definieren, daß die Konstante des Massenwirkungsgesetzes gleich „eins“ wird. Dann gilt: $a^+ \cdot a^- = a$. Bei unendlicher Verdünnung sind die Aktivitäten von Anion und Kation einander gleich, nämlich $a^{1/2}$. Bei höherer Konzentration braucht diese Gleichheit nicht erhalten zu bleiben. Indessen behält die Quadratwurzel aus dem Ionenprodukt den Betrag $a^{1/2}$ bei jeder Salzkonzentration bei. Die so definierten Aktivitäten bzw. Aktivitätskoeffizienten sind auf verschiedenen von einander unabhängigen Wegen der experimentellen Bestimmung zugänglich: durch Messung des Partialdrucks des Lösungsmittels, aus der Verteilung in mit Wasser teilweise mischbaren Nichtelektrolyten, aus dem Dampfdruck der gelösten Stoffe (z. B. HCl), durch Messung der elektromotorischen Kraft; in Gemischen mehrerer Elektrolyte kommt hinzu die Messung der Löslichkeitsbeeinflussung (s. d.).

Nach G. N. Lewis ist der Aktivitätskoeffizient eines starken Elektrolyten in irgendeiner Lösung durch die „Ionenstärke“ bestimmt. Hierbei kommt in der Ionenstärke, als der Summe der mit dem Quadrat ihrer Wertigkeiten multiplizierten Ionenkonzentrationen (vollständige Dissoziation vorausgesetzt) der Einfluß der elektrostatischen Ionenladungen zum Ausdruck. In der Milner-Debye'schen Theorie der starken Elektrolyte findet diese Gesetzmäßigkeit ihre quantitative Formulierung (s. Elektrolyte).

H. Cassel.

Näheres s. G. N. Lewis und M. Randall, Thermodynamics 1923 sowie bei N. Bjerrum, u. a. in den Ergebnissen der exakten Naturw. 1926.

Akustik ist erstens die Lehre vom Schall (s. d.) und zweitens die Gesamtheit der Eigenschaften eines Raumes, von denen die mehr oder weniger gute Hörbarkeit von Sprache und Musik in dem betreffenden Raume abhängt. Über Akustik in diesem Sinne s. Raumakustik.

Die Lehre vom Schall oder die Akustik pflegt man nach Helmholtz einzuteilen in physikalische und physiologische Akustik.

Die physikalische Akustik hat die Aufgabe, die Bewegungen zu untersuchen, die feste, flüssige oder gasförmige Körper ausführen, wenn sie einen dem Ohre vernehmbaren Schall hervorbringen. Sie ist zum Teil in die Elastizitätslehre und zum Teil in die Hydrodynamik aufgegangen,

und wird nur deshalb als selbständige Wissenschaft weitergezählt, weil — nach einem Ausspruche von Helmholtz — durch die Anwendung des Ohres als Hilfsapparat „eigentümliche Arten von Versuchen und Beobachtungsmethoden herbeigeführt wurden“.

Die physiologische Akustik hat sich einerseits mit dem Ohre und den Vorgängen im Ohre beim Hören und andererseits mit dem Stimmorgan und den Vorgängen beim Singen, Sprechen usw. zu befassen. Innerhalb der physiologischen Akustik sind nun teils wieder rein physikalische Untersuchungen auszuführen, teils physikalisch-physiologische, teils physiologische und anatomisch-physiologische und teils psychologische. Es ist hierbei nicht möglich, eine strenge Begrenzung der einzelnen Teilgebiete gegeneinander durchzuführen.

E. Waetzmann.

Näheres s. die Akustikbände im Handbuch der Physik von H. Geiger u. K. Scheel, Berlin 1927 u. in Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik (Herausgeber: A. Eucken, O. Lummer† u. E. Waetzmann), Braunschweig 1929.

Akustikon wird eine von Rayleigh angegebene, aus einem möglichst empfindlichen Mikrophon und einem Telephon zusammengesetzte Apparatur genannt, die dem Schwerhörigen das Hören erleichtern soll. Alle derartigen Apparate haben den grundsätzlichen Mangel, daß das Mikrophon auch die störenden Nebengeräusche verstärkt, und zwar oftmals mehr als den Schall (Sprache), den es verstärken soll. S. auch Schalltrichter.

E. Waetzmann.

Akustische Abstoßung und Anziehung. Die älteste hierher gehörige Beobachtung war die, daß eine an einem dünnen Faden hängende Scheibe aus Papier, Holundermark od. dgl. von einer tönenden Stimmgabel angezogen wurde, wenn sie sich in etwa 1 cm Abstand von der Gabel befand und ihre Ebene senkrecht zur Schwingungsrichtung der Gabel stand. Befestigt man an der einen Zinke der Gabel noch ein Kartonblatt, dessen Ebene der beweglichen Scheibe parallel ist, so wird die Wirkung entsprechend der Vergrößerung der „anziehenden“ Fläche noch verstärkt. W. Thomson wies zur Erklärung der Erscheinung auf mögliche Druckverminderungen in dem Raume zwischen der schwingenden Gabel und der „angezogenen“ Platte hin. Schellbach fand, daß Körper, die im Vergleich zu dem Medium (Luft), in dem sich der Vorgang abspielt, spezifisch schwerer sind, angezogen, spezifisch leichtere dagegen abgestoßen werden. Als Tonquellen wurden vielfach die Resonanzkästen tönender Stimmgabeln benutzt. Leichte Glasballone, die mit Kohlensäure gefüllt waren, wurden zu der Öffnung des Resonanzkastens hingezogen, solche mit Wasserstoffüllung von ihr fortgestoßen. Dvořák ließ die Gase oder Dämpfe direkt an der Erregeröffnung vorbei aufsteigen oder absteigen und fand die Schellbachschen Resultate bestätigt. Aus der Thomsonschen Theorie der Druckverteilung lassen sich diese Ergebnisse auch theoretisch begründen.

Neben den Schellbachschen Kräften können Reaktionskräfte auftreten. Benutzt man als reagierende Körper Luftresonatoren (s. d.), z. B. kleine, einseitig offene Zylinder aus Papier oder Aluminium und hängt einen solchen Resonator vor dem Resonanzkasten einer tönenden Stimmgabel in der Weise auf, daß ihre Öffnungen einander parallel gegenüberstehen, so wird der bewegliche

Resonator in der Regel „abgestoßen“ (Dvořák). Diese Erscheinung beruht darauf, daß, wie Rayleigh gefunden hat, aus der Öffnung eines tönenden Resonators ein Luftstrom austritt. Bei sehr starker Erregung kann dieser Luftstrom (Wirbelringe) so kräftig werden, daß er eine Kerze auslöscht. Die beobachtete „Abstoßung“ ist dann eine Reaktionswirkung gegen den austretenden Luftstrom. Natürlich kann bei geeigneter Anordnung des Resonators die fortschreitende Bewegung in eine Rotationsbewegung umgewandelt werden. Befestigt man vier gleiche Resonatoren (Öffnungsebenen senkrecht) je an den vier Enden eines auf einer Spitze in horizontaler Ebene drehbaren leichten Holz- oder Aluminiumkreuzes, so hat man damit ein Schallreaktionsrad.

Auch sog. Schallradiometer sind konstruiert worden (Dvořák), bei denen an den besonders gestalteten Radiometerflächen Wirbel und Luftströmungen auftreten. Andere ponderomotorische Erscheinungen sind die Bewegung durch den Schalldruck (s. d.) und die Drehung der Rayleighschen Scheibe (s. d.).

Je nach der Form der Öffnung kann ein Luftresonator statt abgestoßen auch angezogen werden. Überhaupt zeigt sich ein großer Reichtum von verschiedenen Erscheinungen, und diese hängen in sehr verwickelter Weise von den verschiedensten Faktoren ab (Dvořák, Neesen).

In einer schönen Untersuchung hat Lebedew eine gesetzmäßige Wechselwirkung zwischen den erregenden und den in einem beweglichen Resonator erregten Schwingungen festgestellt. Diese Wechselwirkung war bei früheren Versuchsanordnungen in der Regel durch andere Effekte (namentlich die obengenannte Reaktionswirkung) überdeckt worden. Erwin Meyer hat die Wechselwirkungskräfte zwischen resonierenden Membranen genauer untersucht und als erster quantitative Resultate erhalten. Ferner hat G. Hippe (Dissertation Breslau 1926) die Meyerschen Untersuchungen auf Luftresonatoren ausgedehnt.

Die Gesamtheit der Erscheinungen, die man als akustische Abstoßung und Anziehung oder als akustische Bewegungserscheinungen oder auch als ponderomotorische Wirkungen des Schalles bezeichnet, bedarf dringend noch weiterer Untersuchung und Klärung.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Die Naturwissenschaften. 16. 1928.

Akustische Durchlässigkeit der Atmosphäre. Sie ist in sehr verwickelter Weise von den verschiedensten Faktoren bestimmt. Besonders auffällige Erscheinungen können durch eigenartige Temperaturschichtungen (s. Echo) veranlaßt werden. Des Nachts „trägt“ die Atmosphäre den Schall im allgemeinen besser als bei Tage, namentlich an sonnigen Tagen. Allgemein gültige Regeln lassen sich bisher kaum angeben. S. auch Beugung, Brechung und Reflexion des Schalles.

E. Waetzmann.

Näheres s. J. Tyndall, Der Schall. Deutsch von A. v. Helmholtz und Cl. Wiedemann. Braunschweig 1897.

Akustische Linse s. Brechung des Schalles.

Akustische Wolke s. Reflexion des Schalles.

Akzeleration der Mondbewegung. Von Halley durch Vergleich neuer Beobachtungen mit alten Finsternisaufzeichnungen entdeckte Beschleunigung der mittleren Bewegung des Mondes von etwa $10''$ im Jahrhundert. Laplace glaubte die Störung

damit erklären zu können, daß die Exzentrizität der Erdbahn im Abnehmen sei. Indes wies Adams nach, daß auf diese Weise nur 6'' erklärt werden können und nach den neuesten Untersuchungen von Brown bleiben mindestens 3'' unerklärt. Zur Erklärung dieses Restes hat G. H. Darwin die Flutreibung (s. d.) herangezogen. *Bottlinger.*

Näheres s. Die Lehrbücher der Himmelsmechanik.
Akzente der Sprache. Man unterscheidet den musikalischen, den dynamischen und den temporalen Akzent. Der musikalische Silbenakzent ist die Tonhöhenbewegung innerhalb der einzelnen Silbe, während die Unterschiede der absoluten oder durchschnittlichen Tonhöhen der einzelnen Silben in Worte bzw. Sätze den Wort- bzw. Satzakkent ergeben. Der dynamische Akzent beruht in der Hervorhebung einer Silbe mittels eines intensiveren akustischen Eindruckes. Dieser kann durch kräftigere und bestimmtere Artikulation oder durch größere Intensität der Schallwellen hervorgerufen werden. Der temporale Akzent beruht in der Zeitdauer der einzelnen Vokale, Konsonanten und ihrer Übergänge. *E. Waetzmann.*

Näheres s. H. Gutzmänn, Physiologie der Stimme und Sprache. Braunschweig 1909.

Alarmthermometer s. Fernthermometer.

Albedo ist nach Lambert das Verhältnis der diffus reflektierten zur auffallenden Lichtmenge bei einer matten Oberfläche. Die Albedo spielt in der Beleuchtungstheorie der nichtleuchtenden Himmelskörper eine große Rolle. Da verschiedene matte Flächen sich durchaus verschieden verhalten, lassen sich mehrere plausible mathematische Definitionen für die Albedo geben, die jedoch nur bei wenigen Himmelskörpern die Abhängigkeit von der Phase (s. d.) einigermaßen darstellen. Eine umfassende Beleuchtungstheorie ist von Seeliger mit dem Lommel-Seeligerschen Reflexionsgesetz entwickelt worden (Abhandl. Bayr. Akad. 1888). Neuerdings sind von H. N. Russel (Astrophysical Journ. Bd. 43, 1916) mit der Bondschen Definition die Albedowerte der Planeten neu errechnet worden. Folgende Tabelle gibt einen Überblick.

Erdmond	0,073
Merkur	0,069
Venus	0,59
Erde	0,45
Mars	0,154
Jupiter	0,56
Saturn	0,63
Uranus	0,63
Neptun	0,73 ?

Die Albedowerte einiger Gesteinsarten sind nach der gleichen Quelle:

Bimsstein	0,56
Gelber Sandstein	0,38
Trachyt-Lava	0,10
Basalt	0,06
Wolken	0,65

Daraus ergibt sich, was auch mit anderen Beobachtungen übereinstimmt oder durch sie nahegelegt wurde, daß Mond und Merkur keine nennenswerten, Mars eine geringe, Venus und die äußeren Planeten eine dichte Atmosphäre haben, während die Erde in dieser Beziehung zwischen Mars und Venus steht.

Die Albedo der Erde wurde von Very aus der Stärke des Erdscheins bestimmt, jenes schwachen Lichtes, in dem die volle Scheibe des Mondes bei schmaler Mondsichel erscheint und das durch die Erde reflektiertes Sonnenlicht ist. *Bottlinger.*

d'Alembertsches Paradoxon. In einer reibungslosen Flüssigkeit, die sich singularitätenfrei gleichförmig translatorisch bewegt, erfährt ein eingetauchter Körper zwar im allgemeinen ein Dreh-

moment, aber keinen Widerstand — entgegen der Beobachtung bei wirklichen Flüssigkeiten. Bei quer zur Strömungsrichtung symmetrischer Körperform ist auch die errechnete Potentialströmung symmetrisch. Die z. Z. noch namentlich in Frankreich geführte Diskussion über dieses „hydrodynamische“ oder „d'Alembertsche“ auch „Dirichletsche“ Paradoxon bezieht sich im wesentlichen auf die zulässigen und notwendigen Voraussetzungen über die Verhältnisse an den Grenzen der Flüssigkeit, s. a. Bewegungswiderstand von Körpern in Flüssigkeiten. *Eisner.*

Näheres s. Lehrbücher der Hydrodynamik.

d'Alembertsches Prinzip s. Prinzip der Kinetik.

Algebraisches Produkt s. Affinorrechnung.

Algol. Der Fixstern β -Persei. Der älteste bekannte Bedeckungsveränderliche, s. d.

Bottlinger.

Alhidade. Der bewegliche Arm an geteilten Kreisen, der die Nullmarke oder den Nonius trägt.

Bottlinger.

Alkalimetrie s. Maßanalyse und Indikatoren.

Alkalizelle s. Photometrie, objektive.

Alkoholometer s. Aräometer.

Alkoholthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Allgemeinbeleuchtung s. Beleuchtungsanlagen, I; ferner Leitsätze.

Allotropie, die Erscheinung, daß Stoffe bei sonst gleicher Zusammensetzung verschiedene Eigenschaften zeigen. Eine ganze Reihe von Elementen kommen in zwei oder mehreren allotropen Modifikationen vor, z. B. Kohlenstoff (Diamant und Graphit), Schwefel (rhombisch oder monoklin), Zinn (metallisch und amorph), Sauerstoff, der auch in Form von Ozon auftreten kann u. a. m.

Die festen allotropen Modifikationen, die als verschiedene Aggregatzustände desselben Körpers angesehen werden können, sind an bestimmte äußere Bedingungen (hauptsächlich die Temperatur) gebunden. Sie kristallisieren in verschiedenen Systemen, weshalb die Ursache ihrer verschiedenen Eigenschaften in einer anderen Gitteranordnung ihrer Atome zu erblicken ist. *v. Staal.*

Almukantarät, soviel wie Horizontalkreis, s. Himmelskoordinaten.

Alphastrahlen s. α -Strahlen.

Altazimut. Astronomisch-geodätisches Meßinstrument s. Universalinstrument.

Alter der Erde und Mineralien nach radioaktiven Methoden bestimmt. Die Gesetze des radioaktiven Zerfalles liefern wertvolle Anhaltspunkte für das Alter der Erde. Denn in den Stammkörpern der Zerfallsreihen, in Uran und Thorium, haben wir Substanzen, von denen wir wissen, daß sie, obwohl sie seit ihrem Bestehen sich stetig und mit uns bekannter Geschwindigkeit verringert haben mußten, doch noch vorhanden sind. Nimmt man z. B. an, der ganze Erdball habe ursprünglich aus Uran bestanden und von dieser ganzen Menge sei heute nur mehr 1 kg vorhanden, so müßte, damit infolge ihres spontanen Zerfalles die Menge von $6 \cdot 10^{24}$ kg auf 1 kg abnimmt, eine Zeit von $4 \cdot 10^{11}$ Jahren verstreichen. Wenn derzeit z. B. noch 10^{17} kg Uran vorhanden sind, so verringert sich die dazu nötige Zerfallszeit nur auf $1,3 \cdot 10^{11}$ Jahre. Das sind Maximalschätzungen, denn jedenfalls hat nicht der ganze Erdball, sondern nur ein Teil von ihm aus Uran bestanden, daher brauchte es auch weniger Zeit, um auf die jetzt vorhandenen Quantitäten abzusinken.

Aber diese obere Grenze ist recht sicher, denn mit einer Veränderung der bei der Rechnung in Anwendung gebrachten Zerfallsgesetze, oder mit einer Nacherzeugung des Urans aus einem längerlebigen und heute noch unbekanntem Element braucht man kaum zu rechnen.

Ebenso gestattet die Radioaktivität relativ gute Schätzungen über das Alter der einzelnen Mineralien. Dazu sind vorwiegend zwei Überlegungen geeignet. 1. Da sich aus Uran im Verlaufe des Zerfalles schließlich stabiles Blei entwickelt und da die Bleiproduktion durch Uran leicht zu rechnen und bekannt ist, so gibt das Gewichtsverhältnis von Blei zu Uran, wie es in Uranmineralien gefunden wird, ein Maß für das Alter des Mineralen. Aus 1 g Uran entsteht $1,2 \cdot 10^{-10}$ g Blei in einem Jahr. Würde in dem betreffenden Uranmineral

$\frac{\text{Pb-Menge}}{\text{U-Menge}} = x$ gefunden, so ist $\frac{x}{1,2 \cdot 10^{-10}}$ sein Alter in Jahren. (Diese Berechnung ist wegen Vernachlässigung eines quadratischen Gliedes nur auf einige Prozente genau.) Für eine Reihe von Uranmineralien, deren wahrscheinlichste geologische Epoche hinzugefügt ist, gibt die folgende Tabelle den gemessenen

Geologische Epoche	Pb/U	Alter in Millionen Jahre
Kohlenzeit	0,041	340
Devon	0,045	370
Vorkohlenzeit	0,050	410
Silur oder Ordovician	0,053	430
Präkambrium	0,125—0,20	1025—1640

Wert für $\frac{\text{Pb}}{\text{U}}$ und das zugehörige Alter.

Das so errechnete Alter ist wieder eine obere Grenze, denn es braucht nicht die ganze vorgefundene Bleimenge durch Uranzerfall entstanden zu sein, vielmehr kann ein Teil des Bleies schon bei der Bildung des Mineralen vorhanden gewesen sein als „gewöhnliches Blei“. Durch genaue Atomgewichtsbestimmung läßt sich der Anteil an „gewöhnlichem Blei“ ermitteln und die obige Altersberechnung exakt durchführen. Dieselbe Altersschätzung aus dem Thorium- und Bleigehalt der Thormineralien führt zu etwas geringeren Alterswerten, gilt aber wegen des Verdachtes sekundärer Einflüsse auf die amorphen uranarmen Thormineralien als weniger sicher. 2. Eine untere Grenze erhält man aus der Bestimmung des Heliumgehaltes der Gesteine; die beim Zerfall der radioaktiven Umwandlungsprodukte abgestoßenen α -Partikel sind ja Heliumatome. Bleiben diese alle im Mineral, so gibt wieder die Menge des vorgefundnen Heliums im Verhältnis zu den Mengen des gleichzeitig vorhandenen Urans und Thoriums ein Altersmaß. Z. B. wurden im Thorianit (Ceylon) 11 v. H. Uran, 68 v. H. Thorium und $8,9 \text{ cm}^3$ Helium pro g Substanz festgestellt. Nun entsteht aus 1 g Uran pro Jahr $1,16 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$ Helium, aus 1 g Thorium — beide Substanzen im Gleichgewicht mit ihren Zerfallsprodukten — $2,43 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3$ Helium. Daher werden pro g Thorianat obiger Zusammensetzung im Jahre $2,93 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3$ He erzeugt; damit sich die beobachtete Menge von $8,9 \text{ cm}^3$ ansammeln konnte, mußten demnach 304 Millionen Jahre vergehen. Es ergibt sich aus derartigen Untersuchungen wiederum, daß der relative He-Gehalt und mit ihm das Alter der Mineralien zunimmt von der Tertiär- über die Devon- zur archaischen Epoche; und man erhält Zahlen, die zwischen 8 und 710 Millionen

Jahren liegen. Diese Altersbestimmung liefert offenbar eine untere Grenze, da ein Teil des Heliums sicher entwichen ist, zur unverminderten Menge aber eine längere Entwicklungszeit ausgerechnet worden wäre.

Endlich kann man auch aus den Verfärbungen, die eingesprengte winzige radioaktive Kriställchen im Glimmer hervorrufen (pleochrotische Höfe, vgl. „Färbung“), einen Schluß auf das Alter ziehen. Denn die Färbung wird abhängen von der Stärke und Art der Radioaktivität, die der Einschlußkörper trägt, und von der Einwirkungsdauer. Bestimmt man erstere durch Ausmessung der Größe des Kernes und der, den vorkommenden α -Strahlreichweiten entsprechenden Dimensionen der Höfe und stellt man sich durch künstliche Verfärbungen eine empirische Schwärzungsskala her, so kann man die Einwirkungsdauer schätzen. Man erhält Werte der gleichen Größenordnung, wie die oben angegebenen. Abgesehen von der Unsicherheit, die in der Bestimmung der Stärke der Aktivität eines solchen Kernes liegt, kommt hier als weitere Fehlerquelle u. a. hinzu, daß die Verfärbung in weitgehendem Maße von äußeren Umständen (Temperatur, Belichtung) abhängt, so daß die aus den pleochrotischen Höfen gezogenen Altersschlüsse wesentlich weniger überzeugend sind.

Zum Vergleich seien die Resultate einiger anderen Altersschätzungen angegeben. Aus dem Temperaturgradienten in der Erdoberfläche und dem nach der Fourierschen Wärmeleitungstheorie gerechneten Wärmeverlust wurde je nach mehr oder weniger plausibeln Annahmen über die Anfangstemperatur des Erdkörpers und ihre Verteilung für die Zeit, die die Erde nötig hatte, um aus dem flüssigen in den jetzigen Zustand überzugehen, 20 bis 65 Millionen Jahre errechnet, wobei aber noch nicht Rücksicht genommen ist auf die durch die Wärmeentwicklung der radioaktiven Substanzen bewirkte Verlangsamung der Abkühlung (vgl. dazu das Kapitel „Wärmehaushalt“). Aus der Größe der Oberflächenschrumpfung, derzufolge der Erdradius um 50—60 km seit der Silurzeit abgenommen hat, ergeben sich 500 bis 2000 Millionen Jahre. Unter der Annahme, daß alle Kalksteine in der Erdkruste aus dem Kalziumkarbonat gebildet wurden, welches von dem Wasser der Flüsse zum Ozean getragen wird, erhält man 10 bis 1000 Millionen Jahre. Aus der Bildungsgeschwindigkeit sedimentärer Schichten (1 m in 3000 bis 23000 Jahren) folgen etwa 1000 Millionen Jahre für die Entstehung der beobachteten Schichtdicken der Erdkruste. Andere geologische Daten geben ungefähr dasselbe, so daß nach ihnen für die Existenzzeit der Organismen auf unserer Erde als Größenordnung eine Milliarde Jahre angesetzt werden kann. *K. W. F. Kohtrausch.*

Altern von Glühlampen s. Zwischenlichtquellen.

Altern magnetischer Stoffe; Alterungskoeffizient.

Die ferromagnetischen Stoffe (Eisen, Nickel, Kobalt) ändern im allgemeinen mit der Zeit, besonders unter der Einwirkung von Erschütterungen und Erwärmungen, ihre magnetischen Eigenschaften, und zwar in dem Sinne, daß sie sich für eine bestimmte Art von derartigen Einwirkungen (Erschütterungen von gegebener Größe, Erwärmungen auf bestimmte Temperatur) einem Grenz-zustand nähern, nach dessen Erreichung geringere Erschütterungen oder Erwärmungen keine Wirkung mehr ausüben, wohl aber stärkere, für welche wieder ein neuer Grenzzustand existiert. Derartige Vor-

gänge bezeichnet man im allgemeinen als Alterung, abgesehen davon, ob sie beabsichtigt sind oder nicht. Für die Technik wichtig ist besonders das Altern der Dynamo- und Transformatorbleche und das Altern permanenter Magnete. Bei den ersteren zeigt sich dies darin, daß die Leistungen der aus solchen Materialien hergestellten Apparate sinken, was auf eine Verringerung der Permeabilität und auf eine Vergrößerung des Hystereseverlustes zurückzuführen ist; derartig verschlechtertes Material kann durch Glühen bei etwa 800° vorübergehend, aber nicht dauernd verbessert werden. Mit 3—4 v. H. Silizium oder Aluminium „legiertes“ (s. d.) Blech altert fast gar nicht, dagegen gewöhnliches Material aus der Thomasbirne besonders stark. Die Ursache dieser Alterung ist anscheinend in einer allmählichen Ausscheidung des bei hohen Temperaturen vollständig gelösten, bei Zimmertemperatur aber nur noch instabil in Lösung befindlichen Sauerstoffs oder Stickstoffs zu suchen. Um ein Maß für die Erscheinung zu gewinnen, hat der Verband deutscher Elektrotechniker festgesetzt, daß unter „Alterungskoeffizient“ das Verhältnis der Verlustziffern (s. d.) für die Induktion 10000 CGS-Einheiten nach und vor 600stündiger, erstmaliger Erwärmung auf 100° verstanden werden soll.

Um späteren unerwünschten Änderungen permanenter Magnete vorzubeugen, werden sie bei der Herstellung „gealtert“, d. h. sie werden (nach Vorschrift von Strouhal und Barus) dauernd mehrere Stunden auf 100° erhitzt und dann nach der Magnetisierung abwechselnd einer größeren Anzahl von Erwärmungen auf 100° und darauf folgenden Abkühlungen, sowie heftigen Erschütterungen (sanften Schlägen mit einem Holzhammer od. dgl.) ausgesetzt. Das magnetische Moment nimmt durch diese Behandlung zwar etwas ab, bleibt aber dann konstant und zeigt bei Temperaturänderungen nur noch die als „Temperaturkoeffizient“ bekannten reversiblen Änderungen.

Das Altern der Heuslerschen Legierungen (s. d.) bezweckt im Gegensatz zu dem bisher erwähnten, durch längere Erhitzung auf eine bestimmte, für jede Legierung charakteristische Temperatur die Herbeiführung der größtmöglichen Magnetisierbarkeit, also gewissermaßen die Herstellung eines Zustandes, wie er beim Eisen schon von vorneherein vorhanden ist. *Gumlich.*

Altern eines Thermometers s. Glas für thermometrische Zwecke.

Alterssichtigkeit = Hypermetropie, Presbyopie s. Akkomodationsbreite.

Althoboe s. Zungeninstrumente.

Althorn s. Zungeninstrumente.

Altrotransit, ein Instrument für astronomische Positionsbestimmungen, s. Höhendurchgangsinstrumente.

Aluminothermie. Als aluminothermische Vorgänge bezeichnet man nach H. Goldschmidt eine besondere Art von Metallverbrennungen, bei denen die Metalloxydation nicht durch eine Sauerstoffatmosphäre, sondern unmittelbar durch Wechselwirkung eines Metalloxyds Mo mit einem in feiner Verteilung hiermit vermischten Metallpulver N höherer Sauerstoffaffinität erfolgt, sobald durch lokale Vorerhitzung die chemische Umsetzung der vermischten Bestandteile $Mo + N = M + NO + xcal$ an einer Stelle eingeleitet ist. Bei diesen aluminothermischen Prozessen wird ein Teil der freiwerdenden Verbrennungswärme des Zusatzmetalls N aller-

dings für die Reduktion des Ausgangsoxyds MO verbraucht. Trotzdem lassen sich hierdurch höhere Temperaturen als bei der Verbrennung in gewöhnlicher Gasatmosphäre erreichen, weil die aluminothermische Umsetzung sehr schnell und innerhalb eines sehr kleinen Volumens erfolgt, außerdem keine merkliche Wärmeabfuhr durch abströmende Verbrennungsprodukte eintritt.

Die ersten derartigen Reaktionsversuche, welche Ch. u. Al. Tissier u. a. an Mischungen von feinverteiltem Aluminium mit Kupferoxyd, Bleioxyd, Eisenoxyd durchführten, waren in der Verwertung zur Gewinnung schwerschmelzbarer und schwerreduzierbarer kohlefreier Metalle dadurch gehemmt, daß die angewandte allgemeine Vorerhitzung des Gemisches dieses zu explosionsartiger Reaktion und Erhitzung brachte. H. Goldschmidt fand einen wichtigen Weg zur regelbaren Ausnutzung dieser Heizquelle in der Beobachtung, daß die gewissermaßen als brennbarer Stoff aufzufassende kalte Metalloxyd-Aluminium-Mischung durch lediglich lokale Vorerhitzung von selbst zum mäßig schnellen Weiterbrennen gebracht werden bzw. daß der Prozeß durch Zugeben weiterer Mischungsmengen auf große Materialmengen regelbar ausgedehnt werden kann.

H. Goldschmidt prägte für derartige Prozesse, deren selbständiger Weiterverlauf als wärmetheoretisches Kennzeichen voraussetzt, daß die aluminothermische Reaktion unter Wärmeabgabe (exotherm) verläuft, die Bezeichnung „Thermitreaktion“.

Nach ihm ist als Thermitreaktion eine solche Umsetzung aufzufassen, bei der eine oder mehrere reduzierend wirkende Metallegierungen und Metalle auf eine Metallverbindung derart einwirken, daß das Gemisch, an einer Stelle zur Entzündung gebracht, von selbst weiter brennt, so daß sich unter völliger Oxydation des aktiven Elements N (freien Metalls) eine flüssige Schlacke bildet und das reduzierte Metall M sich als einheitlich geschmolzener Regulus abscheidet. Als besonders geeignetes Hilfsmittel N kommt wegen seiner hohen Verbrennungswärme und Wohlfeilheit vor allem Aluminium in Betracht, das z. B. mit dem dreifachen Gewicht von Eisenoxyd gemischt pro kg dieser „Thermitmischung“ eine Heizwirkung von ca. 850 kcal entwickelt. Da selbst größere Mengen von Thermit in wenigen Sekunden abbrennen, läßt sich hierdurch eine außerordentlich hohe plötzliche Wärmeentwicklung, entsprechend einer Bogenlampenschmelzleistung von Zehntausenden von Ampere, sowie eine außerordentlich hohe Temperatursteigerung, bis schätzungsweise 3000° C, erreichen. Zur Einleitung der „Thermitreaktion“, d. h. zur Erzeugung der Reaktionstemperatur an einer Stelle des Thermitgemisches, benutzt man eine Zündung durch Zündkirschen aus Superoxyden (z. B. Bariumsuperoxyd) mit feinverteiltem Aluminium, die ihrerseits mit einem langen, am Ende glühend gemachten Eisenstab entzündet werden. Leichter entzündlich, z. B. schon durch einen Wassertropfen, sind Zündmischungen von Aluminium mit Natriumsuperoxyd oder Kalziumkarbidpulver.

Die aluminothermischen Thermitreaktionen haben wichtige wissenschaftliche und technische Verwendungen für die Reindarstellung kohlenstofffreier Metalle, besonders der schwerschmelzbaren, erfahren, welche als Legierungszusätze gut verarbeitbare Metallegierungen ergeben im Gegensatz zu den

karbidhaltigen Reduktionsmetallen aus elektrischen Öfen. Als Nebenprodukt der aluminothermischen Metallgewinnung ergibt sich hochprozentige Tonerdeschlacke, die insbesondere bei der Chromgewinnung ein wertvolles Material „Korund“, „Korubin“ für Schleifmaterialien, Gefäße, Tiegel, liefert.

In wärmetechnischer Hinsicht sind die Goldschmidtschen aluminothermischen Reaktionen ein wichtiges Hilfsmittel zum Verschweißen und Vergießen großer oder schwerhandlicher Maschinenteile, vor allem in der von Goldschmidt speziell als „Thermit“ bezeichneten Aluminium-Eisenoxymischung, bei der zugleich flüssiges Eisen gebildet wird (Thermitschweißung). *Carl Müller.*

Amalgam. Quecksilber löst fast alle Metalle (mit Ausnahme von Eisen, Nickel und einigen selteneren Metallen) zu sogenannten Amalgamen. *v. Staal.*

Amalgamlampen. In einem hochevakuierten Quarzrohr bestehen die Elektroden aus Cd- oder Zn-Amalgam. Nachdem durch Erhitzen der Lampe Metalldampf in ihr entstanden ist, wird durch einen Induktionsstoß ein Lichtbogen gezündet, der die Amalgame kräftig verdampft und in Cd- oder Zn-Dampf brennt. Die Lampen geben bei Cd ein tief blaues, bei Zn ein rötlich-violettes Licht, das für Messungen an den Spektrallinien der beiden Metalle sehr geeignet ist. Für Beleuchtungszwecke haben sich die Lampen nicht durchsetzen können.

Güntherschulze.

Ametropie = Fehlsichtigkeit des Auges (s. d.).

Ammoniakemulsion s. Photographische Emulsionen.

Ammoniakkältemaschinen s. Kaldampfverdichtungsmaschinen.

Amorph nennt man diejenige Erscheinungsform der Materie, die sich im Gegensatz zum kristallinen Zustand durch völlige Isotropie in allen Richtungen auszeichnet. Neben Gasen, Flüssigkeiten gibt es amorphe feste Körper, z. B. Opal, natürliche und künstliche Gläser, Harze. Das isotrope Verhalten der physikalisch-chemischen Eigenschaften zeigt sich beispielsweise darin, daß ein amorpher fester Körper nie ebene Spaltbarkeit, sondern stets krumme Bruchflächen aufweist, daß die Härte in allen Richtungen gleich bleibt, daß die elektrische und Wärmeleitfähigkeit überall dieselbe ist. Die Lichtbrechung ist stets einfach, solange keine Spannungszustände auftreten. Infolge der nach allen Richtungen gleichen Wachstumsgeschwindigkeit ist die freie Oberfläche der amorphen Substanzen eine Kugel (Gasbälle, Flüssigkeitstropfen, traubige und knollige Ausbildung amorpher Mineralien). Ist die Möglichkeit der freien Entwicklung nicht vorhanden, so treten erborgte oder Scheinformen auf, die keine Gesetzmäßigkeiten erkennen lassen. Feste Körper bilden dann halbkugelige, zylindrische, zapfenförmige Formen (Opal) oder Überzüge und Krusten, korallenähnliche Gebilde (Eisenblüte) oder gleichmäßig dichte, derbe Massen. Auch das chemische Verhalten eines amorphen Körpers (Löslichkeit, Reaktionen) ist in allen Richtungen gleich, eine Glaskugel löst sich in Flußsäure völlig gleichmäßig auf, so daß sie stets eine Kugel bleibt.

Feinbau der amorphen Materie: Während im kristallinen Zustand die Atome in dreidimensional-periodischer Anordnung gesetzmäßig orientiert sind, erfüllen in einem amorphen Körper die Massenteilchen (Moleküle, Atome) den Raum in völlig ungeordneter Weise und in allen möglichen Orientierungen zueinander. Diese unregelmäßige

Orientierung kommt in Gasen und Flüssigkeiten nach der kinetischen Theorie der Materie durch die ständige Bewegung der Moleküle zustande. In verdünnten Gasen befinden sich die Massenteilchen in verhältnismäßig großem mittleren Abstand voneinander, so daß keine merklichen Kräfte zwischen ihnen auftreten, außer beim Zusammenstoß. In komprimierten Gasen ist eine mit der Dichtigkeit wachsende Kohäsion nachgewiesen. Die Flüssigkeiten unterscheiden sich nicht prinzipiell von den Gasen, der mittlere Abstand der Moleküle, durch den sie infolge der Kondensation gelangt sind, ist sehr viel verkleinert, so daß die gegenseitigen Anziehungs- und Abstoßungskräfte stark zunehmen, in festem Zustand erreichen diese Kräfte durch weitere Annäherung der Massenteilchen maximale Werte (kleinste Entfernung etwa $1,0 \cdot 10^{-8}$ cm), wie die starke Zunahme der inneren Reibung und Verschiebungselastizität und die Abnahme der Wärmeschwingungen beweist.

Die Isotropie im amorphen Zustand ist in der völlig regellosen Verteilung der Massenteilchen begründet. Zwar wird längs einer bestimmten Richtung die Zahl der getroffenen Teilchen sowie die Anordnung der übrigen um diese Richtung an jeder Stelle völlig verschieden sein, es ist aber bei der Kleinheit der absoluten Entfernungen (10^{-8} cm) mit gewöhnlichen Hilfsmitteln unmöglich, die Zustände zu erkennen, die auf einer wenige Atomabstände umfassenden Teilstrecke herrschen. Die beobachteten Effekte sind Mittelwerte und beziehen sich auf viele Millionen von Atomen. Infolge der völligen Unordnung der Atome ist der Wechsel der Eigenschaften ein so vielfacher, daß auch für ganz verschiedene Richtungen die Mittelwerte praktisch völlig gleich herauskommen. Die Isotropie ist eine statistische, sie wird bei Gasen und Flüssigkeiten um so mehr realisiert, als die Massenteilchen in ständiger Bewegung sind und somit das Verteilungsbild in jedem Augenblick wechselt, so daß der Effekt, den wir in einer Richtung studieren, gleichzeitig das zeitliche Mittel sämtlicher Richtungsverschiedenheiten darstellt. Auch die Homogenität der amorphen Materie ist nur in statistischem Sinne zu verstehen.

Die Bildung amorpher fester Körper bedarf noch einer näheren Erklärung. Die Abscheidung eines festen Körpers aus dem Gas- oder Flüssigkeitszustand geschieht in der Richtung der Verkleinerung des Energieinhaltes. Nun ist aber letzterer im kristallisierten Zustand ein Minimum, der Kristall stellt somit den stabilen Endzustand der Kondensation dar. Der amorphe feste Zustand ist in diesem Sinne als Zwischenzustand anzusehen, der bei mittleren und tiefen Temperaturen thermodynamisch instabil ist. Tatsächlich haben amorphe Substanzen bei gewöhnlicher Temperatur das Bestreben, allmählich in die stabile, kristallisierte Form überzugehen. Die Zeiträume, in denen sich die ersten Anfänge zeigen, sind sehr verschieden, manche Substanzen, wie Opal, zeigen in endlicher Zeit keine Spur von Kristallisation, natürliche Gläser, wie sie im Obsidian, Bimsstein vorkommen, weisen häufig Trübungen infolge gebildeter Kriställchen auf, künstliche Gläser werden im Laufe der Zeit entglast und in porzellanartige Körper verwandelt (Entglasung). Daneben gibt es amorphe Substanzen, die in kurzer Zeit, manchmal sogar explosionsartig, in die kristalline Phase umgewandelt werden (z. B. explosives Antimon, Grove 1885). Die ganze Er-

scheinungsweise und das Verhalten läßt uns diesen instabilen Zwischenzustand erkennen als den Zustand einer Flüssigkeit mit so großer innerer Reibung, daß die Moleküle in mittleren Abständen festgebant, nur noch kleine Wärmeschwingungen vollführen können. Dies hat eine starke, in allen Richtungen gleiche Verschiebungselastizität zur Folge. Der Übergang zum kristallinen Zustand (Entglasung) besteht in einer allseitigen Umorientierung und regelmäßigen Gruppierung der Atome durch Diffusion. Damit steht im Einklang die starke Beschleunigung der Umänderung bei höherer Temperatur, durch mechanische Bearbeitung usw. Der Zustand einer solchen Flüssigkeit mit sehr großer innerer Reibung wird praktisch realisiert, wenn eine übersättigte Lösung oder Schmelze rasch auf tiefe Temperatur abgekühlt (Unterkühlung) oder durch bestimmte Zusätze ihre innere Beweglichkeit fast oder gänzlich aufgehoben wird (Mineralien). Ähnliche Verhältnisse liegen bei kolloidalen Lösungen vor, infolge Zusatzes fremder Substanzen oder auch freiwillig tritt Gerinnung (Gelatinieren) ein, da sie in diesem Zustande als übersättigt und als labil anzusehen sind. Die gebildeten Gele sind gewöhnlich amorph. In der Natur sind derartig entstandene amorphe Mineralien weit verbreitet.

Nachweis des „amorphen“ Zustandes. Die mikroskopische Untersuchung hat in vielen Fällen ergeben, daß Substanzen, die man im gewöhnlichen Sinne als amorph bezeichnete, in Wirklichkeit aus äußerst feinkörnigen kristallinen Aggregaten bestehen. Nachdem neuerdings die Röntgenographie in der Methode von Debye und Scherrer ein neues weitgehendes Hilfsmittel zur Verfügung gestellt hat, haben die klassischen Untersuchungen der genannten Forscher ergeben, daß die Bezeichnung amorph bei vielen Stoffen erheblich eingeschränkt werden muß. Die sogenannten „amorphen“ festen Körper sind meistens nur mehr oder minder hochdisperse Systeme kristallisierter Aggregate, so ist z. B. der amorphe Kohlenstoff im Ruß nur ein Graphit mit äußerst kleinen Teilchengrößen (Komplexe von nur 30 Atomen). In ähnlicher Weise hat Hedvall nachgewiesen, daß viele „amorphen“ Metalloxyde und Hydroxyde in Wahrheit kristallinisch sind. Wirklich amorphe feste Körper d. h. gänzlich unregelmäßige Atom- bzw. Molekülkonglomerate sind viel seltener als die kristallinen Aggregate. Es gibt jedenfalls alle möglichen Übergänge vom amorphen zum kristallinen Zustand, so ist z. B. Kieselgel nach Scherrer ein amorphes Gel mit eingestreuten Quarzkriställchen.

Diskontinuierliche Zwischenstufen zwischen dem amorphen und kristallisierten Materie bilden nach G. Friedel die „mesomorphen“ Zustände. In ihnen wirken die Kräfte, die sonst den Zusammenbau ins Kristallgitter zustandebringen, in minder starkem Maße. Im „nematischen“ Zustand sollen die Moleküle von langgestreckter Form wie Bleistifte in einem Bündel parallel liegen, ohne daß strukturelle Identitätsperioden auftreten. Im „stragmatischen“ Zustand wiederholen sich dagegen Gruppen paralleler Molekülbündel in der Längsrichtung periodisch. Erstere entsprechen etwa den „flüssigen Kristallen“ (besser anisotrope Flüssigkeiten), letztere den fließenden Kristallen O. Lehmanns z. B. Oleate von NH_4 , Na, K bei gewöhnlicher Temperatur.

E. Schiebold.

Näheres s. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Berlin: Gebr. Borntraeger 1920. G. Tammann, Schmelzen und Kristallisieren. Leipzig: A. Barth 1903. G. Friedel, Leçons de Cristallographie, Paris 1926. M. Mauguin, Les Etats de la Matière intermédiaires entre l'état cristallin et l'état liquide. Rev. de l'Université de Bruxelles no. 10. Juli 1921. Le Monde Mystérieux des Cristaux liquides. Ebda.

Ampere (Absolutes und Internationales). Praktische Einheit der Stromstärke im elektromagnetischen Maßsystem (vgl. Praktische elektrische Einheiten). Man hat prinzipiell zu unterscheiden: das Absolute Ampere, welches gleich einem Zehntel der C.G.S.-Einheit (s.d.) ist und das Internationale Ampere, das durch das Silbervoltmeter definiert wird (vgl. Internationale elektrische Einheiten).

Nach dem jetzigen Stand der Messungen sind beide Einheiten bis auf ein Zehntausendstel des Wertes gleich zu setzen. Die elektrostatische Stromeinheit im C.G.S.-System ist rund gleich $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ Ampere. *W. Jaeger.*

Ampereometer s. Elektrodynamometer, Galvanometer, Strommesser, Dynamometer.

Ampèresche Molekularströme s. Magnetismus.

Ampèresche Regel. Die Ampèresche Regel, auch Ampèresche Schwimmregel genannt, gibt die Richtung des durch einen elektrischen Strom hervorgerufenen Magnetfeldes an (s. Biot-Savartsches Gesetz und Elektromagnetismus.)

Die Ampèresche Regel besagt: Bringt man über einer Magnetnadel einen stromdurchflossenen Draht an und denkt sich in Richtung des Stromes schwimmend das Gesicht der Magnetnadel zugekehrt, so wird der Nordpol der Magnetnadel nach links abgelenkt, die Richtung des Magnetfeldes geht also ebenfalls nach links.

Aus dieser Regel folgt für die Richtung eines von einem Kreisstrom im Innern des Kreises erzeugten Magnetfeldes, daß die Richtung des Feldes im Innern des Kreises parallel der Blickrichtung ist, wenn der Strom im Sinne des Uhrzeigers fließt (also im Sinne des Uhrzeigers die Blickrichtung umläuft).

H. Kallmann.

Ampere Sekunde (Absolute und Internationale). Gleichbedeutend mit „Coulomb“ (s. d.); sie entspricht der Elektrizitätsmenge, welche vorhanden sein muß, damit ein Strom von 1 Ampere (absolut oder international) eine Sekunde lang aufrecht erhalten wird. *W. Jaeger.*

Ampere stundenzähler s. Elektrizitätszähler.

Ampere windungszahl. Das Magnetfeld im Innern einer geschlossenen, stromdurchflossenen Spule beträgt $H = 0,4\pi \frac{Ni}{l} = 0,4\pi ni$ Gauß; darin be-

deutet i die Stromstärke in Ampere, l die Länge der gleichmäßig bewickelten Spule, N die gesamte Windungszahl, n die Windungszahl pro cm. Die Größe Ni bezeichnet man als Ampere windungszahl (AW), die Größe $\frac{Ni}{l} = ni$ als Ampere windungszahl pro cm (AW/cm). Letztere ist also — abgesehen vom Faktor $0,4\pi$ — bei geschlossener Spule allein maßgebend für die Größe der Feldstärke im Innern, bei ungeschlossener Spule gilt die obige Formel nur für die Spulnmitte, und zwar für den Fall, daß das Verhältnis von Länge zum Durchmesser der Spule hinreichend groß ist; nach den Enden der Spule zu nimmt die Feldstärke ab. *Gumlich.*

Amphidromie ist eine Form des Flutphänomens, welche in kleinen Meeresteilen beobachtet wird. Sie besteht darin, daß sich das Hochwasser, unabhängig von der Zeit der Mondkulmination, längs der Küste von Ort zu Ort mehr und mehr verspätet. Das Hochwasser läuft dann mit ungleichförmiger Geschwindigkeit um den ganzen Meeresteil herum. Die Amphidromie entsteht durch Interferenz zweier stehender Flutwellen, deren Knotenlinien gekreuzt sind. Nach den Untersuchungen von Harris und Sterneck spielen die Amphidromien auch in der Gezeitenbewegung der Ozeane eine große Rolle.

A. Prey.

Näheres s. Die Arbeiten von R. v. Sterneck über das Gezeitenproblem in den Wiener Sitz.-Ber. u. Denkschriften.

Amplitude oder Schwingungsweite: Der größte Abstand eines schwingenden Systems während

einer Schwingung (s. d.) von der Gleichgewichtslage vgl. a. Pendel, Wechselströme.

Analogieprinzip, soviel wie Bohrsches Korrespondenzprinzip (s. d.).

Analysator s. Polarisationsapparat.

Analysator, harmonischer. Dieser Apparat dient zur mechanischen Zerlegung von zusammengesetzten Wechselstrom- und Spannungskurven in ihre Teilwellen gemäß der Fourierschen Reihe. Dabei wird meist das Prinzip benutzt, die der Zeitachse proportionale Drehung eines Rades in eine hin- und hergehende Bewegung umzusetzen, um so auf mechanischem Wege eine Projektion der Kurvenfläche auszuführen, aus der sich durch mechanische Integration mittels Planimeters usw. die Konstanten der Fourierschen Reihe ergeben. Für die verschiedenen Sinuswellen, aus denen die Kurve zusammengesetzt ist, dienen dann Räder verschiedenen Durchmessers. Der älteste Apparat von Lord Kelvin besteht aus einer Kugel und einem Zylinder, die auf einer proportional der Zeitachse gedrehten Scheibe rollen, arbeitet aber beim Gebrauch nicht exakt genug. Bei dem Apparat von Yule und Le Conte, mit dem im Prinzip auch der Apparat von Mader (von der Firma Stärzel, München geliefert) übereinstimmt, ist ein Lineal längs der Zeitachse auf Rollen verschiebbar. Das Lineal trägt auf der einen Seite eine Zahnung, in welche ein Zahnrad eingreift. Der Mittelpunkt dieses Zahnrades wird auf der Kurve geführt; es ist mit einem Hebel verbunden, dessen Ende bei der Bewegung des Lineals und Zahnrades auf dem Papier eine Kurve beschreibt. Durch Planimetrieren der Kurve erhält man dann die betreffende Konstante. Die Radien der verschiedenen Rädchen, die den Einzelwellen entsprechen, stehen im Verhältnis: 1, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$ usw. Wenn die Kurve nicht die passende Größe besitzt, muß sie durch einen Storchschnabel umgezeichnet werden. Es gibt viele Konstruktionen ähnlicher Art. Der Apparat von Stratton und Michelson kann nicht nur zur Analyse, sondern auch zur Zusammensetzung von Teilschwingungen benutzt werden. Bei diesem Apparat sind die einzelnen Elemente, welche den verschiedenen Koeffizienten entsprechen, mit Federn verbunden, die auf ein gemeinsames Organ wirken und diesem eine Bewegung erteilen, welche der Summe der Spannungen der einzelnen Federn entspricht. Auch auf elektrischem Wege unter Benutzung des Resonanzprinzips können Wechselstromkurven analysiert werden, aber naturgemäß nicht solche, die bereits aufgezeichnet sind.

W. Jaeger.

Näheres s. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Analyse, chemische, Prinzipien der — Die Unterscheidung zwischen qualitativer und quantitativer Analyse trifft nichts grundsätzliches in der Methodik, da auch in der qualitativen Analyse „quantitative“, d. h. vollständige Abscheidungen von Elementen oder Elementgruppen vorgenommen werden und nur die Wägung mit den vorangehenden Reinigungsoperationen unterbleibt. Die chemische Analyse beruht auf der Phasentrennung, und zwar meist auf der Trennung einer oder mehrerer fester und einer flüssigen Phase durch Filtration. Seltener wird ein Element durch Verflüchtigung einer seiner Verbindungen abgetrennt (z. B. das quantitative Abdestillieren des Arsens als Trichlorid). Die Analysesubstanz wird zunächst homogen gelöst. Der Gang der Analyse besteht nun darin, daß durch

bestimmte Reaktionen das Auftreten fester Phasen herbeigeführt wird in der Weise, daß von bestimmten Atomarten alle in eine feste Phase eintreten oder alle in der flüssigen Phase verbleiben. Damit ist die Trennung der Elemente auf eine Filtration zurückgeführt. Enthält der Niederschlag mehrere Elemente, so wird er wieder homogen gelöst und durch neue Phasentrennungen weiter geschieden.

Die qualitative Analyse beginnt praktisch mit den „Vorproben“, das sind einfache, über die Zusammensetzung der Substanz orientierende Versuche wie Reduktion oder Oxydation durch Aufblasen der Bunsenflamme (Lötrohrprobe), Färbung einer Boraxperle u. dgl. Dann wird die Substanz in Mineralsäuren gelöst, d. h. in ein Gemisch löslicher Salze übergeführt oder, wenn dies nicht gleich gelingt, erst einem Aufschluß (s. d.) unterworfen. Die Kationen werden nun gruppenweise mit folgenden Reagenzien ausgefällt: 1. Mit Salzsäure Pb, Ag, Hg (einwertig), Sn (auch aus Anionen reduziert), Hg (zweiwertig), Bi, Cd. 2. Mit Ammoniak und Schwefelammonium Fe, Al, Ni, Co, Zn, Cr und Mn (auch aus Anionen reduziert). 3. Mit Ammoniumkarbonat Ba, Sr, Ca. In der Restlösung bleiben die Alkalimetalle. Für die Anionen ist ein ebenso systematischer Trennungsgang nicht möglich; sie werden durch einzelne Reaktionen identifiziert.

Für die gravimetrische quantitative Bestimmung muß ein Element in der Regel aus der Abscheidungsform in eine besondere „Wägungsform“ übergeführt werden, d. h. in eine chemische Verbindung, die aus der Abscheidungsform ohne Substanzverlust in völliger Reinheit und trocken erhalten werden kann, so daß aus ihrem Gewicht direkt nach den stöchiometrischen Beziehungen auf ihren Gehalt an dem zu bestimmenden Elemente und damit auf den Gehalt der Analysesubstanz an diesem Elemente geschlossen werden kann. So wird z. B. Kalzium als Oxalat ausgefällt, aber als Oxyd gewogen, wobei in diesem Falle die Fällungsform durch bloßes Glühen in die Wägungsform überzuführen ist. Oft dient auch die Fällungsform nach geeigneter Reinigung und Trocknung selbst als Wägungsform, wie z. B. für Chlor und Silber das Silberchlorid.

Eine praktisch sehr wichtige Erweiterung der analytischen Methoden stellt die Verwendung der in der Ausführung einfachen und in der Wirkung sehr vielseitigen elektrolytischen Zersetzung dar (s. Elektroanalyse). Und schließlich wird in der Maßanalyse (s. d.) ein Kunstgriff von höchster praktischer Bedeutung angewandt, der darauf hinausläuft, daß an Stelle der Gewichtsmessungen Volumenmessungen treten und eine Abtrennung des zu bestimmenden Elementes überhaupt unterbleibt.

Wichtig für den Nachweis vieler Elemente und manchmal auch für die quantitative Bestimmung verwendbar ist ihre spektrale Emission, wie sie unter geeigneten Anregungsbedingungen im optischen Gebiet und auch im Röntgengebiet erscheint (s. Spektralanalyse und Röntgenspektralanalyse). Schließlich beruht eine Anzahl von physikalischen Analysemethoden darauf, daß man eine physikalische Konstante bestimmt, deren Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Gemisches bekannt ist (s. kapillarchemische Analyse, refraktometrische Analyse, kolorimetrische Analyse, Bestimmung des optischen Drehungsvermögens, Dichtebestimmung, Schmelzpunktsbestimmung und Siedepunktsbestimmung). Besondere Verfahren sind für die

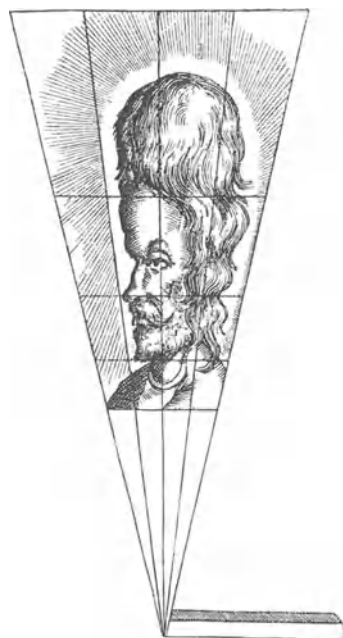
Analyse extrem kleiner Substanzmengen ausge-
arbeitet worden (s. Mikroanalyse, s. auch Refraktro-
metrische Analysen).

Günther.

Näheres s. F. P. Treadwell, Analytische Chemie,
Leipzig u. Wien. 1921.

Analysenlampe. Eine von „Heräus“ in Hanau
hergestellte Quarzlampe, die zur Untersuchung von
Farben und Feststellung von Banknotenfälschungen
dient. Ihre Wirkungsweise beruht auf der Er-
scheinung, daß Farben bei Bestrahlung mit ultra-
violetttem Licht andere Farbeigenschaften zeigen
(s. auch die Lumineszenzanalyse).

Anamorphose (Rückformung, Rückgestaltung),
wahrscheinlich zuerst von G. Schott (1657) ange-
gebener Name für ein schon früher bekanntes Kunst-
stück. Es werden Zeichnungen hergestellt, die einen



Anamorphose.

wirren, unnatürlichen Eindruck machen, bei rich-
tiger Betrachtung aber ein natürliches Aussehen
erlangen. Es sind zwei Hauptfälle zu unter-
scheiden.

1. Anamorphose durch ungewohnte Perspektive,
bei sehr schräger Betrachtung. Als Beispiel ist eine
Zeichnung von G. Schott wiedergegeben worden.
Hierher gehören auch Fälle, wo das Zentrum der
Perspektive (das scheinbare Auge) durch einen
ebenen Spiegel verlagert wird.

Fig. Nach G. Schott. An der unteren Spitze der
Zeichnung stelle man ein Brettchen von der nach rechts
gezeichneten Länge senkrecht zur Papierebene auf,
durchbohere es in der Nähe des oberen Endes und blicke
mit einem Auge durch die Öffnung. Man wird einen
natürlichen Eindruck des Kopfes haben, deutlich kann
ihn freilich nur ein Kurzsichtiger sehen. Die geraden
Linien hat Schott zur Herstellung der Zeichnung ver-
wendet. Die Wiedergabe nach H. Boegehold, Ge-
ometrische Optik. Berlin. Gebr. Bornträger 1927.

2. Anamorphose mit optischen Mitteln. Am
bekanntesten sind die Zeichnungen, die bei Spiege-
lung in einem Zylinder- oder Kegelspiegel natürlich
erscheinen. Ähnliches läßt sich auch durch Brechung
(zylindrische usf.-Linsen) erreichen; auch durch
Brechung oder Spiegelung an schief benutzten
Kugelflächen.

Wendet man diese optischen Vorrichtungen auf
natürliche Gegenstände an, so erscheinen sie ver-
zerrt. Daher ist gelegentlich eine verzerrte Abbil-
dung als anamorphotisch bezeichnet worden, was
sprachlich nicht zu rechtfertigen ist.

H. Boegehold.

Anastigmat. Unter dem Namen Anastigmat faßt
man alle diejenigen photographischen Linsen zu-
sammen, die ein ausgedehntes anastigmatisch ge-
ebnetes Bildfeld besitzen. Diese Eigenschaft haben
fast ausnahmslos die leistungsfähigen modernen Auf-
nahmelinsen. Bei den mittleren Lichtstärken, die
etwa der relativen Öffnung 1:4,5 bis 1:7 ent-
sprechen, wird in der Regel von den Anastigmaten
ein Bildfeld für einen weit entfernten Aufnahme-
gegenstand ausgezeichnet, dessen Durchmesser
mindestens gleich der Brennweite der Aufnahmelinse
ist. Bei größeren relativen Öffnungen, wie man sie
vornehmlich für Bildnis- und Kino-Aufnahmen be-
nutzt, ist meist jener Bilddurchmesser kleiner, bei
kleineren relativen Öffnungen oft erheblich größer
(Weitwinkel-Objektive). Zu Anastigmaten mitt-
lerer Lichtstärke gehören die Universal-Objektive,
die man nach ihrer Linsenordnung, einmal in ver-
kittete und unverkittete Anastigmaten einzuteilen
pflegt, andererseits nach der Verwendbarkeit des
Gesamt-Objektivs allein oder des Gesamt-Ob-
jektivs und einzelner seiner Teile als Anastigmat
schlechthin oder Satz-Anastigmaten bezeich-
net. Die ersten Anastigmaten wurden von der Firma
Carl Zeiß auf Grund der rechnerischen Unter-
suchungen ihres Mitarbeiters P. Rudolph her-
gestellt. Während bei ihrer Fabrikation die neuen
Glasarten der Firma Schott & Gen., Jena, benötigt
wurden, ist es später gelungen, Anastigmaten auch
aus alten Glasarten herzustellen. Als einige der
bekannteren Anastigmaten seien hier genannt:
Glaukar (E. Busch); Dagor, Syntor, Dogmar
(C. P. Goerz); Aristostigmat, Euryplan (H. Meyer
& Co.); Cooke-Linse (Taylor, Taylor & Hobson);
Heliar, Helomar, Dynar (Voigtländer & Sohn);
Protar, Doppel-Protar, Tessar, Triotar (Carl Zeiß).

W. Merté.

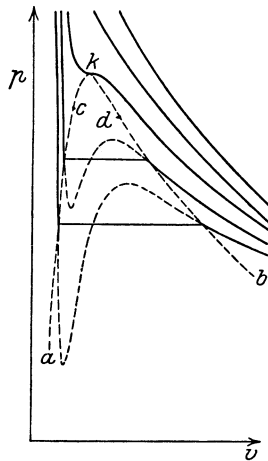
Anastigmatische Abbildung s. Astigmatismus,
Optische Abbildung und Sphärische Abweichung.

Andenleuchten. W. Knoche hat in den Kor-
dilleren (Anden) in Südamerika sehr häufig stille
leuchtende Entladungen beobachtet, welche man
Andenleuchten nennt. Ihre Natur ist noch keines-
wegs aufgeklärt. Ähnliche Erscheinungen beobach-
tete L. Burton im Berner Oberland nach längerem
trockenen und heißen Wetter. Das Aufleuchten
erfolgte in halbkreisförmigen Lichtbüscheln, die
sich etwa 30mal in der Minute wiederholten.
Burton findet, daß dieses Leuchten den tief-
liegenden Nordlichtern, welche Lemström be-
schreibt, sehr ähneln.

V. F. Hess.

Andrews' Diagramm. Andrews veröffentlichte
im Jahre 1869 seine ausgedehnten Versuche über die
Kompressibilität der flüssigen und gasförmigen
Kohlensäure, die er graphisch durch Isothermen
(s. d.) im Druck-Volumen-Diagramm (s. umstehende
Fig.) zur Darstellung brachte. Durch diese Unter-
suchungen wurden zum erstenmal weitgehende Auf-
klärungen über die Beziehungen zwischen Flüssig-
keiten und Gasen gegeben. Die ausgezogenen Linien
des Diagramms sind Isothermen. Links der Kurve
k a befindet sich das Gebiet des flüssigen Zustandes,
in welchem das Volumen v wenig vom Druck p
abhängig ist und also die Kompressibilität ge-

ringe Werte besitzt. Rechts der Kurve $k b$ ist das Gebiet des gasförmigen Zustandes und großer Kompressibilität dargestellt. Innerhalb der Fläche $a k b$, die das Sättigungsgebiet oder das Gebiet



Andrewssches Diagramm.

der Koexistenz beider Phasen umfaßt, verlaufen die Isothermen geradlinig. An der Grenze dieses Gebietes in k , dem kritischen Punkt (s. kritischer Zustand), besitzt die (kritische) Isotherme einen Wendepunkt. Die gestrichelten Teile der Isothermen innerhalb des Gebietes $a k b$ wurden von J. Thomson konstruiert, um die Einheitlichkeit aller Isothermen deutlich zu machen. Später fanden die Thomsonschen Teile der Isothermen durch van der Waals ihre physikalische Deutung.

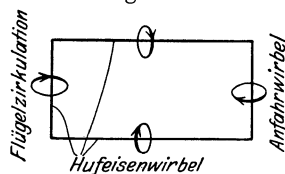
Aus dem Diagramm geht hervor, 1. daß flüssige und dampfförmige Phase gleichzeitig nur unterhalb einer gewissen Temperatur, der kritischen Temperatur, bestehen können und 2. daß der Übergang von einem Punkt c (Flüssigkeit) zu einem Punkt d (Dampf) entweder durch das Sättigungsgebiet mit deutlich unterschiedener flüssiger und gasförmiger Phase hindurch oder auf einer oberhalb k verlaufenden Kurve erfolgen kann, die nur Zustände völliger Homogenität durchschreitet. *Henning.*

Anemometer heißen die Instrumente zur Messung der Luftgeschwindigkeit (bzw. zur Messung der Geschwindigkeit eines Körpers gegen Luft) für meteorologische und flugtechnische Zwecke.

Haupttypen: 1. Schalenkreuzanemometer (am gebräuchlichsten ist das Robinsonsche) bestehen aus vier halbkugelartigen Schalen, die an den gleichlangen Armen eines Kreuzes angebracht sind. Die Drehungen dieses Schalenkreuzes werden auf eine Registriervorrichtung übertragen. 2. Saugdüse (s. d.). 3. Staurohr (s. d.). 4. Hitzdrahtanemometer: Beruht auf der verschieden starken Abkühlung eines elektrisch geheizten dünnen Drahtes bei verschiedenen Luftgeschwindigkeiten. Der größeren Umständlichkeit der Messung mit dem Hitzdrahtanemometer stehen als Vorteile gegenüber die geringe zeitliche Trägheit (Messung von Geschwindigkeitsschwankungen) und die kleinen Abmessungen des Hitzdrahtes (Messung in der Nähe fester Körper, ohne dort die ursprüngliche Geschwindigkeit zu stören). *L. Hopf.*

Aneroidbarometer s. Barometer.

Anfahrwirbel. Der Auftrieb eines Flugzeuges kann als Wirkung einer zirkulatorischen Bewegung der Luft um den Flügel aufgefaßt werden. Bei Entstehung des Zirkulationswirbels muß sich nach den Grundgesetzen der Hydrodynamik ein gleich großer und entgegengesetzt drehender Wirbel bilden, der in der vom Flügel verlassenen Luftschicht zurückbleibt.

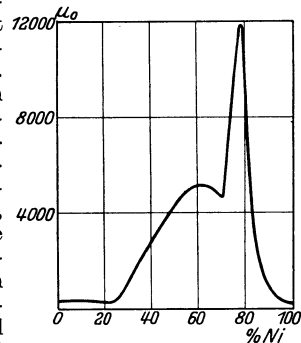


Dieser „Anfahrwirbel“ und der Hufeisenwirbel, welcher die durch das Flugzeug verursachte Luftbewegung in erster Näherung darstellt (s. Tragflügeltheorie), schließen sich zu einem Wirbelring zusammen. Der Anfahrwirbel entsteht an der Flügelhinterkante, wo die beiden getrennten Strömungsgebiete vor Ausbildung der Flügelzirkulation — also beim Anfahren — mit verschiedener Geschwindigkeit zusammentreffen und deshalb eine Unstetigkeitsfläche bilden.

L. Hopf.

Anfangsgeschwindigkeit s. Flugbahnelemente.

Anfangspermeabilität. Als Anfangspermeabilität μ_0 bezeichnet man die Permeabilität (s. d.) eines ferromagnetischen Materials für den Grenzwert Null der Feldstärke, der durch Extrapolation aus einer Anzahl bei möglichst niedrigen Feldstärken gewonnenen Werten der Induktion zu ermitteln ist. Man nimmt an, daß an der reinen Anfangspermeabilität nur „reversible“ Magnetisierungsprozesse beteiligt sind (s. Permeabilität), bei welchen Hystereseerscheinungen nicht auftreten, doch ist dies Gebiet namentlich bei Material mit hohem μ_0 außerordentlich beschränkt. Nach Hopkinson läßt sich die Permeabilität bei sehr niedrigen Feldstärken darstellen durch die Beziehung $\mu = a + bH$, wobei also a die eigentliche Anfangspermeabilität für den Grenzwert $H = 0$ bezeichnet. Bei Stahl beträgt μ_0 etwa 50 bis 100, bei ziemlich reinen Eisensorten etwa 150—400; bei 4% Si-Legierung etwa 500; neuerdings sind von Arnold und Elmen (*Journ. Franklin Inst.* 195, 623; 1923) bei Fe-Ni-Legierungen außerordentlich hohe Werte von μ_0 gefunden worden, die bei der von den Erfindern als Permalloy bezeichneten Legierung von 78% Ni und 22% Fe (nach geeigneter thermischer Behandlung) bis zu 12000 anstiegen, doch ist derartige Material außerordentlich empfindlich gegen mechanische Inanspruchnahme durch Schneiden, Biegen, Pressen usw. Der Verlauf von μ_0 in Abhängigkeit vom Ni-Gehalt ist in obenstehender Figur wiedergegeben. Während früher die Anfangspermeabilität nur wissenschaftliches Interesse bot, hat sie z. Z. bereits eine erhebliche praktische Bedeutung gewonnen, da die Wirksamkeit der bei Telegraphen- und Fernsprechkabeln zur Erhöhung der Selbstinduktion eingebauten Pupinspulen und Krarupwickelungen hauptsächlich auf der Höhe der Anfangspermeabilität der dazu verwendeten Materialien beruht.



Anfangspermeabilität der Fe-Ni-Legierungen.

Gumlich.

Anfangsröhre (Verstärkung elektr. Ströme), Röhre für die ersten Stufen von Verstärkern für elektr. Ströme. Da hier die Leistungen meist sehr klein sind, sind für die Anfangsröhren nur kleine Emissionen und kleine Anodenspannungen notwendig, dagegen große Verstärkungsfaktoren (kleiner Durchgriff) vorteilhaft.

H. Rukop.

Anfangsspannung. Diejenige Spannung, bei welcher der äußerst geringfügige lichtlose elektrische

Strom zwischen zwei eine Funkenstrecke bildenden Elektroden in einen Funken umschlägt (s. Funken).
Güntherschulze.

Anfangstemperatur, kritische s. Explosionsgrenze.

Angeregter Zustand s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Angeregtes Atom s. Elektronenstoß.

Ångströmeinheit. $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$. Gebräuchliche Einheit für optische Wellenlängenmessungen zu Ehren von J. A. Ångström (Upsala), welcher 1868 auf Grund exakter Wellenlängenmessungen in den „Recherches sur le spectre solaire“ die erste umfassende Identifizierung der Fraunhofer'schen Linien ausführte.
Gerlach.

Anionen. Negativ elektrisch geladene Atome oder Moleküle. Sie entstehen aus neutralen Atomen oder Molekülen durch Aufnahme eines oder mehrerer Elektronen und finden sich sowohl in festen Körpern (Salzen, Legierungen), wie in Flüssigkeiten, wie in Gasen. In Flüssigkeiten (Lösungen) und in Gasen sind sie vielfach von einer durch ihre Ladung angezogenen Hülle aus Atomen oder Molekülen des Lösungsmittels oder des Gases umgeben. Im elektrischen Feld wandern sie zur Anode und werden dort durch Abgabe ihrer Ladung wieder in neutrale Atome oder Moleküle verwandelt. Ihr Durchmesser ist infolge der Aufnahme der Elektronen in der Regel etwas größer als der der neutralen Gebilde, aus denen sie entstanden sind (vgl. d. Artikel Ionen und Leitvermögen der Elektrolyte).
Güntherschulze.

Anisotropes Material. Ein fester Körper, dessen elastische Eigenschaften je nach der Richtung verschieden sind, in welcher ein z. B. parallelepipedischer Versuchsstab herausgeschnitten wird, heißt *anisotrop* oder *äolotrop*. Die elastischen Konstanten für anisotropes Material (s. Verzerrungsenergie) sind von der Orientierung des Koordinatensystems abhängig. Anisotrop sind z. B. alle Kristalle.

F. Schleicher.

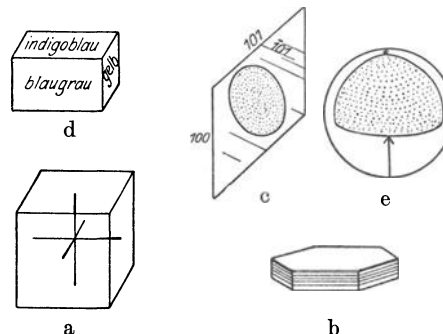
Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (Deutsch von Timpe). Leipzig 1907. Kap. VI.

Anisotropie. Unter Anisotropie versteht man einen gesetzmäßigen Wechsel von Eigenschaften mit der Richtung, der insbesondere für den kristallisierten Zustand charakteristisch ist. Diese Anisotropie der kristallisierten Phase zeigt sich

a) in gestaltlicher Hinsicht: Der Begriff des Kristalles als eines von scharfen Kanten und ebenen Flächen umgrenzten Körpers im populären Sinne kommt durch die Anisotropie der Wachstumsgeschwindigkeit zustande. Wenn ein Kristallkeim in einer übersättigten Lösung oder Schmelze weiter wächst, so erfolgt die Anlagerung der Substanz nicht in allen Richtungen gleichmäßig schnell (dann würde ein kugelförmiges Gebilde entstehen) (vgl. amorphe Körper), sondern sie wechselt mit der Richtung allem Anschein nach diskontinuierlich, so daß in gewissen Richtungen Flächen, in anderen Kanten oder Ecken zustande kommen, z. B. Würfel von Steinsalz (s. a der nebenstehenden Figur).

b) in physikalischer Hinsicht: Von den unzähligen physikalischen Eigenschaften, die im Kristall von der Richtung abhängen, seien hier nur einige besonders kennzeichnende genannt. Erfahrungsgemäß tritt bei vielen Kristallen eine deutliche Spaltbarkeit nach ebenen Flächen auf. Bekannt ist die außerordentlich gute Spaltbarkeit bei Glimmer und Gips (s. b der nebenstehenden Figur). Es lassen sich noch Blättchen von $\frac{1}{100} \text{ mm}$ (Gipsblättchen von Rot I. Ordnung), wie sie in der Kristalloptik benutzt werden, abspalten. Auch die Härte ist in Kristallen

eine Richtungseigenschaft. So ist der Granat nach Schleifversuchen von P. J. Holmquist auf den Würfelflächen härter als auf den Oktaeder- und Rhombendodekaederflächen. Die Ritzhärte wechselt



Anisotropie der Materie im kristallisierten Zustand.

auf ein und derselben Fläche mit der Orientierung des Nadelstriches. Sehr auffällig sind die Resultate der Kugeldruckprobe bei Einkristallen von Metallen. Während polykristallines Material stets kreisrunde Eindrücke liefert, finden sich z. B. bei Al- und Fe-Kristallen rautenförmige bzw. quadratische Vertiefungen als deutliches Kennzeichen der Anisotropie der Plastizität. Figur c zeigt den bekannten Versuch von Sénarmont an einem Gipskristall, die Wärmeausbreitung ist abhängig von der Richtung. Vor allem die Kristalloptik zeigt die Verhältnisse der Anisotropie in besonders klarer und anschaulicher Weise, weshalb auch ursprünglich der Ausdruck „anisotrop“ nur im optischen Sinne verstanden wurde. Ein herauspräparierter Würfel aus den rhombischen Kristallen von Cordérit (eisenhaltiges Magnesium-Alumosilikat) zeigt beim Durchblicken je nach der Richtung blaugraue, gelbe oder indigoblaue Farbe im Tageslicht. Die verschiedenen Farben kommen durch mit der Richtung verschiedenes Absorptionsvermögen für die Lichtstrahlen zustande (vgl. Pleochroismus) (siehe d der obigen Figur). Sehr interessant ist die Anisotropie der Kristalle in chemischer Hinsicht: Die Angreifbarkeit des Calcits durch Salzsäure entsprechend der Formel $\text{CaCO}_3 + 2 \text{ HCl} \rightarrow \text{CaCl}_2 + \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$ wechselt mit der Richtung gesetzmäßig, wie durch die verschieden großen Mengen Kohlensäure, die entwickelt werden, nachgewiesen wird. Quarzkristalle werden nach Mügge durch Flußsäure etwa 150mal leichter in Richtung der optischen (dreizähligen) Achse zersetzt, als senkrecht dazu. Besonders schön lassen sich diese Verhältnisse an Kugeln demonstrieren, wo durch chemische Einwirkungen krummflächige Polyeder (Lösungskörper) entstehen. Das anisotrope Verhalten von Richtung und Gegenrichtung tritt nach L. Kulaszewski am Turmalin durch Behandeln mit Kalilauge drastisch hervor (s. e der obigen Figur).

Ursache der Anisotropie: Unter Zugrundelegung der neueren, durch die Röntgenographie gesicherten Anschauungen über den Feinbau der Kristalle läßt sich ihr anisotropes Verhalten wenigstens qualitativ leicht verstehen. Infolge der dreidimensional periodischen Atomanordnungen (Raumgitter) im Kristall treffen wir, von einem Atom ausgehend, in einer bestimmten Richtung Massenteilchen in ganz bestimmter Anordnung und Abstand, in einer anderen Richtung in anderer Anordnung.

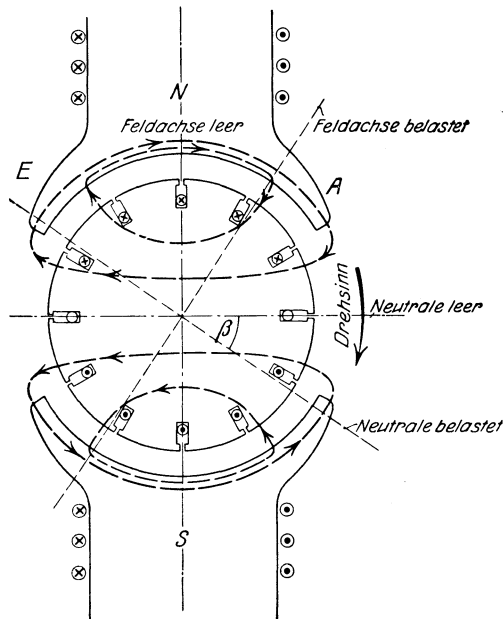
Da die sämtlichen überhaupt von der Richtung abhängigen Eigenschaften der Kristalle durch die Art der Verteilung der Atome und Elektronen und ihrer Kraftfelder bedingt sind, ist eine Richtungsverschiedenheit zu erwarten. Durch die praktisch unendliche Zahl der Teilchen, die in einer Richtung liegen, kommt die betreffende Richtungseigenschaft klar zum Ausdruck. *E. Schaebold.*

Näheres s. F. Rinne, Das feinbauliche Wesen der Materie nach dem Vorbilde der Kristalle. Berlin: Gebr. Borntraeger 1922. E. Schaebold in Gehloff, Lehrb. d. techn. Physik III, Artikel: Allgemeine Kristallphysik, Leipzig 1928.

Anker s. Läufer.

Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen.

Eine ganze Folge von Erscheinungen, deren schließliche Wirkung ist, daß die einfachen Bedingungen bezüglich der Form und Stärke des induzierenden Feldes, die der Berechnung der Klemmenspannung



Erregungszustand in Gleichstrommaschinen bei Entnahme von Belastungsstrom.

elektrischer Maschinen zugrunde liegen, tatsächlich nur bei Leerlauf, nicht aber bei Belastung, erfüllt sind. Sobald z. B. ein Belastungsstrom nennenswerter Stärke einer fremderregten Nebenschlußmaschine entnommen wird, bildet sich der in obiger Figur dargestellte Erregungszustand heraus:

Auf den mit N und S bezeichneten Feldspulen sitzt die gewöhnliche Spulenwicklung, die bei der in üblicher Weise durch Kreuz und Punkt ange deuteten Richtung des konstanten Erregerstromes ein im wesentlichen von oben nach unten, d. h. in Richtung der Mittelachse der Pole, durch den Anker tretendes Feld erzeugt. Wird der Anker im Uhrzeigersinn gedreht, so fließt durch die Stäbe auf seinem Umfang bzw. den äußeren Schließungskreis der Nutzstrom, dessen Richtung in den Stäben wiederum markiert ist. Jeder Stab unter dem Nordpol bildet mit einem korrespondierenden Stab unter dem Südpol eine ebene Stromschleife; die Achsen aller dieser ideellen Schleifen fallen zusammen und stehen senkrecht auf der Polachse. Aus der einfach erregten Maschine ist also eine doppelt erregte geworden, die Richtung der konstanten M.M.K. der

Feldwicklung und die der dem Belastungsstrom proportionalen, variablen M.M.K. des Ankers stehen senkrecht aufeinander.

Während also im Leerlauf nur der fremderregte Kraftfluß den Anker durchsetzt, erzeugt dieser bei Belastung selbst einen zweiten Kraftfluß (Querkraftfluß!), der sich im wesentlichen in der ange deuteten Weise durch den Luftspalt und das Eisen der Polschuhe schließt. Unter dem Nordpol stehen daher sämtliche Ankerstäbe links von der Mittellinie der Pole unter dem Einfluß der Differenz des fremderregten Hauptfeldes und des selbsterregten Querkraftfeldes, alle Stäbe rechts davon desgleichen unter der Summenwirkung beider Felder. Hatte die Maschine z. B. im Leerlauf ein von der Polkante E bis zur Polkante A im wesentlichen homogenes Feld, so wird dieses durch die Wirkung des Ankerstromes bzw. -feldes in der Weise deformiert, daß es an der linken Polkante sehr erheblich geschwächt, an der rechten aber ebensoviel verstärkt wird, während es in der Polmitte unverändert bleibt. Eine merkliche Veränderung des Gesamtkraftflusses kommt demnach bei vernachlässigbarer Eisensättigung in den Polschuhen und im Ankereisen nicht zustande, doch werden die pro Stab bzw. Windung induzierten Spannungen ganz ungleich. In extremen Fällen kann der größte Teil der gesamten induzierten Ankerspannung auf so wenige Windungen sich verteilen, daß die Spannung zwischen zwei benachbarten Kommutatorlamellen unzulässig hoch wird (> 25 bis 35 V) und schließlich einen Überschlag der Isolation zwischen den Lamellen mit darauffolgender Lichtbogenbildung hervorruft.

Unter „Kommutierende Gleichstromgeneratoren“ wurde gezeigt, daß die sog. „Neutrale Zone“, die für die Bürstenstellung maßgebend ist, stets senkrecht auf der Symmetrieachse des induzierenden Feldes steht. Da nun durch den Querkraftfluß das Gesamtfeld, wie oben gezeigt, nach der Polkante A gedrängt, die Achse des induzierenden Gesamtkraftflusses also in demselben Sinne gleichsam gedreht wird, verdreht sich damit auch mehr oder weniger die neutrale Zone bzw. die richtige Bürstenstellung. Es müssen deshalb die Bürsten bei steigender Belastung der Maschinen jeweilig erheblich verschoben werden, um zu erreichen, daß die von ihnen jeweilig kurzgeschlossenen Leiter wirklich in der feldfreien, neutralen Zone liegen, d. h. die Maschinen funkenfrei laufen. Die Bürstenverstellung hat nun ihrerseits zur Folge, wie eine genaue Untersuchung eines jeden beliebigen Winkelschemas lehrt, daß die Feld- und Anker-AW sich teilweise entgegenwirken, d. h. es tritt außer der Feldverzerrung eine recht merkbare Feldschwächung auf. Soll die Maschine also konstante Spannung geben, so muß mit steigendem Nutzstrom die Felderregung in weit höherem Maße verstärkt werden, als dem Ohmschen Abfall im Anker entspricht.

Alle diese Vorgänge sind rechnerisch leidlich genau nur so lange verfolgbar, als Sättigungserscheinungen im Eisen nicht auftreten. Moderne Maschinen sind aber stets hoch gesättigt, wenigstens in den Ankerzähnen, und gestatten daher nur eine näherungsweise richtige Vorausberechnung der Ankerrückwirkung. Für die praktische Elektrotechnik ist dies aber nicht allzu schwerwiegend, da hohe Sättigung in den Zähnen die Rückwirkung vermindert; es genügt also stets, die Rechnung unter näherungsweise Berücksichtigung der Permeabilitätsänderung durchzuführen.

Bei modernen kleinen und mittelgroßen Gleichstrommaschinen normaler Drehzahl wird die praktisch sehr lästige Bürstenverschiebung meist durch sog. Wendepole, d. s. vom Hauptstrom erregte Zusatzpole zwischen den Hauptpolen, überflüssig gemacht. Diese Wendepole heben in der neutralen Zone das Ankerfeld auf und ermöglichen damit eine einwandfreie Kommutierung bei allen Belastungen zwischen Leerlauf und Vollast bei unveränderter Bürstenstellung. Bei großen modernen, raschlaufenden Gleichstromgeneratoren (Turbodynamos!) wird die gesamte Ankerrückwirkung durch eine sog. Kompensationswicklung unterdrückt. Diese ist ihrem Wesen nach nichts anderes als eine genaue aber räumlich stillstehende Wiederholung der Ankerwicklung, deren Stäbe in Nuten in den Polschuhen liegen und vom Belastungsstrom in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden wie die unter dem Pol vorbeierotierenden Ankerstäbe. Das Prinzip derartiger Kompensationswicklungen stammt von Menges. *E. Rother.* Näheres s. Steinmetz, Elements of Electrical Engineering.

Ankerrückwirkung bei Wechselstrommaschinen.

Es handelt sich hierbei um im wesentlichen der Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen vollkommen analoge Vorgänge, die nur in der quantitativen Behandlung, besonders bei Einphasengeneratoren, schwieriger zu fassen sind. Da die Bezeichnung „Anker“ bei Wechselstrommaschinen üblicher Bauart für den Laien nicht ganz eindeutig ist, wäre es richtiger, von „Statorrückwirkung“ zu sprechen.

Die Ankerrückwirkung hat bei Wechselstrommaschinen zur Folge, daß das resultierende Feld eines belasteten Mehrphasengenerators von dem bei Leerlauf einregulierten Felde in Größe und Phase ganz erheblich abweicht. Es erfährt eine erhebliche Schwächung beim Arbeiten auf einen induktiven Belastungskreis, desgleichen eine Verstärkung im Falle kapazitiver Last. Normalerweise tritt Feldschwächung auf, auch bei rein ohmscher Last, da bereits der Generator selbst eine erhebliche Streuinduktivität besitzt (s. „Charakteristik, äußere, der Wechselstromgeneratoren“!). Da letztere im Verein mit der Resistenz an sich schon einen Spannungsabfall hervorruft, muß der Gesamtspannungsabfall eines induktiv belasteten Mehrphasengenerators, der z. B. ausschließlich Asynchronmaschinen speist, sehr erheblich sein.

Das einfachste und älteste Gegenmittel ist, der Maschine einen großen Überschuß an Feld-AW gegenüber den normalen Stator-AW zu geben, d. h. im Leerlauf mit hoch übersättigtem Eisenkreis zu arbeiten. Es wird bei langsam laufenden Mehrphasengeneratoren (Gasmaschinenantrieb!) auch heute noch angewendet, versagt aber häufig bei Turbogeneratoren, bei denen der Platz für die Feldwicklung beschränkt ist. Um bei letzteren die Spannung bei allen Belastungen konstant zu halten, müssen besondere Hilfsmittel, meist sog. Schnellregler (s. d.), vorgesehen werden.

Wesentlich schwieriger in Theorie wie Praxis ist die Frage der Statorrückwirkung bei Einphasengeneratoren, die wenigstens in Europa ebenfalls für sehr große Leistungen (Vollbahnbetrieb!) gebaut werden. Das räumlich ruhende pulsierende Wechselfeld (Stehfeld) des Stators wirkt natürlich auch zurück auf das Drehfeld des Läufers; am einfachsten wird die Vorstellung, wenn man sich das Wechsel-

feld in zwei gegenläufige Drehfelder der halben Amplitude zerlegt denkt, von denen demgemäß das eine räumlich gegenüber dem Polrad ruht (mitlaufendes Feld!), das zweite gegenüber letzterem die doppelte synchrone Umlaufszahl hat (gegenläufiges Feld!). Das mitlaufende Feld hat dieselbe Rückwirkung, wie oben bei der Mehrphasenmaschine beschrieben, das gegenläufige Feld induziert in der Wicklung des Polrades hohe Spannungen der doppelten Betriebsfrequenz, die technisch sehr unangenehm sind. Um sie zu beseitigen, schließt man bei Turbogeneratoren häufig die metallenen Nutkeile, die die Feldwicklung gegen die Wirkung der Fliehkraft schützen, durch Ringe an den Stirnseiten der Trommel kurz, d. h. man versieht das Polrad mit einem sog. Dämpferkäfig. Das gegenläufige Feld schneidet, wie oben erwähnt, diese Wicklung mit hoher Geschwindigkeit und erzeugt dadurch kräftige Ströme, die nach Lenz ihrer Ursache, d. i. dem Felde, entgegenwirken müssen. Bei richtiger Dimensionierung ist es auf diese Weise möglich, das gegenläufige Feld bis auf einen unschädlichen Betrag zu beseitigen.

Auch Mehrphasengeneratoren versieht man zweckmäßig mit einer solchen Dämpferwicklung, teils zur Sicherung des Parallelarbeitens mit anderen Synchronmaschinen (s. d.!), teils weil bei der praktisch nie völlig gleichmäßigen Belastung der Phasen dem reinen Drehfeld des Stators stets ein Stehfeld überlagert ist, das die oben erwähnten, unangenehmen Erscheinungen hervorruft. *E. Rother.* Näheres s. u. a. Pichelmayer, Wechselstromerzeuger.

Anklängen der Tonempfindung s. Schwellenwerte.

Anlaßfarben. Metalle überziehen sich beim Erhitzen mit einer dünnen Oxydschicht, deren Färbung von der Struktur der Metalle, deren Härte, der Temperatur und der Dauer der Erwärmung abhängig ist. Die Farben und deren Reihenfolge entsprechen denen der Interferenzerscheinungen der Newtonschen Ringe. Praktische Anwendung findet diese Erscheinung beim Härten von Stahl, der nacheinander die Farben strohgelb, rot, violett, blau und grün annimmt, und zwar entspricht jede Farbe einem bestimmten Härtegrad. *Klingsporn.*

Anlaufstrecke. Mit Anlaufstrecke bezeichnet man allgemein die Strecke, die von einer Flüssigkeit zurückgelegt werden muß, bis aus einem am oberen Ende der Strecke vorhandenen stationären Fließzustand sich ein neuer vollkommen aus-

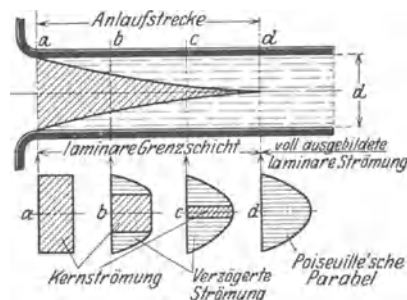


Fig. 1. Ausbildung der Grenzschicht bei laminarer Bewegung. a, b, c, d = Geschwindigkeitsverteilungen.

gebildet hat. Spezieller versteht man darunter in Rohrleitungen die Strecke zwischen dem Einlauf und der Stelle der vollen Ausbildung des zugehörigen Geschwindigkeitsprofils im ganzen Querschnitt, d. h. bis der von den Wänden ausgehende Verzögerungseinfluß (s. in der Abbildung: verzögerte

Strömung und Kernströmung) sich in Rohrmitte von allen Seiten her zusammengeschlossen hat. Je nach den Abmessungen, Geschwindigkeiten und Zähigkeiten ist dann ausgebildete Poiseuillesche (s. d.) oder turbulente (s. d.) Strömung vorhanden. Bei vorsichtiger Erzeugung turbulenter Strömung aus der Ruhe oder aus gleichförmiger Geschwindigkeitsverteilung heraus, geht die Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe durch die laminare (s. d.) in die turbulente Verteilung über. Bis zum Zusammenfluß in der Mitte können dann die Ver-

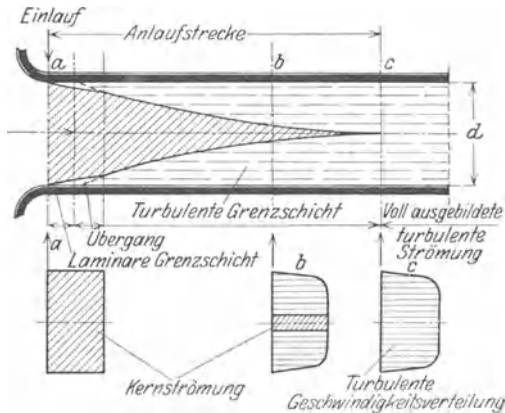


Fig. 2. Ausbildung der Grenzschicht bei Turbulenz. a, b, c = Geschwindigkeitsverteilungen.

hältnisse in Analogie zu denen bei der Entwicklung der Grenzschicht (s. d.) längs angeströmter Platten gesetzt werden. Die Reynoldssche Zahl (s. d.), bei der als unterste Grenze im ganzen Querschnitt voll ausgebildete Turbulenz einsetzt, steht mit der Länge der Anlaufstrecke in diesem speziellen Sinne, mit der Größe etwaiger Einlaufstörungen und der Wandbeschaffenheit (s. Wandrauigkeit) in Zusammenhang.

Eisner.

Näheres s. Schiller, u. a. Zeitschr. f. angew. Mathematik u. Mechanik 1921, 1922; ders. Phys. Z. 1924, 1925.

Anode. Geht der elektrische Strom aus einer Substanz in eine andere über, so wird die Substanz, aus der der positive Strom austritt, Anode, die, in die er eintritt, Kathode genannt. Am häufigsten werden die beiden Begriffe angewandt, wenn die beiden Substanzen sich durch den Mechanismus der Stromleitung unterscheiden, beispielsweise Metall-Gas- oder Metall-Elektrolyt. Beide Begriffe sind relativ. Wird beispielsweise eine leitende Flüssigkeit, ein Elektrolyt, durch ein Metallblech in zwei Teile 1 und 2 getrennt und Strom in der Richtung 1—2 hindurchgesandt, so ist das Metallblech Kathode von 1 und Anode von 2. In der Elektrochemie werden lösliche und unlösliche, polarisierbare und unpolarisierbare Anoden unterschieden. Bei den Gasentladungen ist bei der Anode das Material von geringer Wichtigkeit.

Güntherschulze.

Anodenfall. Da die positiven Ionen von der Anode einer Glimmentladung oder eines Lichtbogens weg, die Elektronen auf sie zu wandern, entsteht an ihr eine negative Raumladung und damit ein scharfer Potentialabfall, der Anodenfall, der so lange zunimmt, bis die ihn durchlaufenden Elektronen die Fähigkeit erlangen, durch Stoß ebenso viele neue positive Ionen zu bilden, wie wegwandern. Das

sichtbare Kennzeichen dieses Vorganges ist eine sehr dünne, auf der Anode aufliegende Glimmhaut, das anodische Glimmlicht von der gleichen Färbung, aber größerer Helligkeit wie die positive Säule. Ebenso wie beim Kathodenfall sind auch hier Dicke des Fallraumes, Anodenfall und Stromdichte im Fallraum durch eine Art Raumladungsgleichung miteinander verknüpft. Reicht bei gegebener Stromstärke die freie Oberfläche der Anode für die sich nach dieser Raumladungsgleichung ergebende Stromdichte aus, so besteht der normale Anodenfall. Er ist nahezu gleich der Ionisierungsspannung des Füllgases der Entladung, also von der Größenordnung 10 bis 20 Volt, falls die Elektronen mit geringer Geschwindigkeit vor der Anodenfallzone eintreffen und Stufenionisierung keine Rolle spielt. Treffen die Elektronen bereits mit Geschwindigkeiten von mehreren Volt vor der Anodenfallzone ein und besteht stärkere Stufenionisierung, so kann der Anodenfall bis auf 0 V. sinken, was besonders bei der hohen Stromdichte der Lichtbogenentladung, insbesondere bei Quecksilberdampflichtbögen, vorkommt.

Reicht die freie Oberfläche der Anode bei gegebener Stromstärke für die Stromdichte des normalen Anodenfalles nicht aus, was um so eher eintritt, je geringer der Gasdruck ist, so geht der normale Anodenfall in den höheren anormalen über. Die Entladung schafft sich dann selbst eine Verbesserung der Entladungsbedingungen und eine Vergrößerung der Oberfläche der Anodenschicht, indem sie die Anodenglimmhaut von der Anodenoberfläche abhebt und halbkugelige oder büschelförmige auf der Anode mit der Basis aufsitzende Lichtgebilde erzeugt.

Wird die Anode der Kathode der Glimmentladung so weit genähert, daß die schnellen von der Kathode ausgehenden Primärelektronen die Anode erreichen, so besorgen diese die erforderliche Bildung positiver Ionen und es kommt nicht zur Ausbildung eines Anodenfalles und einer anodischen Glimmhaut. Die Anodenoberfläche bleibt völlig lichtlos. Auf diese Weise läßt sich die Reichweite der schnellen Primärelektronen sehr genau bestimmen.

Durch Verwendung sehr kleiner Anoden und stark elektronegativer Gase läßt sich ein Anodenfall von mehreren 1000 Volt erzielen, der die „Anodenstrahlen“ (s. d.) erzeugt.

Güntherschulze.

Näheres s. Handb. d. Physik. Bd. 15. Herausgegeben von N. Geiger u. K. Scheel. Julius Springer, Berlin 1927.

Anodenkanalstrahlen. Wird die Anode einer Entladung in einem hochverdünnten Gase durchbohrt, so erscheinen auf der der Kathode abgewandten Seite der Anode Strahlen von der Kathode kommenden, die Bohrung durchsetzenden Elektronen (Kathodenstrahlen), die von Reiger Anodenkanalstrahlen genannt wurden.

Güntherschulze.

Anodenrückwirkung s. Verstärkeröhre.

Anodenstrahlen. Strahlen positiver Ionen, die von der Anode einer Entladung in verdünnten Gasen ausgehen, wenn die Gase aus einem Gemisch von Wasserstoff mit dem Dampf eines Halogens bestehen. Wird die Anode selbst aus Halogensalzen hergestellt, so bestehen die Strahlen aus den positiven Ionen dieser Salze und leuchten im spektralen Lichte ihrer Ionen. Die positiven Ionen werden durch den Stoß aufprallender Elektronen von der Anode losgelöst und durch den bei Anwesenheit von Halogenen und kleinen Anoden sehr großen Anoden-

fall von mehreren tausend Volt strahlartig beschleunigt. Infolge ihrer sehr viel größeren Maße ist ihre Geschwindigkeit jedoch viel geringer als die der Kathodenstrahlen, so daß ihre Ablenkung im Magnetfelde nur gering ist. Die Anodenstrahlen wurden von Gehrke und Reichenheim entdeckt. Diese bestimmten auch das Verhältnis von Ladung zu Masse der Ionen und fanden es gleich dem der entsprechenden elektrolytischen Ionen.

Güntherschulze.

Näheres s. Handb. d. Physik. Bd. 14. Herausgegeben von H. Geiger u. K. Scheel. Julius Springer, Berlin 1927.

Anodenstrom ist der elektrische Gleichstrom, der von der Kathode eines Elektrolyten bzw. einer Hochvakuum- oder Glühkathoden-Röhre zur Anode fließt. Seine Stärke ist nicht nur von der vorhandenen EMK, sondern auch von der stofflichen Beschaffenheit des Elektrolyten bzw. der Höhe und Güte des erreichten Vakuums abhängig. (Vgl. Elektrolyse, Glimmentladungen und Elektronenröhren.)

Klingsporn.

Anomale Dispersion. Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Farbe des Lichtes, die Dispersion, wurde bereits von Newton untersucht (1666). Auf Grund seiner Emanationslehre konnte er auch eine Deutung dafür geben, daß Glas für verschiedene Farben, wir würden heute sagen Wellenlängen, verschiedene Brechungsindizes, d. h. Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, zeigt. Doch waren exakte Messungen nicht möglich, solange man die Farben nicht genauer präzisieren konnte. Erst nachdem Fraunhofer 1814 die nach ihm benannten Linien im Sonnenspektrum entdeckt hatte, konnte man die Dispersionserscheinungen genauer verfolgen und lernte bald zwei Fälle unterscheiden:

Im leeren Raum ist die Geschwindigkeit aller Lichtarten dieselbe, in den ponderablen Körpern aber der Regel nach für die größere Wellenlänge (rot) größer als für die kleinere (violett) und zwar nimmt sie stetig mit wachsender Wellenlänge zu. Diese, die normale Dispersion, war allein bekannt, bis Christiansen (1870) zeigen konnte, daß es Ausnahmen von dieser Regel gibt. Es gibt Körper, die, wie man sagt, anomale Dispersion zeigen.

Die erste hierher gehörige Beobachtung stammt von Le Roux (1862). Er fand, daß ein mit Joddampf gefülltes Prisma die roten Strahlen stärker bricht als die blauen, wobei gleichzeitig das grüne Licht absorbiert wird. Diese Beobachtung wurde jedoch nicht genügend beachtet und erst die Entdeckung Christiansens lenkte die Aufmerksamkeit der Physiker auf die Erscheinung der anomalen Dispersion, die unsere Kenntnis über die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie wesentlich bereichern sollte.

Christiansen machte seine ersten Beobachtungen an einer 18,8%igen alkoholischen Fuchsinlösung in einem Prisma mit dem brechenden Winkel von $1^{\circ} 14'$. Tab. 1 gibt eine Beobachtungsreihe von Christiansen wieder. Bei der 18,8%igen Lösung hat die gelbe Na-Linie ($\lambda = 5890 \text{ \AA}$) den größten Brechungsexponenten, die Linien F und H, die sonst am stärksten abgelenkt werden, dagegen den kleinsten. Der grüne und blaugrüne Teil des Spektrums wird absorbiert. Man sieht ferner aus der Tabelle, daß die Dispersion der Lösung mit abnehmender Konzentration sich der normalen Dispersion (des Lösungsmittels) immer stärker nähert,

so daß bei schwachen, wenig gefärbten Lösungen die anomale Dispersion des untersuchten Stoffes durch die normale des Lösungsmittels verdeckt wird. Andererseits ist bei konzentrierteren Lösungen die Absorption so stark, daß nur noch sehr wenig Licht durchgelassen wird, so daß zur Untersuchung solcher Lösungen Prismen mit sehr kleinem brechenden Winkel angewandt werden müssen, wie es Christiansen tat. Die andere Schwierigkeit (stark verdünnte Lösungen) umging Soret, indem er Glasprismen von größerem brechendem Winkel (30°) mit verdünnten Lösungen in parallelwandige Glasgefäße stellte, die mit dem Lösungsmittel gefüllt waren. Dadurch konnte er die Dispersion des Lösungsmittels eliminieren und die des gelösten Stoffes allein beobachten.

Fast gleichzeitig mit Christiansen fand Kundt in einer Reihe von klassischen Arbeiten die Beobachtung von Christiansen bei einer großen Zahl von ähnlichen Körpern — und zwar Lösungen und Dämpfen — bestätigt. Er erkannte auch bereits, daß die anomale Dispersion mit der Absorption zusammenhängt und in der Umgebung solcher Wellenlängen auftritt, die stark absorbiert werden. Ausgehend von theoretischen Überlegungen erwartete er anomale Dispersion bei den Substanzen, welche intensive Oberflächenfärbung mit metallischem Glanz verbinden (hierher gehören z. B. Anilin, Cyanin, Fuchsin, Chlorophyll usw.), da die von diesen Substanzen reflektierten Strahlen von denselben beim Durchgang des Lichtes stark absorbiert werden. Dadurch wird aber die genaue Messung des Brechungsexponenten im Gebiete anomaler Dispersion sehr erschwert und bleibt im wesentlichen auf die Randgebiete des Absorptionsstreifens beschränkt.

Kundt bediente sich bei seinen Untersuchungen der Methode der „gekreuzten Prismen“, die zur schnellen Orientierung auch heute noch die beste ist. Sie läßt sich kurz so skizzieren: Man erzeugt mit einem Prisma mit horizontaler brechender Kante (oder mit einem Gitter) ein vertikales Spektrum von hoher Dispersion (Fig. 1) und entwirft von diesem mit Hilfe eines Prismas mit vertikaler Kante ein zweites Spektrum. Sind beide Prismen aus derselben normal dispergierenden Substanz, so erhält man ein schrägliegendes geradliniges Spektrum (Fig. 2a). Besteht das zweite Prisma aus einer zwar von dem ersten verschiedenen, aber ebenfalls normal dispergierenden Substanz, so erhält man ein schrägliegendes gekrümmtes Spektrum (Fig. 2b). Besteht endlich das zweite Prisma aus einer anomal dispergierenden Substanz (etwa Cyaninlösung in Glasprisma), so sieht man ein aus zwei Teilen bestehendes Spektrum zu beiden Seiten der Absorptionsstelle (Fig. 2c). Zeigt eine Substanz mehrere Absorptionsstreifen im sichtbaren Gebiet,



Fig. 1. Fig. 2a. Fig. 2b. Fig. 2c.
Zur Erklärung der anomalen Dispersion.

so zerfällt das Spektrum in mehrere Teile. Als Beispiel hierfür ist in der schematisierten Fig. 3 eine Lösung von KMnO_4 gewählt. Jedem der fünf Ab-

sorptionsstreifen entspricht ein Gebiet anomaler Dispersion. Der Brechungsexponent nimmt auf der einen Seite eines jeden Absorptionsstreifens rasch zu, um auf der andern Seite mit kleineren Werten wieder einzusetzen.

Messungen an reinen Substanzen in festem Zustand stellte zuerst Wernicke an. Wegen der starken Absorption beschränken sich seine Beobachtungen aber auf die Spektralgebiete, die weitab von den Stellen maximaler Absorption liegen. Den Verlauf der Brechungsexponenten innerhalb des Absorptionsstreifens konnte erst Pflüger ver-

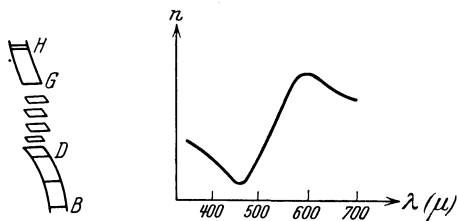


Fig. 3. Zerfall des Spektrum bei Vorhandensein mehrerer Absorptionsstreifen.

Fig. 4. Dispersionskurve des Fuchsin.

folgen, nachdem es ihm gelungen war, Prismen aus festem Fuchsin von sehr kleinem brechenden Winkel herzustellen. Seine Resultate an festem Cyanin sind in Tab. 2 enthalten. Außer Cyanin untersuchte Pflüger noch Fuchsin, Magdalarot, Hofmanns Violett und Malachitgrün. Fig. 4 gibt die Dispersionskurve des Fuchsin nach einer späteren Arbeit Pflügers wieder. Nach Pflüger hat sich vor allem noch Wood mit ähnlichen Untersuchungen befaßt.

Kundt, der bereits nach seinen ersten Versuchen vermutet hatte, daß anomale Dispersion bei allen leuchtenden Gasen und Dämpfen auftreten müsse, war auch der erste, der sie (1880) an Natriumdampf beobachtete, wobei ihm die Natriumflamme selbst als zweites Prisma in seiner oben beschriebenen Anordnung diene. Die Flamme bricht natürlich nicht sehr stark. Man sieht ihre Wirkung nur an der Stelle der stärksten Brechung im Absorptionsgebiet (s. Fig. 5). Spätere Beobachter (Becquerel, Julius u. a.) konnten dann durch Anwendung größerer Dispersion die anomale Dispersion der beiden D-Linien getrennt beobachten, wobei sich das in Fig. 6 wiedergegebene Bild zeigt. Diese Methode erweist sich zur schnellen Orientierung, nicht aber zur exakten Messung, als brauchbar. Zu letzterer sind andere Methoden ausgearbeitet worden. So gelang es Roschdestwensky mit Hilfe einer Interferenzmethode („horizontale Streifen im kontinuierlichen Spektrum“) den Verlauf des Brechungsindex nicht nur bis sehr nahe an die beiden D-Linien, sondern auch zwischen ihnen quantitativ zu verfolgen. Seine Messungen stellen die beste Bestätigung der weiter unten erwähnten Dispersions-theorie dar. Wood beobachtete weiterhin ano-

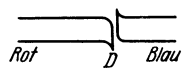


Fig. 5. Anomale Dispersion in Natriumdampf.

male Dispersion an den höheren Gliedern der Natriumhauptserie und Bevan fand sie bei den Hauptserienlinien der übrigen Alkalien, wobei er feststellen konnte, daß die Stärke der anomalen Dispersion mit wachsender Gliednummer rasch abnimmt. Alle diese Arbeiten zeigen anomale Dispersion nur in der Nähe von Gebieten selektiver Absorption. Erst durch starke elektrische Anregung gelingt es, sie auch in der Nähe solcher Linien zu beobachten, die normalerweise nicht absorbiert werden (Ladenburg u. a.).

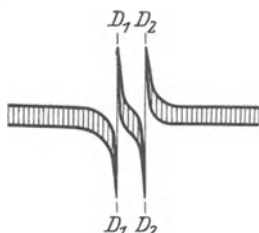


Fig. 6. Anomale Dispersion an beiden D-Linien.

In der von Sellmeyer begründeten, von Helmholtz ausgebauten und von Lorentz, Planck, Drude, Voigt u. a. auf die moderne Elektronentheorie übertragenen Dispersionstheorie, erscheint die normale Dispersion als ein Spezialfall der anomalen. Die letztere tritt im Absorptionsstreifen und in seiner Nähe auf, die erstere in Gebieten, die weit abliegen von den Absorptionsstellen. In jedem Falle aber ist die Dispersion in engem Zusammenhang mit der Absorption. Auch die normale Dispersion der sichtbaren Strahlung in durchsichtigen Substanzen ist eine Folge starker Absorption in entfernteren Spektralgebieten (Ultraviolett oder Ultrarot).

Fig. 7 zeigt den von der Theorie geforderten Verlauf des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge. Bezüglich der quantentheoretischen Deutung der Dispersion vgl. man den Art. Anomale Zerstreuung.

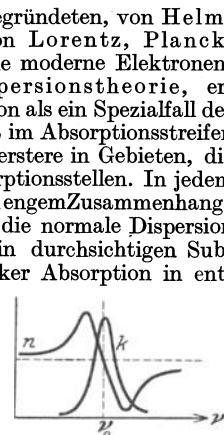


Fig. 7. Theoretischer Verlauf des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Erwähnt sei noch die Anwendung der anomalen Dispersion auf die Physik der Sonne durch Julius. Nach ihm sind die Protuberanzen nicht

Tabelle 1.

Wellenlänge in $m\mu$	Brechungsquotient einer Fuchsinlösung von 0%				
	18,8%	17%	8%	2,5%	(rein. Alkoh.)
(B)	1,450	1,426	—	1,384	1,363
(C)	1,502	1,493	1,456	—	—
589 (D)	1,561	1,548	1,502	1,419	1,365
(E)	—	—	—	—	1,368
486 (F)	1,312	1,344	1,372	1,373	1,370
434 (G)	1,285	1,322	1,354	1,367	1,373
(H)	1,312	1,344	1,372	1,373	1,376

Tabelle 2.

Dispersion des festen Cyanins.			
Wellenlänge in $m\mu$	Brechungsindex	Wellenlänge in $m\mu$	Brechungsindex
0,288	1,71	0,565	1,39
0,350	1,70	0,570	1,46
0,378	1,69	0,589	1,71
0,400	1,69	0,620	1,94
0,440	1,59	0,635	2,10
0,486	1,40	0,645	2,23
0,505	1,28	0,656	2,19
0,520	1,19	0,671	2,13
0,535	1,20		

aus der Sonne geschleuderte Massen, sondern beruhen vielmehr auf einer „optischen Täuschung“, die bedingt ist durch anomale Dispersion der Sonnenatmosphäre.

K. L. Wolf.
Näheres s. in dem Artikel von K. L. Wolf u. K. F. Herzfeld in dem von Geiger u. Scheel herausgegebenen Handb. d. Physik. Bd. 20. 1928.

Anomale Zerstreuung. Die Zerstreuung des Lichtes erfolgt nach der Quantentheorie durch Elementarvorgänge von der Art des idealen Compton'schen Streuprozesses an freien Elektronen (s. Compton-Effekt und Quantenoptik). Handelt es sich etwa um die Zerstreuung durch freie Gasmoleküle, so wird der jeweilige Quantenzustand des von der Strahlung getroffenen Moleküls durch den Streuvorgang im allgemeinen nicht dauernd abgeändert. Im Gegensatz zu diesem normalen Zerstreuungsvorgang spricht man von anomaler Zerstreuung, wenn das Molekül durch den Streuvorgang in eine andere Quantenstufe übergeführt wird. Die zur Ausführung dieses Quantenüberganges erforderliche, bzw. die durch ihn freiwerdende Energiemenge wird von der Primärstrahlung auf das Molekül übertragen und dadurch der Sekundärstrahlung entzogen, bzw. von dem Molekül der Sekundärstrahlung mitgeteilt. In beiden Fällen ergibt sich mittels der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.) eine mitunter sehr beträchtliche Frequenzdifferenz zwischen Primär- und Sekundärstrahlung, welche die beim normalen Streuvorgang auftretende um Größenordnungen übertreffen kann. Die Existenz anomaler Streuvorgänge wird nach Smekal notwendig gemacht durch die Übereinstimmung der in den empirischen Dispersionsformeln auftretenden Eigenfrequenzen mit den Quantenfrequenzen der Spektrallinien, wie theoretisch sowohl mittels des Bohrschen Korrespondenzprinzips (s. d.) der älteren Quantentheorie, als auch auf Grund der neueren Quantenmechanik (s. d.), bzw. Wellenmechanik (s. d.) bestätigt worden ist. Eine direkte experimentelle Bestätigung für den Einzelvorgang der anomalen Zerstreuung liegt bisher nur im nicht-idealen gewöhnlichen Compton-Effekt (Streuung am lichtelektrisch abgelösten Elektron) vor, jedoch unter Umständen (Ionisierungsarbeit des Elektrons sehr klein gegen das Primärstrahlquant), bei welchem die beobachtbare Frequenzdifferenz zwischen Primär- und Sekundärstrahlung von jener aus dem idealen Compton-Effekt (am freien Elektron) folgenden nicht meßbar verschieden ist.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Anomaler Ladungs- und Entladungsstrom. Der Begriff des anomalen Ladungs- und Entladungsstromes kommt in Anwendung bei den Erscheinungen eines Dielektrikums im konstanten oder langsam veränderlichen Felde.

Wird z. B. ein Kondensator mit beiden Belegungen geerdet, aber zu einer bestimmten Zeit ($t = 0$) mit der einen Belegung an ein Potential P gelegt, so wird in den Zuleitungen ein Ladestrom $I_1(t)$ beobachtet. Für ein normales Dielektrikum läßt sich dieser „normale Ladestrom“ berechnen. Er setzt sich zusammen aus einem „Verschiebungsstrom“ $i_1(t)$ und einem „Leitungsstrom“ a_1 . Werden die Belegungen des Kondensators kurzgeschlossen, nachdem der stationäre Zustand eingetreten ist, so bildet sich in entgegengesetzter Richtung der „normale Entladestrom“ $I_2(t)$ aus. Da $P = 0$ ist, fehlt der Leitungsstrom, so daß $I_2(t) = i_2(t)$, dem „normalen Entladestrom“ wird.

In der Regel findet ein „normaler“ Verlauf nur statt, wenn das Dielektrikum durch das Vakuum oder ein Gas gebildet wird. Bei flüssigen oder festen Dielektriken überlagert sich dem normalen Ladungsstrom (I_1) und Entladungsstrom (I_2) ein anomaler (y_1) bzw. (y_2), so daß gilt:

$$I_1(t) = i_1(t) + a_1 + y_1(t)$$

$$I_2(t) = i_2(t) + y_2(t)$$

Ist $y_2(t) = 0$ oder klein gegen $y_1(t)$, so spricht man vom „irreversiblen anomalen Strom“ im Gegensatz zu dem „reversiblen anomalen Strom“, bei dem $y_2(t) = -y_1(t)$ ist.

Der irreversible anomale Strom wurde hauptsächlich bei flüssigen Dielektriken, mitunter auch bei festen Stoffen wie Papier beobachtet. Unter analogen Gesetzen erfolgen die Erscheinungen in flüssigen und festen dielektrischen Medien bei Einwirkung von Licht, Röntgen- oder Radiumstrahlen.

Die vom reversiblen anomalen Strom transportierte Elektrizitätsmenge wird als „Rückstandsladung“, „Residuum“ oder absorbierte Ladung bezeichnet.
R. Jaeger.

Anomaler Zeemaneffekt. Nur die „Einfachlinien“ (Singulettlinien, vgl. „Serienspektren“ und „Multipletts“) zeigen den normalen Zeemaneffekt (= Z., s. d.). Die meisten Linien sind „Mehrfachlinien“ (Dubletts, Tripletts, allgemein: Multipletts) und zeigen im Magnetfeld entweder einen anomalen Abstand der beiden zirkularpolarisierten Komponenten (K.) oder, und das ist der bei weitem häufigste Fall, eine größere Zahl von K. In der zunächst unübersichtbaren Fülle der Erscheinungen sind durch Einordnung der Spektrallinien in Serien wichtige Gesetzmäßigkeiten aufgedeckt worden. Erstens zeigen i. a. Linien der gleichen Serie, sowie die Linien entsprechender Serien verschiedener Elemente (allgemein Linien, die sich aus gleichartigen „Termen“ zusammensetzen) bezüglich der Zahl der K. und der Größe der Aufspaltung in der Skala der Schwingungszahlen den gleichen Effekt; das ist die sog. Prestonsche Regel, die häufig erst zur Auffindung zusammengehöriger Serienlinien und zu ihrer Einordnung geführt hat. Zweitens ist die Aufspaltung der einzelnen Linien ein kleines ganzzahliges Vielfache eines ganzzahligen Teils der normalen Aufspaltung (Rungesche Regel); d. h. der Abstand der Komponenten $\Delta\nu$ von der ursprünglichen Schwingungszahl ν_0 der Linien ist gleich $\Delta\nu_0 \cdot q/r$, wo $\Delta\nu_0 = -c \Delta\lambda/\lambda^2$ die normale „Lorentzaufspaltung“

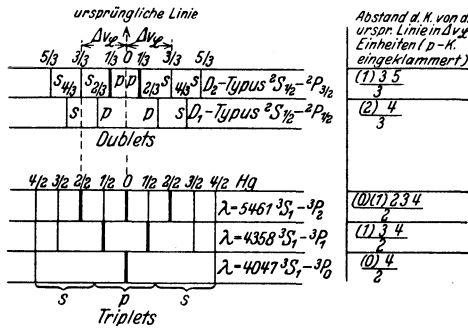
gleich $\frac{\epsilon}{4\pi\mu} H = 1,4 \cdot 10^6 \cdot H$ ist (H Feldstärke in

Gauss, $\epsilon/\mu = 1,76 \cdot 10^7$ spezifische Ladung des Elektrons, vgl. Artikel „normaler Zeemaneffekt“) und q sowohl als r ganze, meist kleine Zahlen sind (bei höheren Multipletts, z. B. der Eisenreihe (Fe, Co, Ni, Ru, Rh, Pd etc.), kommen allerdings Zahlen über 100, ja über 1000 vor, deren Ganzzahligkeit natürlich nicht mehr garantiert werden kann). Diese Regel ist von größter Wichtigkeit: sie deckt einen neuen Zusammenhang mit dem normalen Verhältnis ϵ/μ auf und hat die quantenmäßige Deutung des anomalen Zeemaneffekts (a. Z.) ermöglicht. Bei allen Dublettlinien der Haupt- und scharfen Nebenserie der Alkaliliniens, der Bogenlinien der Erden und der Funkenlinien der Erdalkalien tritt der „Rungesche Nenner“ $r=3$ auf; das bekannteste Beispiel dafür sind die D-Linien des Na (vgl. umstehende Figur; z. B. die äußersten, senkrechtschwingenden K. des Sextetts der D_2 -Linie um $\Delta\nu_0 \cdot \frac{5}{3}$ von der ursprünglichen Lage der Linie entfernt).

Der Rungesche Nenner $r=2$ ist charakteristisch für die Haupt- und scharfe Nebenserie der Bogenlinien der Erdalkalien, der Funkenlinien der Erden

usw. Alle Einfachlinien dagegen zeigen, wie gesagt, den normalen Z. mit $r=1$.

Schließlich tritt bei genügend starken Magnetfeldern eine „Umwandlung“ der Aufspaltungen ein, dann nämlich, wenn die magnetische Aufspaltung nicht mehr klein gegen den natürlichen Abstand der Multiplettlinien ist. (Paschen-Back-Effekt.) Während die Aufspaltung zunächst proportional der Feldstärke erfolgt, treten mit wachsendem Feld, wenn sich die p- und s-K. (d. s. die parallel und senkrecht schwingenden Komponenten) benachbar-



Schema anomaler Zeemaneffekte.
 p = parallel zum Feld schwingende K.
 s = senkrecht zum Feld schwingende K.

ter Multiplettlinien einander zu nähern beginnen, unsymmetrische Veränderungen der einzelnen Zeemanbilder ein, gleich als ob zwischen den sich nähernden K. benachbarter Multiplettlinien Anziehungs- und Abstoßungskräfte beständen. Bei den stärksten Feldern schließlich bleiben von den vielen p und s-K. der verschiedenen Linien eines Multipletts im ganzen nur noch 3 K., 2 s und 1 p K. im normalen Abstand $\Delta\nu_0$ voneinander übrig, der nunmehr groß gegenüber dem Linienabstand des feldlosen Multipletts ist. So zeigt das enge Dublett der roten Li-Linie schon in mäßigen Feldern ein normales Triplet. Meist wird keine vollständige, sondern nur eine „teilweise Umwandlung“ („partieller Paschen-Back-Effekt“) beobachtet (vgl. w. u.). Die komplizierten Z. und den Paschen-Back-Effekt haben zunächst Lorentz und besonders Voigt im Rahmen der Elektronentheorie durch „Kopplungen“ zwischen den verschiedenen Elektronen eines Atoms zu deuten versucht: Neben der direkten Einwirkung des Magnetfeldes auf das schwingende und strahlende Elektron übt auch die Bewegung der andern magnetisch beeinflussten Elektronen Rückwirkungen auf das erstbetrachtete Elektron und verändert dessen Schwingung und Strahlung. Ein tieferes Verständnis und eine vollständige theoretische Deutung oder wenigstens Beschreibung der außerordentlich verschiedenartigen anomalen Z-Effekte wird aber erst durch die Quantentheorie ermöglicht.

Nach der Bohrschen Frequenzbedingung

$$\nu = \frac{1}{h} (W_a - W_e) = c T_e - c T_a,$$

die jede ausgestrahlte Schwingungszahl mit der Differenz der Energieerwerte W bzw. der Termwerte T zweier Quantenzustände (eines Anfangs- und eines Endzustandes des Quantenüberganges, gekennzeichnet durch den Index a bzw. e) verknüpft, ist die im Magnetfeld eintretende Änderung aus der Änderung der Energie- bzw. Termwerte der zwei Zustände herzuleiten (vgl. Artikel Zeemaneffekt). Die Energie eines Zustandes ist dabei, bis auf eine willkürliche Konstante, $W = -c \cdot h T$ (c ist die Lichtgeschwindigkeit). Die beobachteten Erscheinungen lassen sich, wenigstens bei den

normalen Multipletts — auf die etwas komplizierteren Dinge bei den Multipletts „höherer Stufe“ soll hier nicht eingegangen werden — vollständig beschreiben durch die Annahme, daß die Energieänderung ΔW eines Zustandes im Magnetfeld g mal so groß ist, als man nach der klassischen Rechnung erwarten sollte, wobei der Faktor g (der Landésche Aufspaltungsfaktor) für jede Termart und jede Multiplettlinie einen bestimmten angebbaren Wert hat (s. w. u.). Dagegen ist g von der Laufnummer und der chemischen Natur des betrachteten Atoms unabhängig — Prestonsche Regel! Also $\Delta W = h \cdot o \cdot \frac{mg}{2\pi}$, wobei

$o = \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} H$ die „Larmorpräzessionsgeschwindigkeit“ und m die „magnetische Quantenzahl“ ist (s. „Zeemaneffekt“). Man kann daher den anomalen Z. durch Einführung der „anomalen“ Larmorpräzisions g. o. beschreiben. So wird $\Delta\nu = \frac{1}{h} (\Delta W_a -$

$\Delta W_e) = \frac{0}{2\pi} (m_a g_a - m_e g_e)$, wobei die Indices a u. e

sich auf den Anfangs- und Endzustand des Quantenübergangs beziehen. Der Wert von g ist aus den Quantenzahlen l, j, s nach der Landéschen Formel

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$

zu berechnen. Dabei hat l für die S, P, D... Terme die Werte 0, 1, 2... und bedeutet nach der heutigen Quantenmechanik (s. d.) die Quantenzahl des Drehimpulses der Bahn; l ist daher um 1 kleiner als die Sommerfeldsche „azimutale“ (Neben-)Quantenzahl k. j ist die von Sommerfeld eingeführte „innere“, ganz- oder halbzahlige Quantenzahl, die die verschiedenen Linien eines Multipletts unterscheidet und in der heutigen Termbezeichnung nach Russell Saunders als rechter unterer Index erscheint (Tripletterme: $^3S_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2; ^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$ usw. Dubletterme: $^2S_{1/2}, ^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}; ^2D_{3/2}, ^2D_{5/2}$ usw.). Modellmäßig ist j als Quantenzahl des gesamten Drehimpulses des Atoms anzusehen. Der linke obere Index am Term kennzeichnet die Multiplizität und ist gleich $2s+1$ (für Singulets ist $s=0$, für Dublets $s=1/2$, für Triplets $s=1$ usw.). Modellmäßig betrachtet man heute (1927) s als Quantenzahl des Drehimpulses der Eigenrotation („spinning“) der Elektronen, wobei für das einzelne Elektron $s=1/2$ ist, und die Impulse mehrerer Elektronen vektoriell (geometrisch) zusammengesetzt werden. Ebenso ist j aus l und s „geometrisch“ zusammensetzen. $|l - s| \leq j \leq l + s$.

Bei einem einzelnen Elektron folgt daher mit $s=1/2$ für $l=0$ (S-Term) $j=1/2$; für $l=1$ (P-Term) $j=1/2$ und $3/2$; $l=2$ (D-Term) $j=3/2$ und $5/2$, d. s. die Dubletterme der Alkalien, der Erden und der einfachen Ionen der Erdalkalien. Bei 2 Elektronen ist $s_1 = +1/2, s_2 = +1/2, s = s_1 \pm s_2 = 0$ oder 1, also für $l=0$ (S-Term) $j=0$ und 1; für $l=1$ (P-Term) $j=1$ und 0, 1, 2; für $l=2$ (D-Term) $j=2$ und 1, 2, 3 d. s. die Singulett- und Tripletterme der Erdalkalien und einfachen Ionen der Erden, die 2 Valenzelektronen und nach dem Bohr-Stonerschen Schema 2 Elektronen außerhalb der impulslosen Edelgasgruppen besitzen (s. Periodisches System).

Die Komponente von j in Richtung von ξ ist die magnetische Quantenzahl m, die ebenso wie j ganz-

oder halbzahlrig ist und daher die Werte $j, j-1, j-2 \dots -(j-2), -(j-1), -j$ annehmen kann.

Der „anomale“ Energiewert $\Delta W = \frac{h\nu}{2\pi} m \cdot g$, speziell der von 1 verschiedene Faktor g ergibt sich erst durch die Annahme, daß der Drehimpuls der Eigenrotation (s) des Elektrons sich im Magnetfeld „anomal“ verhält, nämlich einen doppelt so großen Beitrag zum Wert ΔW liefert wie der Drehimpuls (l) der Elektronenbahn. Auf diese eine Annahme sind z. Z. alle Erscheinungen der anomalen Zeemaneffekte zurückgeführt. Eine exakte Ableitung des Landéschen Faktors g auf Grund dieser Annahme liefert die Quantenmechanik (Heisenberg und Jordan). Setzt man den Impulsvektor der Eigenrotation S und den der Bahn L zum Gesamtimpulse J zusammen, so hat man zu der Komponente von J in Richtung von ξ noch die Komponente hinzu zu zählen, die die Projektion von S in Richtung von J in der ξ -Richtung liefert.

Man berechnet nun den Zeemaneffekt einer bestimmten Linie z. B. von (${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$), indem man die zu den l, j und s-Werten der zwei Terme gehörigen g-Werte ausrechnet, sie mit den zu den j gehörigen m-Werten multipliziert und die Differenz für die Anfangs- und Endbahn $m_{aga} - m_{ege}$ bildet, wobei wieder $\Delta m = 0$ eine p-K. und $\Delta m = \pm 1$ die s-K. liefert (vgl. „Zeemaneffekt“), außerdem tritt bei einem Übergang $j \rightarrow j$ ($\Delta j = 0$) die dem Übergang $m = 0 \rightarrow m = 0$ entsprechende K. nicht auf; man erhält so die Aufsplittings in Einheiten der normalen Aufspaltung $\Delta\nu_{\Omega} = 0/2\pi$. Für S-Terme ($l = 0$) ist g stets gleich 2 (nur für Singulett-S-terme mit $s = 0, j = 0$ ist $g = 1$), für Dubletterterme ist

$$g = \frac{j + \frac{1}{2}}{1 + \frac{1}{2}}$$

So ergibt sich z. B. für eine Dublettlinie ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$.

m =		$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$
${}^2S_{1/2}; g = 2$	mg =		-1	$+1$	
${}^2P_{3/2}; g = \frac{4}{3}$		-2	$-\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$+2$

$\Delta\nu/\Delta\nu_{\Omega} = -\frac{5}{3} -\frac{3}{3} -\frac{1}{3} +\frac{1}{3} +\frac{3}{3} +\frac{5}{3}$
 Polarisation: s s p p s s

Abgekürzt schreibt man diesen Zeemantypus (1), 3, 5

Oder für eine Triplett-Linie ${}^3S_1 - {}^3P_2$:

m =		-2	-1	0	$+1$	$+2$
${}^3S_1; g = 2$	mg =		-2	0	$+2$	
${}^3P_2; g = \frac{3}{2}$		-3	$-\frac{3}{2}$	0	$+\frac{3}{2}$	$+3$

$\Delta\nu/\Delta\nu_{\Omega} = -\frac{4}{2} -\frac{3}{2} -\frac{2}{2} -\frac{1}{2} 0 +\frac{1}{2} +\frac{2}{2} +\frac{3}{2} +\frac{4}{2}$
 Polarisation: s s s p p p s s s
 abgekürzt

(0), (1), 2, 3, 4 usf.

Folgende Tabelle enthält die g-Werte für die verschiedenen normalen oder niederen Multiplettarten; in der ersten Vertikalreihe stehen die Termbezeichnungen, in der zweiten die zugehörigen l-Werte, in der ersten Horizontalreihe außerdem die j-Werte. Die Werte $\frac{0}{0}$ in der Kolonne $j = 0$ bedeuten,

Tabelle
 Aufsplittingsfaktoren g für normale Multipletts.

	j	0	1	2	3	4	5	6	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$	
S	0	$\frac{0}{0}$							2							
P	1		1						$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$						
D	2			1						$\frac{4}{5}$	$\frac{6}{5}$					
F	3				1						$\frac{6}{7}$	$\frac{8}{7}$				
S	0		2						2							
P	1	$\frac{0}{0}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$					$\frac{8}{3}$	$\frac{26}{15}$	$\frac{8}{5}$					
D	2		$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{4}{3}$				0	$\frac{6}{5}$	$\frac{48}{35}$	$\frac{10}{7}$				
F	3			$\frac{2}{3}$	$\frac{13}{12}$	$\frac{5}{4}$				$\frac{2}{5}$	$\frac{36}{35}$	$\frac{78}{63}$	$\frac{4}{3}$			
S	0			2					2							
P	1		$\frac{5}{2}$	$\frac{11}{6}$	$\frac{5}{3}$					$\frac{12}{5}$	$\frac{66}{35}$	$\frac{12}{7}$				
D	2	$\frac{0}{0}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$			$\frac{10}{3}$	$\frac{28}{15}$	$\frac{58}{35}$	$\frac{100}{63}$	$\frac{14}{9}$			
F	3		0	1	$\frac{5}{4}$	$\frac{27}{20}$	$\frac{7}{5}$		$-\frac{2}{3}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{46}{35}$	$\frac{88}{63}$	$\frac{142}{99}$	$\frac{16}{11}$		
S	0				2				2							
P	1			$\frac{7}{3}$	$\frac{23}{12}$	$\frac{7}{4}$				$\frac{16}{7}$	$\frac{122}{63}$	$\frac{16}{9}$				
D	2		3	2	$\frac{7}{4}$	$\frac{33}{20}$	$\frac{8}{5}$		$\frac{14}{5}$	$\frac{72}{35}$	$\frac{88}{21}$	$\frac{56}{33}$	$\frac{18}{11}$			
F	3	$\frac{0}{0}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	4	2	$\frac{12}{7}$	$\frac{34}{21}$	$\frac{52}{33}$	$\frac{222}{143}$	$\frac{20}{13}$	

daß diese Terme im Magnetfeld nicht aufspalten (die entsprechende Elektronengruppe besitzt kein magnetisches Moment).

Was schließlich den Paschen-Back-Effekt betrifft, so ist er modellmäßig so zu verstehen, daß ein genügend starkes äußeres Feld die Zusammensetzung der Vektoren des Drehimpulses der Eigenrotation S und der Bahn L zum Gesamtimpulse J stört, bzw. aufhebt; die wirksame Impulskomponente in Richtung des äußeren Feldes \mathfrak{H} erhält man dann durch unmittelbare Projektion von S und L in die Richtung \mathfrak{H} und Addition dieser Komponenten. Sind die zugehörigen Quantenzahlen m_s und m_l , so entsteht $2m_s + m_l$, da ja nach dem oben Gesagten der Drehimpuls S (der Eigenrotation des Elektrons) „magnetisch doppelt zählt“. Diese Summe ist stets ganzzahlig, auch wenn m und damit m_s halbzahlig ist; denn l und daher m_l ist immer ganzzahlig. So wird die Änderung eines jeden Terms in genügend starkem Feld ein ganzzahliges Vielfaches der normalen Aufspaltung $\Delta\nu_g$, und gemäß den Auswahlregeln $\Delta m = 0$ bzw. ± 1 ergibt sich als Aufspaltung der durch Differenzbildung von zwei Termen gebildeten Schwingungszahl einer Spektrallinie das normale Triplett, wenn man noch berücksichtigt, daß die Intensität der (theoretisch-möglichen) ganzzahligen Vielfachen der Normalaufspaltung in der Grenze genügend hoher Felder — Null ist. Ist das Feld nur relativ zu der natürlichen Aufspaltung eines der zwei Terme groß, relativ zu der des andern aber nicht, so entsteht der oben erwähnte partielle Paschen-Back-Effekt.

R. Ladenburg.

Näheres s. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Braunschweig bei Vieweg 1924. E. Back u. A. Landé, Zeeman-Effekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien. Berlin bei Springer 1925. Handb. d. Physik. Bd. 21, 1929 u. 23, 1926. Müller-Pouillet, II 2, Kap. 33, 1929.

Anomalie des Erdmagnetismus. Eine örtliche Störung des erdmagnetischen Feldes. Man stellt sie dar durch Linien gleichen Betrags der Störung, das sind „Isanomalien“ (s. Erdmagnetismus, Landesaufnahmen). Die größte Anomalie liegt im Gouvernement Kursk in Rußland, wo sie das Erdfeld übertrifft. In Deutschland zeigen Ost- und Westpreußen die stärksten Anomalien. Die großen „regionalen“ Anomalien durchziehen ganze Teile der Kontinente und Ozeane und haben ihren Sitz in Tiefen von rund 10 km und darunter. Die „lokalen“ Anomalien haften vorwiegend am Grundgebirge und Ergußgesteinen oder Eisenerzen; sie sind in ihrer Ausdehnung und Stärke von der Gestalt und Lage dieser Massen abhängig.

A. Nippoldt.

Anomalie der Schwerkraft s. Schwerkraft.

Anomalie der dielektrischen Verschiebung s. d.

Anomaloskop. Das Anomaloskop von W. Nagel ist ein für bestimmte Zwecke eingerichteter, im Gebrauch sehr handlicher Farbmischapparat für Spektralfarben, in dessen einem Halbfeld das Licht der Natriumlinie ($589 \mu\mu$) fest, d. h. nur in seiner Lichtstärke variabel, eingestellt ist und in dessen zweitem Halbfeld die Lichter der Lithium- ($670 \mu\mu$) und der Thalliumlinie ($535 \mu\mu$) gemischt werden. Die Summe der Intensitäten letzter beider Lichter ist konstant, ihr gegenseitiges Verhältnis in der Mischung dagegen variabel. Da zwischen einem Gemisch dieser Lichter und dem Natriumlicht auf fovealem Gebiet (s. Gelber Fleck) von jedem Beob-

achter eine vollständige Gleichung erzielt werden kann, so ist der Apparat sehr geeignet, die drei Typen der Trichromaten (normal, protanomal, deutanomal; s. Farbenblindheit) an ihren Einstellungen zu unterscheiden. Die für die Herstellung der Gleichung erforderlichen Mengen der drei Lichter sind an den Nonien der Spalteinstellschrauben abzulesen.

Die Beschränkung auf die drei genannten Wellenlängen bringt den Vorteil mit sich, daß der Apparat immer gebrauchsfertig ist (wiederholte Eichungen desselben im Gebrauch erübrigen sich) und daß er auch von weniger Geübten ohne weiteres gehandhabt werden kann. Um ihn indessen auch für andere Zwecke als den genannten nutzbar zu machen, wird er in einer zweiten Ausführung angefertigt, die dadurch bedeutend kompändioser ist, daß das Okularrohr verschieblich angebracht ist und alle drei Lichter gleichzeitig, im selben Sinne, im Spektrum geändert werden können.

Dittler.

Näheres s. Tigerstedt, Handb. d. physiol. Meth. Bd. 3, II. Abt., S. 73 f. 1909.

Anorganische Chemie. Die Scheidung der Chemie in organische und anorganische Chemie war eine prinzipiell sinnvolle und strenge, solange man annahm, die in der belebten Natur hervorgebrachten und dieser charakteristischen Stoffe könnten nur unter Mitwirkung einer besonderen *vis vitalis* entstehen. Seit der berühmten Wöhlerschen Harnstoffsynthese ist diese grundsätzliche Scheidung hinfällig geworden und jeder wechselseitige Übergang anorganischer in organische Materie im Prinzip denkbar. Aus praktischen Gründen hat sich aber infolge der gewaltigen Mannigfaltigkeit der organischen Stoffe eine Scheidung hinsichtlich Forschung und Unterricht nicht entbehren lassen. Sie hat die Vorteile einer ökonomischen Arbeitsteilung, sollte aber doch, da sie erfahrungsgemäß eine gegenseitige Befruchtung beider Gebiete erschwert, nicht allzu streng gehandhabt werden. Als Teilungsprinzip gilt heute, daß man kohlenstoffhaltige Substanzen der organischen Chemie zuzählt, jedoch mit einigen wichtigen Ausnahmen: CO , CO_2 , $(\text{CN})_2$, HCN , HOCN , HSCN , HONC , C_2H_2 , C_2H_4 , CH_4 und C_2H_6 sowie deren Derivate mit anderen anorganischen Bestandteilen, metallorganische Verbindungen, Salze und komplexe Säuren und Basen aus anorganischen und organischen Bestandteilen u. ä. gehören zum mindesten beiden Gebieten an, die zuerst genannten werden sogar vorwiegend im Rahmen der anorganischen Chemie behandelt.

Schwieriger ist heute die Scheidung der anorganischen von der physikalischen Chemie geworden. In den Arbeitsmethoden liegt sie keinesfalls, da diese heute in weitem Umfange der physikalischen Chemie entlehnt werden. Sie ist mehr eine psychologische, in der Problemstellung begründete, indem der Anorganiker meist die Frage nach dem Stoff und seinen Eigenschaften der nach dem Gesetz überordnet. Begreiflicherweise ist diese Scheidung nicht streng durchgeführt. Schwab.

Anregungsspannung s. Elektronenstoß.

Anregungsspannung von Röntgenröhren. Diejenige Spannung V , die an eine Röntgenröhre mindestens angelegt werden muß, damit eine bestimmte Minimalwellenlänge λ_{\min} emittiert wird. Ganz allgemein gilt:

$$V \cdot \lambda_{\min} = 12,35,$$

wo V in Kilovolt und λ_{\min} in Angströmeinheiten (10^{-8} cm) anzugeben ist (D u a n e - H u n t s ches Ge-

setz). Handelt es sich darum, die charakteristische Strahlung eines bestimmten Antikathodenmaterials anzuregen, so muß die Spannung mindestens so hoch gewählt werden, daß nach obiger Formel die zu dem betreffenden charakteristischen Spektrum gehörige Absorptionswellenlänge angeregt wird, wobei dann die ganze zu dieser Absorptionskante gehörige Linienserie erscheint. *Behnken.*

Anruf, Anrufapparat. Vorrichtung im Fernsprecherkehr und bei drahtlosen Empfangsstationen, die der Gegenstation anzeigt, daß ein Fernsprechernehmer bzw. eine Sendestation mit ihr zu verkehren wünscht. Im gewöhnlichen Fernsprecherkehr dient hierzu ein Anrufrelais mit Fallklappe, Anruflampe oder Wecker. Bei drahtlosen Empfangsstationen ist diese einfache Anordnung an sich ebenfalls möglich, da sie aber auf jede atmosphärische Störung ebenso ansprechen würde, unzweckmäßig. Es sind deswegen Anordnungen erdnen, welche nur auf ein bestimmtes Anrufzeichen ansprechen oder erst dann, wenn die Sendestation längere Zeit Strich gibt. Dazu kann z. B. ein in den Detektorkreis eingeschaltetes Drehspulgalvanometer sehr hoher Empfindlichkeit dienen, dessen bewegliches System sehr große Trägheit besitzt und erst bei größerem Ausschlag einen Kontakt betätigt. Mit dem Kontakt wird dann ein Stromkreis geschlossen und ein Wecker oder ein Farbschreiber in Tätigkeit gesetzt. Bei der großen Trägheit des Spulensystems wird der für den Kontaktschluß erforderliche Ausschlag durch kurze atmosphärische Störungen nicht erreicht, dagegen durch ein langes ununterbrochenes Zeichen der Sendestation. *E. Alberti.*

Näheres s. Zenneck-Rukop, Drahtlose Telegraphie.

Ansatzrohr. Man kann beim Ausfluß (s. d.) von Flüssigkeit aus Öffnungen in Gefäßwandungen die Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse im Öffnungsquerschnitt durch verschieden geformte Ansatzrohre, Düsen oder Mundstücke, die den Strahl allseitig oder nur teilweise umschließen und so mehr oder weniger führen, in gewissem Umfang beeinflussen. Über die besondere Form des Bordaschen Mundstückes s. d. Je nach der Zuströmung zur Öffnung erfolgt die Ausbildung der Strahleinschnürung. Die gegebenenfalls unter dem Einfluß der Schwerkraft stehende weitere Ausbildung der Strahlform folgt den durch die Ansatzrohre geschaffenen Druckverhältnissen, soweit der Strahl den Wandungen anliegt. Bei langen Ansatzrohren sind dann die Gesetze der Rohrreibung und der allmählichen oder plötzlichen Erweiterung oder Verengung maßgebend. Bezogen auf den Mündungsquerschnitt des Gefäßes, der bei konischer Verengung des Ansatzrohres der größte, bei konischer Erweiterung der kleinste Querschnitt (bei einem in das Gefäß hineinragenden „Einsatz“rohr entsprechend umgekehrt) ist, kann der Ausflußbeiwert (s. Ausfluß) zwischen 0,5 bei zylindrischem, dem Zufluß entgegen zugeschärftem Einsatzrohr (Borda) und etwa 2,3 bei günstig erweitertem Konusansatzrohr (also auf den engen Querschnitt bezogen, in dem dann relativ Unterdruck bzw. Saugen herrscht) verändert werden. Je nach den Querschnittsverhältnissen legt sich der Strahl hinter dem kontrahierten Querschnitt wieder an die Wandung an oder nicht, bzw. löst sich ein bis dahin noch anliegender Strahl bei zu starker Erweiterung von der Wand ab (vgl. Ablösung). Über den Einfluß von Länge, Erweiterungswinkel, Wandbeschaffenheit,

Querschnittsform, Richtung (vertikal, horizontal, schräg) der Ansatz- bzw. Einsatzröhren vgl. Lehrbücher der Hydraulik und technische Handbücher. Über die theoretischen Grundlagen außer den oben bezeichneten Stichwörtern die Stichwörter: Strahl, Düse, Kavitation, Venturirohr. *Eisner.*

Anschlebezylinder s. Längenmessungen.

Anstellwinkel eines Flugzeugflügels heißt der Winkel zwischen der Flügelsehne und der Flugrichtung; dieser Winkel muß nicht über den ganzen Flügel denselben Wert haben; meist werden die Flügel aus Rücksicht auf die Querstabilität verwunden, d. h. sie haben außen kleinere Anstellwinkel wie innen. Vom Anstellwinkel hängen alle Luftkräfte wesentlich ab; bei kleinen Anstellwinkeln (-4° bis 12°), die für den normalen Flug ausschließlich in Betracht kommen, wächst der Auftrieb sehr stark mit dem Anstellwinkel und zwar ungefähr linear; der Widerstand wächst langsamer, etwa parabolisch. Bei größeren Anstellwinkeln wächst der Widerstand weiter, der Auftrieb erreicht aber ein Maximum und sinkt wieder. Beim Anstellwinkel Null verschwindet der Auftrieb nur bei ebenen Flügeln, bei gewölbten ist er nicht unerheblich positiv. *L. Hopf.*

Anstiegswinkel eines Flugzeuges ist der Winkel zwischen der Bahn eines Flugzeuges und der Horizontalen. Er ist nicht mit dem Anstellwinkel zu verwechseln. *L. Hopf.*

Antenne. Eine Anordnung zum Ausstrahlen und Empfangen von elektrischen Schwingungen. Meist ist sie ein offenes Schwingungssystem. Die in der Luft hochgeführten Teile der Antenne werden auch als Luftleiter bezeichnet. Die einfachste Antennenform ist der gerade Draht, der heute noch bei Luftschiffen und Flugzeugen zur Anwendung gelangt. Zur Unterbringung größerer Energiemengen und Verminderung des Leiterwiderstands ist eine größere Anzahl von parallel

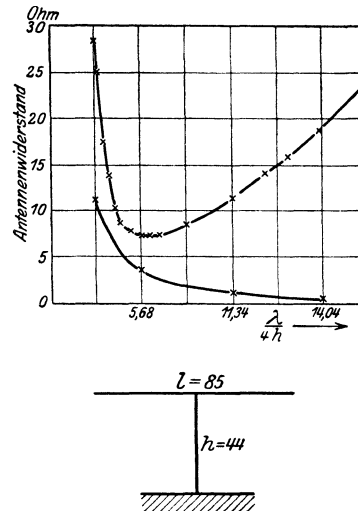


Fig. 1 u. 2. Landantenne. Ausgezogene Kurve: Strahlungswiderstand.

geschalteten Drähten erforderlich (Harfen, Doppelkonus, L-, T- und Schirm-Antenne). Es handelt sich hier immer darum, in möglichst großer Höhe ökonomisch eine möglichst große Fläche anzuordnen. Bei Großstationenantennen kommt man

so auf Höhen bis über 200—300 m und Längenausdehnungen bis über 1 km. Die statische Kapazität einer solchen Antenne gegen Erde beträgt dann 30—100 000 cm bei einer Aufnahmefähigkeit von etwa 500 kW Hochfrequenzenergie. Die Grenze der Belastung einer Antenne ist durch die Isolatoren gegeben, meist bei einer Spannung von nicht über 150 000 Volt.

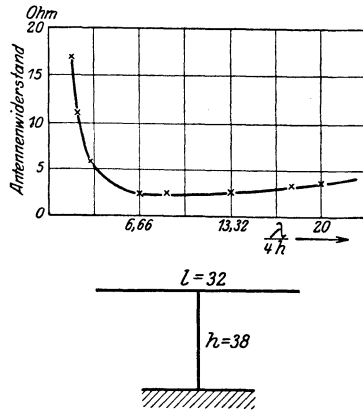


Fig. 3 u. 4. Schiffsantenne.

Für die Sendeantenne gilt: der Strahlungswiderstand $w_s = \frac{160 \cdot \pi^2 \cdot h^2}{\lambda^2}$; h ist die mittlere geometrische Höhe. Die Wirkung ist also proportional dem Quadrat der Höhe und umgekehrt proportional dem Quadrat der Welle. In der Eigenschwingung des geraden Drahtes ist $w_s = 36,6$ Ohm. Die Form der Antenne ist unwesentlich, dagegen die Erdungs- und sonstigen Widerstände (Spulen) von größter Bedeutung. Fig. 1 u. 3 zeigen die für den Strahlungswirkungsgrad in Betracht kommenden Widerstände für Land- und Schiffsantennen. Die untere Kurve Fig. 1 ist hier der reine Strahlungswiderstand. Man sieht, die Bodenbeschaffenheit unter der Antenne ist von größter Bedeutung. Um den mit zunehmender Wellenlänge wieder zunehmenden Erdwiderstand zu vermindern, ist man zu Gegengewichten übergegangen, d. h. man verbindet die Antenne statt mit der Erde mit einem Drahtnetz, das isoliert von der Erde parallel zu derselben ausgespannt ist (meist mehr als 12—50 bis 100 m lange Drähte in 1—5 m Höhe über dem Boden). Das Gegengewicht ist aufzufassen als eine Kapazität, welche zwischen Antenne und Erde gelegt ist und die Antennenkapazität C_A verkleinert, so daß C_{Ar} dann gleich

$$C_{Ar} = \frac{C_A \cdot C_G}{C_A + C_G}$$

Die Antennenkapazität läßt sich aus der wechselseitigen Kapazität der einzelnen Antennenelemente berechnen. Angenähert gilt für eine nicht zu lang gestreckte Antenne (Drähte nicht zu weit auseinander)

$$C = \left(4 \sqrt{a} + 0,88 \frac{a}{h} \right) \cdot 10^{-5} \mu F \quad \begin{array}{l} a = \text{Fläche in m}^2 \\ h = \text{Höhe in m} \end{array}$$

für eine lange Antenne mit einer Länge
> 8fache Breite

$$C = \left(4 \sqrt{a} + 0,88 \frac{a}{h} \right) \left(1 + 0,015 \frac{1}{h} \right) \cdot 10^{-5} \mu F,$$

d. h. C ist gleich der Kapazität einer Scheibe frei im Raum und derjenigen eines Plattenkondensators

ohne Randwirkung. Dazu kommt noch die Kapazität der Durchführung.

Die Kapazität der Sendeantenne ist für die Strahlungswirkung gleichgültig und nur bestimmt aus der Energie, die die Antenne aufnehmen soll. Bei großen Antennenverlängerungen ist eine große Kapazitätsfläche günstiger: es reduziert sich der Erdwiderstand. Der Wirkungsgrad der Antenne ist gegeben durch

Strahlungswiderstand

Strahlungswiderstand + Verlustwiderstand.

Die Antennenleistung wird vielfach beurteilt nach dem Produkt aus der Effektivhöhe in m und der Stromstärke im Erdungspunkt in Ampere. Die Leistung der größten Antennenanlagen liegt in der Größenordnung von 100 000 Meterampere.

Für den Empfang gilt: Die Wirkung ist proportional $\left(\frac{h}{\lambda} \right)^2$. Bei Antennen mit h unter 20 m ist

wegen der Grundwassereinflüsse die Wirkung geringer als proportional h^2 . Kapazität und Form der Antenne sind von Einfluß. Die Breite der Antenne erhöht die Lautstärke nicht, wohl aber die Länge und es kann hier teilweise die Höhe durch die Länge ersetzt werden. Große Antennenhöhen sind hier auch deshalb nicht immer erforderlich, da bei Empfang beliebige Verstärkungsmittel angewendet werden können. Das Verhältnis Lautstärke zu Störungen, auf das es hier allein ankommt, ist bei verschiedenen großen Antennen in den meisten Jahres- und Tageszeiten dasselbe.

Über Eigenschwingungen der Antenne s. Eigenschwingung.

A. Meissner.

Antidatoren s. Antiklopfmittel.

Antikathode. In einer Röntgenröhre diejenige Elektrode, welche der Kathode gegenübergestellt ist und die von der letzteren ausgehenden Kathodenstrahlen auffängt und abbremst. Sie bildet die eigentliche Röntgenstrahlenquelle. Ihr Material ist von Einfluß auf die spektrale Zusammensetzung der emittierten Strahlung. (Vgl. den Art. Charakteristische Strahlung.) Da in ihr im wesentlichen die der Röntgenröhre zugeführte Energie in Wärme umgewandelt wird, so muß sie aus einem möglichst wärmebeständigen Material (z. B. Wolfram oder Platin) hergestellt und außerdem möglichst gut gekühlt werden. (Vgl. d. Art. Siedekühlröhre.)

Behnken.

Antiklastische Fläche s. Biegung.

Antiklopfmittel. Geringe Zusätze eines Antiklopfmittels oder Klopfweides zum Treibstoff unterdrücken das „Klopfen“ im Explosionsmotor. Das „Klopfen“ ist auf eine vorzeitige plötzliche Freigabe von Energie zurückzuführen. Es tritt besonders bei hoher Kompression ein. Der Wirkungsgrad des Motors ist abhängig vom Grad der Kompression, so daß man möglichst hoch komprimiert. Brennstoffe, die eine hohe Kompression vertragen, werden als klopfest bezeichnet. Entzündet sich der Brennstoff vorzeitig oder detonationsartig, so „klopft“ der Motor. Durch Zusatz eines Antiklopfmittels wird auch bei solchen Brennstoffen die Anwendung eines höheren Kompressionsgrades ermöglicht. Diejenigen Stoffe, welche am stärksten zum Klopfen Anlaß geben, sind im allgemeinen am leichtesten der Oxydation zugänglich. Die Kompressionsfestigkeit steigt bei den Kohlenwasserstoffen mit

sechs Kohlenstoffatomen nach der Reihe: Hexan, Cyclohexan, Cyclohexen, Benzol.

Als Klopfteufende verwendet man hauptsächlich flüssige organische Schwermetallverbindungen, z. B. Tetraäthylblei oder Eisenpentacarbonyl; letzteres ist im Motyl und im Motalin enthalten. Diese Stoffe verdampfen und scheiden beim Erhitzen oxydierbaren, überaus reaktionsfähigen Metallstaub in feinsten Verteilung ab. An den überall im Gasgemisch verteilten festen Oberflächen brechen sich die Reaktionsketten, so daß eine vorzeitige Entflammung oder ein zu heftiger Verlauf der Explosion verhindert wird, während eine gemäßigte homogene Verbrennung begünstigt ist. Im Lichtbogen feinst zerstäubtes Eisen und Blei ergeben eine gleichartige, wenn auch schwächere Wirkung. Eine Anzahl organischer Verbindungen der Metalle der Eisengruppe wird ebenso verwendet. Auch Stoffe anderer Natur können klopfhindernd wirken, z. B. Anilin. Klopfteufende sind negative Katalysatoren bei der Sauerstoffübertragung, doch ist diese Wirkung an ein gewisses Temperaturgebiet gebunden. Bei Temperaturen oberhalb 600° C hat z. B. ein Zusatz von $\text{Fe}(\text{CO})_5$ zu Hexan keinen Einfluß mehr.

Die Selbstentzündungstemperaturen solcher Brennstoffe, die leicht zum Klopfen Anlaß geben, werden durch verhältnismäßig geringe Zusätze von Klopfteufenden wesentlich erhöht und nehmen bei weiterem Zusatz dann nicht mehr zu:

Selbstentzündungstemperatur	
Benzin	415°
+ 0,2% $\text{Fe}(\text{CO})_5$	446°
+ 0,5% $\text{Fe}(\text{CO})_5$	472°
+ 0,7% $\text{Fe}(\text{CO})_5$	478°
+ 10% $\text{Fe}(\text{CO})_5$	474°.

Klopfteufende Brennstoffe besitzen im allgemeinen verhältnismäßig hohe Selbstentzündungspunkte, wenn auch Klopfteufensicherheit und Selbstentzündungstemperatur nicht parallel gehen. Bei klopfteufendsten Brennstoffen mit hoher Selbstentzündungstemperatur, z. B. beim Benzol, tritt eine wesentliche verbessernde Wirkung durch die Klopfteufende nicht ein.

M. Bodenstein, Zs. Elektrochem. 35, S. 539, 1929; E. Berl, K. Heise u. K. Winnacker, Zs. phys. Chem. A 139, S. 453, 1928; Mittasch, Zs. angew. Chem. 41, 827, 1927. R. Wendlandt.

Antikohärer. Detektoren der drahtlosen Telegraphie, bei denen die elektromagnetischen Schwingungen nicht, wie beim Kohärer, eine Widerstandsabnahme, sondern eine Widerstandszunahme bewirken. Die wichtigsten sind:

1. Der Responder von de Forest: Eine Paste aus wasserhaltigem Glycerin, Metallfeilicht und pulverisierter Bleiglätte befindet sich in einer Glasröhre zwischen zwei metallischen Elektroden. Der Hilfsstrom bildet leitende Brücken zwischen den einzelnen Pulverkörnern, die Hochfrequenzschwingungen zerstören sie wieder und erhöhen dadurch den Widerstand.

2. Der Antikohärer von Joos: Zwei sich kreuzende Silberdrähte, die sich im Kreuzungspunkt nahezu berühren, in einer Lösung von Bromkalium. Die Wirkungsweise ist die gleiche wie bei 1. Güntherschulze.

Antiphon nennt man einen kleinen Körper von passender Form und genügender Nachgiebigkeit, der in den Gehörgang eingeführt wird, um das

Ohr gegen das unerwünschte Eindringen von Schall (Lärm) nach Möglichkeit zu schützen.

E. Waetzmann.

Näheres s. M. Plessner, Das Antiphon. Rathenow 1885.

Antipoden, optische s. Optische Modifikationen.

Antizyklone. (Barometrisches Maximum, Hoch). Gebiet hohen Luftdruckes, in dem die Luft in absteigender Bewegung begriffen ist, so daß sie in den unteren, der Erdoberfläche nahen Schichten nach außen hin abströmen muß, jedoch nicht in radialer Richtung, sondern mit der, durch die Erdrotation hervorgerufenen Ablenkung. Auf der nördlichen Halbkugel zeigen also die ausfließenden Luftströmungen eine Drehung mit dem Uhrzeiger. Je höher der Luftdruck in einer Antizyklone ist, um so geringer ist der Ablenkungswinkel zwischen Gradienten (s. Luftdruckgradient) und Windrichtung, dessen Wert für den Atlantischen Ozean und Europa in der geographischen Breite von 51° bis 56° Nord zu 38° bis 53° ermittelt wurde. Gradient und Windstärke wachsen kontinuierlich bei der Annäherung an das Gebiet der Zyklone (s. d.). Die normale Form der Antizyklonen ist oval. Sie bewegen sich in Europa meist nach dem östlichen Quadranten hin mit einer mittleren Geschwindigkeit von 7 m pro sec. In der Höhe geht die vom Zentrum nach außen strömende antizyklonale Luftbewegung in die einströmende, zyklonale über, ein Beweis dafür, daß die antizyklonale Luftdruckverteilung in der Höhe allmählich in eine zyklonale übergeht. Die Temperaturabnahme mit der Höhe ist in den Antizyklonen im allgemeinen gering.

In ihrem Gebiet herrscht eine Witterung, die gerade das Gegenteil von dem Wetter in den Zyklonen zu sein pflegt. Schwache Luftbewegung, heiterer Himmel und Mangel an Niederschlägen sind ihre wesentlichsten Züge. O. Baschin.

Antrieb. Mit Antrieb einer Stoßkraft bezeichnet man auch das Zeitintegral über eine Stoßkraft. Während der Stoßdauer $t' - t$ ist also der Antrieb einer Stoßkraft gleich der Zunahme des Impulses des gestoßenen Körpers. Vgl. d. Artikel: Impulsätze und Stoß.

Anzapfturbine wird eine Dampfturbine genannt, der in irgendeiner Stufe ein Teil des Arbeitsdampfes zum Kochen oder Heizen entnommen wird. Eine Vorrichtung hat dafür zu sorgen, daß der Entnahmedruck bei jeder Belastung der Turbine annähernd gleich bleibt. Es werden auch Turbinen mit zwei Entnahmestellen gebaut. L. Schneider.

Näheres s. L. Schneider, Abwärmeverwertung im Kraftmaschinenbetrieb. 4. Aufl. Berlin.

Anziehung (Abstoßung), magnetische. Eisen, Nickel, Kobalt und Heuslersche Legierungen werden von permanenten Magneten oder anderen magnetischen Feldern stark, paramagnetische Substanzen nur sehr schwach angezogen, diamagnetische abgestoßen, und zwar von beiden Polen. Für Magnetpole gilt der Satz, daß sich gleichnamige Pole abstoßen, ungleichnamige anziehen, und zwar proportional den beiden Polstärken m_1, m_2 und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung r der Pole voneinander: $P = m_1 m_2 / r^2$; vgl. auch Zugkraft. Gumlich.

Anziehung, elektrostatische. Die elektrostatische Anziehung, welche z. B. geriebener Bernstein auf leichte Teilchen ausübt, war bereits um 600 v. Chr. bekannt. Ein elektrisch geladener Körper zieht sowohl einen ungeladenen wie einen ungleichartig geladenen Körper an. Die Stärke der Anziehung

bestimmt sich durch das Coulombsche Gesetz (s. d.). Die praktische Anwendung der elektrostatischen Anziehung zu Meßzwecken zeigen das Elektroskop, das Elektrometer, die Potentialwaage, und schließlich alle elektrostatischen Meßinstrumente. Ein Phänomen, das auf elektrostatischer Anziehung beruht und zu praktischen technischen Anwendungen geführt hat, ist der Johnson-Rabecksche Effekt (s. d.).

R. Jaeger.

Apastron, der Gegenpunkt des Periastrons, s. d.
Aperiodische Bewegung s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Aperiodische Kondensatorentladung s. Entladung eines Kondensators, s. Eigenschwingung, elektrische.

Aperiodischer Kreis. Ein Kreis, dessen Schwingungsdauer im Betriebszustand nicht zur Geltung kommt. Enthält er Kapazität und Selbstinduktion,

so muß sein Widerstand $>$ als $2 \sqrt{\frac{L}{C}}$ sein

(s. Schwingungen).

A. Meissner.

Aperiphraktisch. Nach Maxwell wird ein abgegrenztes Gebiet aperiphraktisch genannt, wenn eine im Innern beliebig gelegte, geschlossene Fläche auf einen Punkt zusammengezogen werden kann, ohne das Gebiet zu verlassen; andernfalls ist das Gebiet periphraktisch. Ein zweidimensionales periphraktisches Gebiet ist zugleich mehrfach zusammenhängend. Der Unterschied periphraktischer und aperiphraktischer Räume hat für die Potentialtheorie und die klassische Hydrodynamik Bedeutung.

Eisner.

Apertometer heißt eine Vorrichtung, die (numerische) Apertur eines Mikroskopobjektivs zu messen (s. den Artikel Mikroskop). Die übliche Form ist Ende der siebziger Jahre von E. Abbe angegeben, von der Zeißschen Werkstätte in den Handel gebracht worden. Sie beruht darauf, daß das Objektiv als Fernrohrobjektiv benutzt und sein Gesichtsfeld bestimmt wird. H. Siedentopf hat 1915 ein Apertometer angegeben, das auf der Sichtbarkeit fadenförmiger Gegenstände beruht (s. Ultramikroskopie).

H. Boegehold.

Näheres s. E. Abbe (C. Zeiss), Beschreibung des Apertometers (1878). Ges. Abhandl. Bd. I, S. 113 bis 118. — Einige Bemerkungen über das Apertometer (1880) ebenda S. 227—243. — H. Siedentopf, Über das Auflösungsvermögen der Mikroskope bei Hellfeld- und Dunkelfeldbeleuchtung. Zeitschr. f. wiss. Mikrosk. Bd. 32, S. 1—42. 1915.

Apertur, numerische. Abbe und Helmholtz fanden voneinander unabhängig (1873 und 1879), daß der kleinste Abstand d zweier Punkte, die man noch gerade mit einem optisch vollkommenen Objektiv als getrennt erkennen kann, gleich ist:

$$d = \frac{\lambda}{n \cdot \sin \alpha};$$

es ist dabei α der halbe Öffnungswinkel der eintretenden Bündel, n das Brechungsverhältnis des Mediums, das das Objekt von der Frontlinse trennt und λ die Wellenlänge des Lichtes, das vom Objekt her in das Mikroskop tritt. Nach Abbe heißt der Nenner $n \cdot \sin \alpha$ die numerische Apertur. Vgl. Mikroskop.

v. Staal.

Aperturblende. Eine Blende, die die Öffnung der abbildenden Bündel einschränkt.

Apex nennt man den Zielpunkt der Bewegung von Sternen an der scheinbaren Himmelskugel oder auch den momentanen Zielpunkt der Erde oder anderer Angehöriger des Sonnensystems bei ihrer Bewegung um die Sonne. Gewöhnlich bezeichnet

man jetzt mit Apex schlechthin den Punkt, nach dem die Bewegung des Sonnensystems gerichtet ist. Während es keine Schwierigkeiten macht, den Apex der Erdbewegung für einen beliebigen Zeitpunkt anzugeben, da diese Bewegung sehr genau bekannt ist, stellt die Bestimmung des Sonnenapex eine Aufgabe von erheblicher Schwierigkeit dar, deren Lösung an verschiedene Voraussetzungen geknüpft ist. Bis zu Halleys Zeiten nahm man an, daß die Örter der Sterne am Himmel unveränderlich seien (Fixsterne), und daß die beobachteten Bewegungen nur durch die Präzession der Erdachse zu erklären seien. Halley wies darauf hin, daß die Präzession allein nicht ausreichte, die Bewegungen der Sterne am Himmel zu erklären, sondern es sei noch eine wenn auch kleine Bewegung der Sterne vorhanden (Eigenbewegung).

Als eine größere Anzahl von Eigenbewegungen bekannt war, versuchte man, ob nicht wenigstens ein Teil dieser Bewegungen (motus parallactici) durch die Bewegung des Sonnensystems zu erklären sei. Die beobachtete Eigenbewegung setzt sich also aus zwei Bewegungen zusammen, nämlich aus der motus peculiaris oder individuellen Eigenbewegung genannten Ortsveränderung des Sternes im Raume und zweitens aus einer scheinbaren Bewegung, motus parallacticus genannt, die das Spiegelbild der Bewegung des Sonnensystems im Raum ist. Damit war die Frage nach dem Apex der Sonnenbewegung aufgeworfen. Ihre Lösung gelang erstmalig W. Herschel im Jahre 1783. Aus den scheinbaren Bewegungen von nur sieben hellen Sternen leitete er den Apex ab. Der von ihm angegebene Punkt liegt in der Tat nahe bei demjenigen, der nach zahlreichen Bestimmungen noch heute als Apex angesprochen wird.

Die parallaktische Bewegung bewirkt ein Auseinanderrücken der Sterne in der Umgebung des Zielpunktes der Bewegung und ein Zusammenrücken in der Nähe des Gegenpunktes (Antiapex). Bei der Bestimmung des Apex handelt es sich um die Aufgabe, aus den durch die Beobachtungen gegebenen Eigenbewegungen der Sterne die parallaktische Bewegung auszusondern. Die Lösung gelingt nur mit Hilfe einer Annahme über die Wirkung der individuellen Bewegungen. Zu dem Zwecke teilt man die Himmelskugel in eine geeignete Anzahl von Feldern ein und bildet für jedes Feld den Mittelwert der aus den Beobachtungen gefundenen Eigenbewegungen in Rektaszension und Deklination. Enthält jedes Feld genügend viele Sterne, so kann man annehmen, daß das Mittel von dem Einflusse der motus peculiaris frei ist. Bezeichnet man mit X , Y , Z die Komponenten der gesuchten parallaktischen Bewegung, bezogen auf ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen X -Achse durch den Frühlingspunkt geht, dessen Y -Achse nach dem Punkte des Äquators zeigt, dessen Rektaszension 90° beträgt und dessen Z -Achse nach dem Nordpol des Äquators zeigt, so bestehen zwischen diesen Komponenten und den Mittelwerten der Eigenbewegungskomponenten in Rektaszension und Deklination $\mu_\alpha \cos \delta$ und μ_δ eines Feldes folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} &+ X \sin \alpha - Y \cos \alpha = \mu_\alpha \cos \delta \\ &+ X \cos \alpha \sin \delta + Y \sin \alpha \sin \delta - Z \cos \delta = \mu_\delta. \end{aligned}$$

Hierin sind α und δ die äquatorealen Koordinaten der Mitte des Feldes. Diese Gleichungen werden für jedes Feld aufgestellt. Die Ausgleichung nach

der Methode der kleinsten Quadrate liefert die wahrscheinlichsten Werte der Komponenten X, Y, Z. Diese Größen sind mit den gesuchten Koordinaten des Apex A, D durch folgende Gleichungen verknüpft:

$$\begin{aligned} X &= q \cos D \cos A, \\ Y &= q \cos D \sin A, \\ Z &= q \sin D. \end{aligned}$$

Hieraus findet man

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} A &= \frac{Y}{X}, \\ \operatorname{tg} D &= \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}}. \end{aligned}$$

Die Größe q geht bei dieser Methode nur als Proportionalitätsfaktor ein. Um aus ihr die Geschwindigkeit des Sonnensystems berechnen zu können, müßte man die mittlere Parallaxe aller benutzten Sterne kennen.

Die verschiedenen Werte, die für den Apex gefunden worden sind, liegen bei 270° Rektaszension und +30° Deklination.

Benutzt man zur Bestimmung des Apex die Mittelwerte v der Radialgeschwindigkeiten, so hat man für jedes Feld eine Gleichung von der Form

$$-X \cos \delta \cos \alpha - Y \cos \delta \sin \alpha - Z \sin \delta = v.$$

Aus diesen Gleichungen erhält man als absoluten Betrag der Sonnenbewegung 19,5 km/sec. Für die Deklination des Apex ergibt sich ein Wert in der Nähe von +20°, während die Rektaszension praktisch ungeändert bleibt. Man sieht schon hieraus, daß die Frage noch keineswegs abgeschlossen ist. Ferner hat sich ergeben, daß die Koordinaten des Apex je nach der Helligkeit und dem Spektraltypus der benutzten Sterne systematisch verschieden herauskommen. Diese Erscheinung harrt noch der Erklärung.

Pavel.

Aphel, Aphelium = Der Punkt des größten Abstandes eines Planeten von der Sonne. (s. Planetenbahn).

Bottlinger.

Apioid soviel wie Birnfigur s. Gleichgewichtsfiguren.

Aplanasie besteht bei einer optischen Abbildung, wenn die sphärische Abweichung im engeren Sinne und die Koma gehoben ist (also auch die Sinusbedingung erfüllt ist).

H. Boegehold.

Aplanate. Die Aplanate sind infolge ihrer geringeren Leistungsfähigkeit seit Einführung der Anastigmaten immer mehr in den Hintergrund getreten. Ihr scharfes Bildfeld ist verhältnismäßig

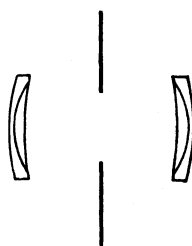


Fig. 1 Steinheils Aplanat 1. Form.

klein, da bei ihnen eine anastigmatische Ebnung des Bildfeldes nicht durchgeführt ist. Im Jahre 1866 trat A. Steinheil mit einem Aplanaten, der nach Seidelschen Formeln berechnet war, an die Öffentlichkeit. Für die verschiedenen Zwecke der Photographie wie Bildnis-, Landschafts- und Architektur-Aufnahmen und Reproduktionen hat er im Laufe der Zeit verschiedene Aplanate herausgebracht, von denen vorstehend sein Aplanat erster Form (s. von Rohr: „Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs“, Fig. 110) abgebildet ist.

Diese Steinheilschen Aplanate haben sich seinerzeit einer großen Verbreitung erfreut. Ver-

schiedene optische Firmen stellen auch heute noch Aplanate her.

W. Merté.

Aplanatische Linse, eine Linse, die ausgewählte Punkte ohne sphärische Abweichung und Koma abbildet, häufig in weniger strengem Sinne gebraucht. Eine einzelne Linse vom Brechungsverhältnis n kann streng aplanatisch sein, wenn sich der Achsendingpunkt im Mittelpunkt der Vorderfläche und gleichzeitig im aplanatischen Dingpunkt (s. aplanatisches Punktpaar) der Hinterfläche befindet. Sie bildet mit n-facher Vergrößerung einen wirklichen Dingpunkt virtuell ab.

H. Boegehold.

Aplanatisches Punktpaar. Aplanatisch werden von einer einzelnen brechenden Kugelfläche drei Punkte jedes Durchmessers abgebildet: Der Scheitel, der Mittelpunkt (beide in sich selbst) und der Punkt, für den sich Ding- und Bildabstand umgekehrt verhalten wie die Brechungsverhältnisse. Ding- und Bildpunkt nennt man das aplanatische Punktpaar.

H. Boegehold.

Apochromat s. Mikroskop.

Apogäum, der Gegenpunkt des Perigäums, s. d.

Apperzipieren, Ton = heraushören von Teil- oder Partialtönen s. Klang.

Apsidenlinie nennt man die Richtung der großen Achse einer Keplerschen Bahn.

Bottlinger.

Aquapulsor. Hydraulische Maschine nach der Erfindung des Baurats Abraham, welche das Gefälle zwischen zwei Wasserspiegeln zur Wasserförderung ausnützt; sie kann z. B. als Schöpfwerk zur Bewässerung von Poldern und wegen ihrer verhältnismäßig großen Unempfindlichkeit gegen Gefällewechsel auch im Ebbe- und Flutgebiet Verwendung finden. Ein hohles Schwimmgefäß A, das durch Belastungsgewicht soweit austariert ist, daß es einschl. des Fördergefäßes B bei eindringendem Mittelwasser (s. Fig. 2) gerade untersinkt, steigt auf und nieder, wenn Wasser aus dem Innenraum

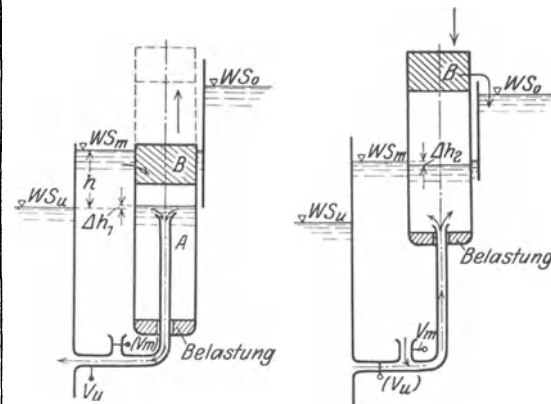


Fig. 1.

Beginn des Aufsteigens.

Fig. 2.

Beginn des Absinkens.

von A entfernt bzw. in ihn eingelassen wird. Das Schwimmgefäß steuert beim Auf- und Abwärtsgehen selbsttätig die Ventile V_u und V_m , die seinen Innenraum mit dem Unter- bzw. Mittelwasser verbinden. Bei Beginn des Aufsteigens bewirkt eine geringe — nach den Bewegungs- und Trägheitswiderständen zu bemessende — innere Überhöhe Δh_1 bei geöffnetem V_u eine Entleerung in das Unterwasser unter gleichzeitigem Aufsteigen von A. Die aus dem Mittelwasser erfolgte Füllung von B wird nach oben ge-

fördert. In der höchsten Stellung wird V_u geschlossen, V_m geöffnet, und infolge eines geringen Überdruckes Δh_2 füllt sich das Gefäß mit Mittelwasser. Wird durch entsprechend gesteuerte Ventile das Fördergefäß B mit dem Mittelwasserstand bzw. mit dem höheren Wasserstand in Verbindung gebracht, so kann Wasser vom mittleren auf das höhere Niveau gefördert werden. Entsprechend kann vom Unterwasser ins Mittelwasser gefördert werden, wenn das Gefälle vom Oberwasser zum Mittelwasser genutzt wird. Durch Anordnung in einem besonderen Brunnenschacht und durch doppelte Verbindungsleitungen entsteht der doppelt wirkende Aquapulsor, bei dem jeder Hub ein Arbeitshub ist.

Eisner.

Aräometer. Aräometer, von dem Worte *αρατος* (leicht) abgeleitet, auch *Senkwaage*, *Densimeter* genannt, dienen zur Messung des spezifischen Gewichtes fester Körper und Flüssigkeiten. Für ersteren Zweck benutzt man Aräometer mit variablem Gewicht, die auch *Gewichtsaräometer* genannt werden. In der jetzt üblichen Form wurden sie zuerst von Charles und Fahrenheit angegeben und sind unter dem Namen *Nicholsonsche Aräometer* bekannt. Das Altertum kannte bereits ein ähnliches Instrument unter dem Namen *Baryllium*. In der jetzt üblichen Anordnung (Fig. 1) besteht das Instrument aus einem Hohlzylinder A, an dessen oberem Ende sich eine dünne mit Marke a versehene Spindel anschließt, welche eine kleine Schale B trägt. Am unteren Ende des Hohlzylinders hängt ein schweres Körbchen C, so daß das Aräometer in einer Flüssigkeit aufrecht schwimmt. Ein Stückchen des festen Körpers, dessen spezifisches Gewicht bestimmt werden soll, wird einmal in die Schale B, ein zweites



Fig. 1.
Gewichtsaräometer.

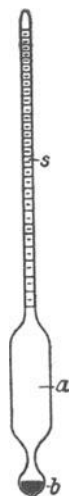


Fig. 2.
Skalenaräometer.

Mal in das Körbchen C gelegt, während das Aräometer in reinem Wasser schwimmt; beide Male werden ferner in B so viel Gewichte zugelegt, bis das Aräometer bis zur Marke a eintaucht. Die Differenz beider Zusatzgewichte sei d. Sodann wird das Stückchen ganz fortgenommen und das Gewicht b bestimmt, welches auf B an Stelle des Stückchens zugelegt werden muß, um das Aräometer bis zur Marke a einzutauchen. Das gesuchte spezifische

Gewicht ist dann $\frac{b}{d}$.

Zur Bestimmung der Dichte von Flüssigkeiten dienen Aräometer mit konstantem Gewicht, auch *Skalenaräometer* genannt. Sie bestehen (s. Fig. 2) aus einem gläsernen Hohlkörper a, an welchen sich nach unten ein kleineres mit Quecksilber beschwertes Gefäß b ansetzt, das infolge der Verlegung des Schwerpunktes weit nach unten auch diesem Apparat die Fähigkeit des aufrechten Schwimmens verleiht. Nach oben setzt sich der gläserne Hohlkörper in einen dünnen Stil s, die sogenannte Spindel fort, welche eine Teilung trägt. Bringt man das Aräometer in eine Flüssigkeit, so wird es bis zu einem bestimmten Skalenteil einsinken, der unmittelbar das spezifische Gewicht, manchmal auch noch die früher sehr gebräuchlichen, jetzt veralteten sog. Dichtigkeitsgrade (Baumé, Tralles, Twaddell) angibt. Die Teilung auf der Spindel nach spezifischem Gewicht wächst von oben nach unten, entsprechend dem Umstande, daß das Aräometer um so tiefer in die Flüssigkeit einsinkt, je leichter diese ist. Das Aräometer ist kein absolutes Instrument, sondern muß durch Eintauchen in Flüssigkeiten von bekanntem spezifischen Gewicht geeicht werden. Die Skalenaräometer wurden zuerst von Baumé hergestellt.

Das Instrument für Flüssigkeiten schwerer als Wasser beschwerte er so weit, daß es in reinem Wasser von 10° Reaumur bis zum obersten Teilstrich eintauchte, welchen er mit Null bezeichnete; die Stelle dagegen, bis zu welcher das Aräometer in einer Lösung von 15 Teilen Kochsalz in 85 Teilen Wasser eintauchte, bezeichnete er mit 15 und teilte das Intervall Null bis fünfzehn in 15 gleiche „Baumé-Grade“. Die gleichmäßige Teilung wurde dann über den Teilstrich 15 hinaus bis 70 fortgesetzt. Die Beziehung zwischen Baumégraden (B) und dem spezifischen Gewicht s wird durch folgende kleine Tabelle veranschaulicht:

$$B = 0^{\circ} 13^{\circ} 24^{\circ} 33^{\circ} 41^{\circ} 48^{\circ} \text{ usw.} \\ s = 1,0 \ 1,1 \ 1,2 \ 1,3 \ 1,4 \ 1,5$$

allgemein

$$s = \frac{144,3}{144,3 - B}$$

Für leichtere Flüssigkeiten setzte Baumé den Teilstrich Null an das untere Ende der Spindel und wählte das Gewicht des Aräometers so, daß dieses bis zu dem genannten Teilstrich in einer 10%igen Kochsalzlösung untertauchte. Der Wasserpunkt erhielt bei diesem Instrument die Bezeichnung 10 und die gleichmäßige Teilung wurde über 10 hinaus bis zum Teilstrich 40 verlängert.

Alle Aräometer werden ungenau durch die Kapillarkräfte, die an der Spindel des eingetauchten Aräometers wirken. Denn dem Auftrieb wirkt nicht nur das Gewicht, sondern auch die Oberflächenspannung entgegen, welche mit dem Radius der Spindel proportional zunimmt. Bei Aräometern, welche für eine bestimmte Flüssigkeit vorgesehen sind, kann der Einfluß der Oberflächenspannung eingeeicht werden, bei Benutzung ein und desselben Aräometers für verschiedene Flüssigkeiten ist dies aber nicht möglich, da bei gleichem spezifischen Gewicht durchaus nicht die Kapillarkonstanten die gleichen sind.

Die für besondere Zwecke hergestellten Aräometer dienen meist zur Ermittlung des Gehaltes wässriger Lösungen oder Mischungen an wertvollen Stoffen, z. B. an Alkohol (Alkoholometer), Zucker (für Traubenmost auch *Mostwaage* genannt), Milch, Schwefelsäure und vieles andere. Solche Aräometer

werden dann nicht nach spezifischem Gewicht, sondern nach dem Prozentgehalt des Alkohols, des Zuckers, des Fettes usw. geteilt. Scheel. Näheres s. Domke u. Reimerdes, Handb. d. Aräometrie, Berlin 1912.

Aragoscher Versuch. Im Jahre 1824 stellte Arago folgenden Versuch an. Befestigt man über einer um ihre Achse drehbaren Metallscheibe eine Magnetnadel, die um dieselbe Achse drehbar ist, und versetzt nun die Scheibe in Rotation, so wird die Magnetnadel zunächst in der Drehrichtung abgelenkt und allmählich bei genügend schneller Rotation der Platte ebenfalls im gleichen Sinne in Drehung versetzt. Eine mechanische Übertragung der Drehbewegung von der Scheibe auf die Nadel findet nicht statt, da die Erscheinung unverändert fortbestehen bleibt, wenn zwischen Nadel und Metallscheibe z. B. eine Glasplatte gelegt wird. Da zu Arago's Zeit das Wesen der elektromagnetischen Induktion noch unbekannt war, erklärte Arago diese Erscheinung durch die Annahme eines besonderen durch Rotation hervorgerufenen Magnetismus (Rotationsmagnetismus).

Auf Grund der Erscheinungen der elektromagnetischen Induktion erklärt sich der Arago'sche Versuch auf folgende Weise. Wird ein Leiterstück in einem Magnetfeld bewegt, so wird in demselben eine elektromotorische Kraft erzeugt. Es werden daher in allen Stücken der im Felde der Magnetnadel rotierenden Platte elektromotorische Kräfte erzeugt. Diese elektromotorische Kraft ist gerade unterhalb der Magnetnadel am stärksten, da dort die meisten Kraftlinien geschnitten werden. Ist die Drehung eine Rechtsdrehung, so fließt der durch die induzierte elektrische Kraft erzeugte Strom in der Nähe der Nadel vom Nord- zum Südpol, bei einer Linksdrehung umgekehrt. (S. Farada'sches Induktionsgesetz.) An den Rändern der Platte fließt der Strom dann wieder zurück. Der Umlaufsinn des Stromes ist daher in der Plattenhälfte, die sich dem Nordpol nähert, stets ein solcher, daß der Strom den Nordpol abzustoßen, den Südpol mitzunehmen sucht; in der anderen Plattenhälfte ist der Umlaufsinn des Stromes entgegengesetzt (s. Biot-Savartsches Gesetz und Elektromagnetismus). Die in Summen auf die Nadel wirkenden Kräfte suchen also die Nadel in derselben Richtung wie die Platte zu bewegen. Diese Wirkung der in der Platte induzierten Ströme folgt auch unmittelbar aus der Lenz'schen Regel (s. d.). Nach dieser wird bei der Bewegung eines Leiters stets ein solcher Strom erzeugt, der die Bewegung zu hemmen sucht. Da hier die Platte mit konstanter Geschwindigkeit rotiert, wird nicht die Bewegung der Platte gehemmt, sondern nach dem Gesetz von Aktion und Reaktion die Nadel in Bewegung gesetzt. Daß in der Tat der Arago'sche Versuch auf Grund der elektromagnetischen Induktion zu erklären ist, wird noch dadurch bestätigt, daß der Effekt mit wachsender Leitfähigkeit des Plattenmaterials zunimmt und andererseits, wenn die Platte radial aufgeschlitzt wird, der Effekt verschwindet, weil sich die Ströme in der Platte nicht mehr ausbilden können. H. Kallmann.

Arbeit s. Energie (mechanische).

Arbeit der Formänderung s. Castilianosche Sätze über die Differentialquotienten der Formänderungsarbeit; Verzerrungsenergie. v. Staal.

Arbeit des Momentes (Starrer Körper). Ist das auf die Drehachse A bezogene Moment \mathfrak{M}_A , und a der Winkel, den der Momentvektor \mathfrak{M} , bezogen auf einen

Punkt der Drehachse, mit A einschließt, so ist die Arbeit des Momentes gegeben durch: $A = \mathfrak{M}_A \cdot \varphi = M \cdot \cos a \cdot \varphi$, wobei φ der im Bogenmaß gemessene Drehwinkel ist. Vgl. Energie, mechanische.

Arbeit, innere und äußere. Unter der inneren Arbeit eines Körpers versteht man diejenige Energie, welche verbraucht wird, wenn bei einer Volumenänderung die Moleküle entgegen ihrer Anziehungskraft voneinander entfernt werden. Bei einem idealen Gas sind keine Anziehungskräfte der Moleküle untereinander vorhanden, darum kann in diesem Falle auch die innere Arbeit nicht von 0 verschieden sein. Bei den gewöhnlichen Gasen spielt die innere Arbeit, welche bei der Gasausdehnung zu leisten ist, eine wichtige Rolle für den Vorgang der Verflüssigung.

Während die innere Arbeit keine nach außen sichtbare mechanische Wirkung auszuüben vermag, ist das Gegenteil bei der äußeren Arbeit der Fall. Dehnt sich ein Gas, das sich in einem Zylinder befindet, aus, indem es einen Stempel verschiebt, so kann dadurch der Luftdruck überwunden oder ein Gewicht gehoben werden. Die Größe der äußeren Arbeit wird bestimmt durch das Produkt der überwundenen Kraft mit dem zurückgelegten Weg, welches gleich ist dem Produkt des äußeren Druckes mit der Volumenänderung.

Als äußere Arbeit ist auch die von einem galvanischen oder thermoelektrischen Element erzeugte elektrische Energie anzusehen. Henning.

Arbeit, maximale. Unter der maximalen Arbeit A_m versteht man diejenige äußere Arbeit, welche ein System unter den theoretisch günstigsten Bedingungen zu leisten vermag. Für ein Gasvolumen, das in einem Zylinder mit beweglichem Kolben eingeschlossen ist, sind diese Bedingungen dann gegeben, wenn der Prozeß umkehrbar, d. h. unendlich langsam verläuft, so daß stets in allen Teilen des Gases der Druck p herrscht, der der Kolbenbelastung entspricht. Man muß bei dem Ausdehnungsprozeß also den Kolben nach und nach um unendlich kleine Teilgewichte entlastet denken. Bei der Volumenvergrößerung von v_a bis v_b wird dann die Arbeit

$$A_m = \int_{v_a}^{v_b} p \, dv \text{ geleistet, wobei } p \text{ von } v \text{ abhängt.}$$

Diese Abhängigkeit ist je nach der Art des Prozesses sehr verschieden; sie ist eine gänzlich andere für einen isothermen als für einen adiabatischen usw. Prozeß. Das absolute Maximum der Arbeit würde bei einem Gase auftreten, wenn während der Volumenvergrößerung unendlich viel Wärme zugeführt wird, so daß der Druck p ebenfalls ∞ wird. Im allgemeinen bezieht man den Begriff der maximalen Arbeit auf einen isothermen Prozeß. Bei einem solchen möge $v = v_a$ für $p = p_a$ und $v = v_b$ für $p = p_b$ sein. Da p der Gasdruck ist, so gilt im Falle eines idealen Gases, dessen Volumen sich isotherm ändert,

$$A_m = RT \ln \frac{v_b}{v_a}. \text{ Könnte man den Prozeß so ab-}$$

laufen lassen, daß der Druck auf den Kolben plötzlich von p_a auf p_b abnimmt, so würde sich das Volumen von v_a bis v_b vergrößern, während $p = p_b$ nahezu konstant bleibt und die Arbeit wäre sehr verschieden von dem maximalen Betrage, nämlich

$$A = p_b \int_{v_a}^{v_b} dv; \text{ da } p_b \text{ aber der kleinste Wert des}$$

Druckes ist, der bei unendlich langsamer Ausdehnung von v_a bis v_b auftritt, so ist $A < A_m$.

Handelt es sich um eine Kompression des Gases von v_b bis v_a und um eine gleichzeitige Druckzunahme von p_b bis p_a , so ist die bei einem unendlich langsamen Prozeß aufgewendete Arbeit

$A'_m = \int_{v_b}^{v_a} p dv$. Erhöht man aber den Druck plötzlich von p_b auf p_a , so ist die aufgewendete Arbeit

$$A' = p_a \int_{v_b}^{v_a} p dv.$$

Da p_a der größte von allen zwischen p_b und p_a liegenden Druckwerten ist, so folgt $A' > A'_m$ oder $-A' < -A'_m$. Rechnet man die aufgewendete Arbeit als negativ gewonnene Arbeit, so findet man also den an die Spitze gestellten Satz bewiesen, daß bei einem unendlich langsamen Prozeß die größte Arbeit gewonnen wird.

Es ist besonders zu betonen, daß die maximale Arbeit, die ein Körper leistet, wenn er von einem Zustand 1 in einen Zustand 2 übergeht, von dem Weg, längs dessen die Zustandsänderung erfolgt, abhängig ist. Der Grund hierfür liegt darin, daß $p dv$ kein vollständiges Differential ist, da p nicht allein von v , sondern auch von der Temperatur T abhängt.

Trägt man p als Ordinate und v als Abszisse auf (s. nachst. Fig.) und wird der Integrationsweg durch die Kurve I zwischen den Punkten A und B bezeichnet, so ist das Integral der maximalen Arbeit durch die Fläche AB B_1A_1 gegeben.

Handelt es sich um einen Kreisprozeß und ist die an den Punkt B anschließende weitere Zustandsänderung durch die Kurve II gegeben, so wird das Integral der maximalen Arbeit durch die Fläche zwischen den beiden Kurven I und II dargestellt.

Die maximale Arbeit wäre in diesem Falle 0, wenn die Zustandsänderung von A bis B und von B bis A beidemal durch dieselbe Kurve wiederzugeben wäre. Eine wichtige, von Carnot zuerst angebotene Überlegung (s. Carnotscher Prozeß) erlaubt bei jedem Kreisprozeß die maximale Arbeit durch die gleichzeitig aufgenommene Wärmemenge auszudrücken.

Wird die Bedingung eingeführt, daß der Prozeß isotherm verlaufen soll, wie es bei sehr vielen thermodynamischen und chemischen Vorgängen (Verdampfung, Dissoziation, chemische Umsetzung im galvanischen Element) leicht zu verwirklichen ist, so ist damit der Weg genau vorgeschrieben und die maximale Arbeit (welche auch als Maß für die Affinität bei einem chemischen Vorgang dient) bei dem Übergang von einem Zustand 1 in einen Zustand 2 ist unabhängig von der Vorrichtung, mittels deren man die Arbeit gewinnt. *Henning.*

Arbeit, Prinzip der virtuellen, s. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Arbeit von Gasen s. Arbeit, innere und äußere.

Arbeitsbeleuchtung s. Beleuchtungsanlagen I, ferner Leitsätze.

Arbeitscharakteristik s. Charakteristik.

Arbeitsdiagramm s. Wärmediagramme.

Arbeitseinheiten s. Absolutes Maßsystem, Ausschluß für Einheiten und Formelgrößen, Elektrische Maßsysteme.

Arbeitsfähigkeit von Sprengstoffen s. A belsche Gleichung.

Arbeitsfestigkeit s. Festigkeit eines Materials.

Arbeitskennlinie s. Charakteristik.

Arbeitsprinzip = Prinzip der virtuellen Verschiebungen. *Wendlandt.*

Arbeitsprodukt s. Vektorrechnung.

Arbeitsprozesse s. Arbeit, maximale.

Arbeitsvermögen eines Stoffes nennt man die Arbeit \mathcal{A} , die erforderlich ist, zur Formänderung von 1 cm^3 eines prismatischen Stabes dieses Stoffes bis zu dessen Zerreißen, bzw. Zerdrückung.

Archimedesches Prinzip. Taucht in eine ruhende schwere Flüssigkeit ein Körper ein, so haben im Gleichgewichtszustande die von der Flüssigkeit auf die benetzte Oberfläche ausgeübten Drucke eine Resultante von der Größe und entgegengesetzten Richtung des Gewichtes der von dem Körper verdrängten Flüssigkeit (statischer Auftrieb). Daher könnte das eintauchende Volumen selber aus Flüssigkeit bestehen, ohne daß sich an den Druckverhältnissen etwas ändern würde. Die Resultante geht durch den Schwerpunkt des vom Körper in der Flüssigkeit verdrängten Volumens. Ein teilweise eintauchender (schwimmender, s. Metazentrum) Körper verdrängt so viel Flüssigkeit, daß der Auftrieb seinem Gewicht gleichkommt; aus der Körperform ergibt sich die Tauchtiefe des schwimmenden Körpers.

Der Auftrieb macht sich als scheinbarer Gewichtsverlust geltend und führt bei Wägungen zum Begriff der „Last“. Last ist gleich der Kraft, die der ruhende Körper im luftgefüllten Raum auf die Waage ausübt, also gleich der um den Luftauftrieb (abhängig vom Temperatur- und Barometerstand) verminderten Mittelkraft aus der Schwerkraft und der gesamten durch Drehung und Wanderung der Erde bedingten Scheinkraft im luftleeren Raum. *Eisner.*

Areas, selected s. selected areas.

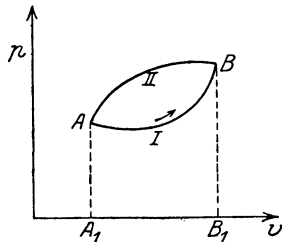
Argonalgleichrichter. Eine Abart der Quecksilberdampfgleichrichter (s. d.). Sie unterscheiden sich von diesen dadurch, daß das Quecksilber einen Zusatz von etwas Kalium und Natrium und der Gasraum Argon von sehr geringem Druck enthält. Die Vorteile dieser Abänderungen sind leichteres Zünden und Betriebssicherheit für Ströme bis weniger als 1 Amp., während der gewöhnliche Gleichrichter erlischt, wenn die Stromstärke unter ca. 3 Amp. sinkt. Dem steht besonders bei höheren Spannungen der Nachteil der erhöhten Rückzündungsgefahr gegenüber. *Güntherschulze.*

Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrischer Gleichrichter und Ventile. Kösel und Pustet. München 1924.

Argon-Röhre s. Heliumröhre.

Armatur (Ausrüstung) einer Lampe ist nach Heyck die Vereinigung von Reflektoren, Klargläsern und durchscheinenden (lichtstreuenden) Mitteln mit den zum Tragen und Aufhängen der nackten Lampe (der „Lichtquelle“) nötigen Elementen zu einer betriebsfertigen Lampe (kurz: zu einer „Lampe“). Die Armatur soll die nackte Lampe tragen, sie gegen Beschädigung und Witte- rung schützen, ihre Blendung beseitigen und ihre Lichtverteilung zweckentsprechend umformen.

Statt des Wortes „Armatur“ werden vielfach die deutschen Bezeichnungen „Leuchte“, „Geleucht“ oder „Leuchtgerät“ benutzt. Die Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft wird sich bis



Integral der maximalen Arbeit.

zur endgültigen Entscheidung der Frage, welche der drei neuen Bezeichnungen vereinsamtlich zu wählen ist, der Doppelbezeichnung „Leuchte (Geleucht)“ bedienen.

Liebenthal.

D'Arsonvalgalvanometers. Drehspulgalvanometer.

Asphärische Fläche, wörtlich nicht kugelige Fläche, in der Optik gebraucht von einer Umdrehungsfläche, deren Meridiankurve meist nur wenig von einem Kreisbogen abweicht. Durch Einführung solcher Flächen können die sphärischen Abweichungen in vielen Fällen gehoben werden.

H. Boegehold.

Aspirationspsychrometer s. Hygrometer.

Aspirationsthermometer. Das Aspirationsthermometer wird in der Meteorologie gebraucht und dient dazu, die wahre Lufttemperatur zu ermitteln. Ein Flüssigkeitsthermometer steckt in einer hochglanzpolierten Metallhülle, durch welche mittels einer durch Uhrwerk angetriebenen Zentrifuge ein Luftstrom an der Thermometerkugel vorbei mit einer Geschwindigkeit von 2 bis 3 m in der Sekunde hindurchgesaugt wird. Das Thermometer gibt dann die wahre Lufttemperatur an; man kann das Instrument selbst im hellen Sonnenschein benutzen, ohne einen Einfluß der Strahlung zu bemerken.

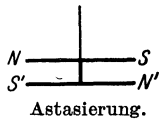
Scheel.

Näheres s. Aßmann, Berliner Sitzungsberichte 1887. S. 938.

Assoziationsgrad s. Gasgleichgewichte.

Ast, aufsteigender bzw. absteigender, s. Flugbahnelemente.

Astasierung, magnet. Will man eine Magnetnadel von der Wirkung des Erdmagnetismus unabhängig machen, d. h. sie „astasieren“, so erreicht man das, indem man der Nadel eine ihr möglichst gleiche und kongruente Nadel in starrer Verbindung zuordnet, und zwar in der in der Zeichnung angegebenen Weise. Eine vollkommene Astasierung ist allerdings nicht erreichbar, jedoch gelingt es, ein sehr geringes magnetisches Moment zu erhalten, wie die große Schwingungsdauer des Systems zeigt.



v. Staal.

Astatisches Galvanometer s. Nadelgalvanometer.

Astatisches Gleichgewicht. Ein starrer Körper sei unter der Wirkung eines Kräftesystems im Gleichgewicht. Erteilt man dem Körper eine kleine Drehung um einen beliebigen Punkt, wobei sich die Angriffspunkte der Kräfte mit dem Körper bewegen, Richtung und Größe der Kräfte aber unverändert bleiben sollen (*Stationäre Kräfte*), so wird das Moment des Kräftesystems in bezug auf einen beliebigen Punkt im allgemeinen nach der Drehung von null verschieden sein. Jener Fall des indifferenten Gleichgewichts, daß das Moment der an dem starren Körper angreifenden Kräfte auch noch nach der Drehung verschwindet, heißt *astatisches Gleichgewicht*.

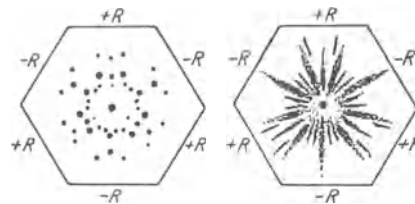
F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Routh, Analytical Statics, Cambridge 1896, 1902.

Asterismus. a) Asterismus in gewöhnlichem Licht. Gewisse Mineralien zeigen beim Hindurchsehen nach einer hellen Lichtquelle (bzw. bei Reflexion) einen eigentümlichen nach bestimmten Richtungen orientierten Lichtschein. So zeigt eine senkrecht zur optischen Achse geschliffene Saphirplatte die Lichtfigur in Form eines sechsstrahligen Sternes. Nach Tschermak ist dieser Effekt höchstwahrscheinlich einer Reflexion des Lichtes an den Wänden sehr feiner Hohlräume zu verdanken,

welche kristallographisch orientiert sind (parallel zu den Seiten des hexagonalen Prismas). In ähnlicher Weise wirkt eine kristallographisch orientierte Faseranordnung in manchen Mineralien. Ein parallelfaseriger Gipskristall zeigt senkrecht zur Faserrichtung einen annähernd geradlinigen Lichtstreifen, in Richtung der Fasern einen ringförmigen Lichthof (Halo). Der Asterismus, der in Form eines scharfen sechsstrahligen Sternes bei manchen Glimmern (Phlogopiten) zu sehen ist, ist durch feine, nadelförmige Rutilkriställchen, welche in drei sich unter 60° schneidenden Richtungen eingelagert sind, hervorgerufen.

b) Asterismus der Röntgenstrahlen. Als Röntgenstrahlen-Asterismus bezeichnet man eine regelmäßige Beugungserscheinung, die bei der Durchleuchtung von solchen Kristallen mit heterogenen Röntgenstrahlen zustande kommt, welche Deformationen, sei es durch mechanische Bearbeitung (Verbiegen, Walzen, Recken, Stauchen), sei es durch innere Veränderungen infolge chemischer Reaktionen (z. B. Entwässerung, Wasseraufnahme,



Asterismus der Röntgenstrahlen.

Zersetzung) erfahren haben. Der Asterismus im Lauebild tritt auch häufig bei äußerlich anscheinend guten Kristallen auf und hat dann seinen Grund in inneren Spannungen. Die Beugungsbilder haben die Form mehr oder minder regelmäßig orientierter radialer Streifen (vgl. die obige Fig.). Diese Erscheinung deutet darauf hin, daß die Deformation des Raumgitters nicht völlig regellos vonstatten geht, sondern ganz bestimmten Gesetzmäßigkeiten folgt. Meist macht diese Erscheinung die Verwertung der Laueaufnahmen zur Strukturbestimmung unmöglich. Indessen kann aus dem Asterismus für die Praxis Nutzen gezogen werden. Bei Metallgußstücken u. a. m. kann er zur Erkennung innerer Spannungen und damit der Stellen erhöhter Bruchgefahr und ähnlichem dienen.

Das Beispiel zeigt den Asterismus am Brucit $\text{Mg}(\text{OH})_2$ beim Eintreten der chemischen Reaktion $\text{Mg}(\text{OH})_2 \xrightarrow{>400^\circ}$

$\text{MgO} + \text{H}_2\text{O}$. Der Anblick der Lauediagramme lehrt, daß mit dem Wasseraustritt beträchtliche innere Veränderungen zusammengehen. Diese Änderungen finden in gesetzmäßiger Weise statt, wobei die trigonale Symmetrie des Kristalles erhalten bleibt. Jedem Punkt des ursprünglichen Diagrammes (links) entspricht ein Streifen im rechten Bild. Rein geometrisch betrachtet, läßt sich die Erscheinung durch eine Verbiegung der Netzebenen des Raumgitters erklären, wodurch der Glanzwinkel sich kontinuierlich ändert und daher an Stelle eines scharfen Bündels ein ganzer Spektralbereich des einfallenden Primärstrahles reflektiert wird. Künstlich ist diese Erscheinung zuerst von Rohmann am Glimmer nachgemacht worden. Über die geometrische Erklärung der Radialdiagramme vgl. M. Polanyi und E. Schiebold.

E. Schiebold.

Näheres s. Tschermak, Lehrb. d. Mineralogie. Wien und Leipzig 1915. Röntgenstrahlenasterismus, Marx, Handb. d. Radiologie. Bd. V, S. 603. G. Clark, Applied X-Rays, London, Mc. Graw Hill 1927. Glocker, Materialuntersuchung mit Röntgenstrahlen. Berlin 1927. Dehlinger, Ztschr. f. Krist. 65, 1927.

Asteroiden = Planetoiden s. Planeten.

Astigmatismus. Der Fehler eines optischen Instrumentes, durch den ein Dingpunkt auch durch ein noch so enges Bündel von Strahlen nicht in einem Punkte abgebildet wird, sondern zwei sog. astigmatische Bildpunkte (Schnittpunkte zweier ebenen Strahlenbüschel) hat, während die Masse der Strahlen windschief verläuft (Fehler erster Ordnung). Bei achsensymmetrischen Linsenfolgen kann der Fehler nur außerhalb der Achse auftreten. S. die Artikel „Optische Abbildung“ und „Sphärische Abweichung“.

H. Boegehold.

Astonscher Dunkelraum. Sehr schmale, lichtlose Zone zwischen der Kathode und der ersten Kathodenschicht (s. Glimmentladung). Sie wurde von Aston entdeckt und ist nur in He und Ne von solcher Ausdehnung, daß sie wahrgenommen werden kann. Nach der Theorie der Glimmentladung ist sie die Zone, in der die von der Kathode ausgehenden Elektronen noch nicht die zum Anregen der Gasmoleküle erforderliche Geschwindigkeit erreicht haben.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Physik. Bd. 14. Julius Springer, Berlin 1927.

Astonscher Massenspektrograph s. Massenspektrograph.

Astrolabium. Ein früher gebräuchliches Instrument für Winkelmessungen.

Astrometrie. Unter Astrometrie versteht man den Zweig der Astronomie, der sich ausschließlich mit der Messung der Positionen der Himmelskörper befaßt und daraus Schlüsse auf deren Bewegungen zieht. In ihr Gebiet fallen also Beobachtungen über die Bahnbewegungen der Planeten und ihrer Monde, ferner der Kometen und Meteore; ferner alle Koordinatenbestimmungen der Fixsterne zur Ableitung ihrer Himmelsörter, ihrer sphärischen Eigenbewegungen und ihrer Entfernung, soweit diese aus parallaktischen Bewegungen der Sterne gegeneinander erschlossen werden kann. Noch vor weniger als einem Jahrhundert glaubte man, daß unsere gesamte astronomische Erkenntnis auf diese Forschungsmethoden beschränkt sei, zu denen nur noch Helligkeitsmessungen an Himmelskörpern hinzutreten könnten (Photometrie), bis die Entdeckungen der modernen Physik, von Fraunhofers Entdeckung der Spektrallinien an, der Astronomie ein neues großes Forschungsgebiet, die Astrophysik, erschlossen.

E. Freundlich.

Astronomie, Sternkunde zerfällt in 1. Astrometrie, die messende Astronomie, die sich mit den Örtern der Sterne an der Sphäre befaßt. 2. Theoretische Astronomie oder Himmelsmechanik, d. h. Störungstheorie, 3 und n Körperproblem. 3. Stellarstatistik, die im wesentlichen aus systematischen Sternabzählungen über Bau und Größe des Fixsternsystems Aussagen machen will. 4. Astrophysik, die sich der Spektroskopie und der Photometrie als der Hilfsmittel bedient.

Eine scharfe Trennung ist nirgends mehr durchzuführen, nachdem spektroskopische und photometrische Daten uns die Entfernungen der Sterne liefern können.

Bottlinger.

Astronomische Einheit nennt man die mittlere Entfernung der Erde von der Sonne, d. h. die halbe große Achse der Erdbahn.

Bottlinger.

Astronomisches oder nautisches Dreieck nennt man das sphärische Dreieck, das durch den Himmelspol, den Zenit des Beobachtungsortes und den jeweiligen Ort eines Sterns gebildet wird. Da es

sowohl die äquatorialen (Stundenwinkel und Deklination) als auch die horizontalen (Azimut und Höhe) Koordinaten des Sterns enthält, bildet es die natürliche Verbindung dieser beiden in der astronomischen und nautischen Praxis üblichen Koordinatensysteme. Kruse.

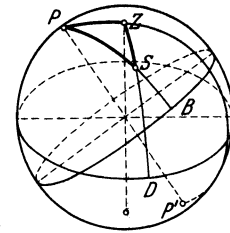
Astronomisches Fernrohr s. Himmelsfernrohr.

Astrophysik heißt der Teil der Fixsternastronomie (s. Fixsternastronomie), der sich der Aufgabe widmet, den physikalischen Zustand der Sterne zu erforschen.

Die ergiebigste Quelle astrophysikalischer Erkenntnis ist das Spektrum. Die Absorptionslinien unterrichten uns über das Vorkommen und den Zustand der chemischen Elemente in den (sehr oberflächlichen) Schichten, in denen die Absorption erfolgt. Nicht alle irdischen Elemente machen sich in den Spektren der Sterne bemerkbar, umgekehrt kann die Hälfte der in Sternspektren vorkommenden Linien nicht mit Linien irdischer Elemente identifiziert werden. Hieraus kann aber weder geschlossen werden, daß die nicht feststellbaren Elemente tatsächlich nicht in den Sternen vorhanden sind, noch, daß eine große Zahl von fremden Elementen dort vorhanden wäre. Es hängt ganz wesentlich von den physikalischen Bedingungen (Anregungsbedingungen) ab, ob ein vorhandenes Element im Spektrum auftritt oder nicht; andererseits kennen wir durchaus nicht alle Spektren, deren die irdischen Elemente fähig sind. Der physikalische Zustand der Atome (neutrale, einfach oder mehrfach ionisierte Atome) bestimmt, welches der möglichen Spektren ein Gas absorbiert und emittiert (Flammen-, Bogen-, Funken-, Überfunkenpektrum), der Grad der Ionisation ist maßgebend für die relative Intensität der Linien bei gleichzeitigem Auftreten. In den B-, A- und F-Spektren (s. Spektralklassen der Sterne) herrschen die Funkenlinien der Elemente vor, in den G- und K-Spektren die Bogenlinien, in den Klassen M und N treten außerdem die Absorptionsbänder von chemischen Verbindungen auf. Kennzeichnend für die Anregungsbedingungen ist (neben der Dichte) die Temperatur. Die Harvardklassifikation bildet daher eine Temperaturfolge. Parallel damit läuft die effektive Temperatur der unmittelbar darunter liegenden Schichten, die sich aus den Intensitätsverhältnissen im kontinuierlichen Spektrum durch die Plancksche Strahlungsformel ergibt. Für die hierdurch definierte effektive Temperatur (s. Temperatur der Gestirne) ergeben sich die Mittelwerte:

B0	21400°	K0 (Zwerge)	5300°
A0	11800°	M0 (Zwerge)	3800°
F0	7800°	K0 (Riesen)	4600°
G0	6300°	M0 (Riesen)	3500°

Durch die Temperatur ist die Flächenhelligkeit bestimmt; aus ihr und der Gesamthelligkeit ergeben sich die Oberfläche und mit ihr die linearen Dimensionen der Sterne. Aus der Erfahrung ist bekannt, daß es Sterne desselben Spektraltypus (derselben effektiven Temperatur) gibt, die sich in ihrer Gesamthelligkeit um sehr große Beträge unterscheiden. Es gibt eine ziemlich scharfe untere Grenze der absoluten Helligkeit, die in der Reihe B bis M von Klasse zu Klasse stetig um etwa 2 Größenklassen



Astronomisches oder nautisches Dreieck.

absteigt. Die obere Grenze verläuft nicht so einfach. In den Typen B bis G ist sie der unteren Grenze nahezu parallel und liegt 4—5 Größenklassen darüber (d. h.: die Gesamthelligkeit der hellsten Sterne ist, von Ausnahmen abgesehen, 40—100mal so groß wie die der schwächsten); in den Typen K und M finden sich aber wieder Sterne von derselben Helligkeit wie in den Klassen B und A, so daß in diesen Typen zwischen den hellsten und den schwächsten Sternen ein Abstand von 10 Größenklassen (einem Intensitätsverhältnis 10000:1 entsprechend) vorhanden ist (s. Russelldiagramm). Da andererseits aus den Bahnverhältnissen der Doppelsterne bekannt ist, daß die Massen der Sterne bei weitem nicht in diesem Verhältnis schwanken (Verhältnisse über 20:1 sind bei den Massen schon sehr selten), muß für die mittlere Dichte der Sterne ein sehr großer Spielraum angenommen werden. Das entspricht auch ganz den Resultaten, die sich aus den Lichtkurven von Verfinsterungsveränderlichen ergeben. Wenn auch die mittleren Dichten der weitaus meisten Sterne zwischen den Grenzen 1 und 10^{-2} liegen (1 = Dichte der Sonne), so kommen auch Dichten auf der einen Seite bis 3, auf der anderen bis 10^{-8} vor. Die Sterne aller Typen mit großer absoluter Helligkeit und geringer mittlerer Dichte bezeichnet man als Riesen, die an der unteren Grenze der absoluten Helligkeit liegenden Sterne mit nach M hin zunehmender Dichte als Zwerge. Die B- und A-Sterne haben durchweg Riesencharakter, in der Klasse F sind nur wenige Riesensterne bekannt (δ Cephei-Veränderliche), und nur in den Typen K und M stehen sich typische Riesen und Zwerge getrennt gegenüber. Neben aller Übereinstimmung des Spektrums, die zu ihrer Einordnung in dieselbe Spektralklasse veranlaßt, bestehen zwischen Riesen und Zwergen Unterschiede in der relativen Intensität der Spektrallinien, aus denen sich der Riesen- oder Zwergcharakter, bei quantitativer Behandlung auch der Wert der absoluten Helligkeit bestimmen läßt.

Wenn man voraussetzt, daß sich die zeitliche Entwicklung eines Sterns nach außen hin durch Veränderungen der effektiven Temperatur (des Spektraltypus) und der Gesamtstrahlung (der absoluten Helligkeit) bemerkbar macht, liegt es nahe, das statistische Bild des Zusammenhangs zwischen Spektraltypus und absoluter Helligkeit (Russelldiagramm) gleichzeitig als Bild der Sternentwicklung aufzufassen. Zur Zeit neigt man zu der Anschauung, daß eine mögliche Entwicklung vom M-Riesen mit zunehmender effektiver Temperatur und fast konstanter Gesamtstrahlung nach B und von dort mit abnehmender effektiver Temperatur und abnehmender Gesamtstrahlung in der Zwergreihe zum Typus M zurückführt; die Dichte würde während der ganzen Entwicklung kontinuierlich zunehmen. Eine von Eddington durchgeführte Theorie versucht, diesen Entwicklungsgang aus einigen wenigen Grundannahmen über die Konstitution der Fixsterne herzuleiten. Die Fixsterne werden als Gaskugeln angesehen; die Konsequenzen der Theorie lehren, daß sie sowohl bei der geringen Dichte des Riesenstadiums wie auch bei der großen Dichte des Zwergstadiums den Gesetzen der idealen Gase folgen. Als Bedingung für das mechanische Gleichgewicht wird angenommen, daß an jeder Stelle im Sterninnern der nach dem Zentrum wirkenden Schwere durch die Summe von Gasdruck und Strahlungsdruck (der nach außen wirkt) das

Gleichgewicht gehalten wird. Zu diesen beiden Gleichungen zwischen Druck, Temperatur und Abstand vom Mittelpunkt tritt als dritte die Gleichung des Strahlungsgleichgewichts, die auf der Voraussetzung beruht, daß der Energietransport im Innern der Sterne überwiegend durch Strahlung stattfindet (s. Strahlungsgleichgewicht der Sterne). Mit Hilfe dieser drei Differentialgleichungen lassen sich aus den der Beobachtung zugänglichen Eigenschaften eines Fixsterns (Masse, absolute Helligkeit, effektive Temperatur) für jeden inneren Punkt die Werte der Temperatur und der Dichte berechnen. Für den Mittelpunkt ergibt sich z. B. bei einem roten Riesenstern eine Temperatur von 5000000° , während für die ganze Hauptserie des Russelldiagramms (von den B-Sternen bis zu den M-Zwergen) eine nahezu konstante Mittelpunktstemperatur von etwa 40000000° folgt. Den Prüfstein der Theorie bildet eine Gleichung, die die drei Beobachtungsdaten Leuchtkraft, Masse und effektive Temperatur miteinander in Verbindung bringt.

Die Quelle der Energiemengen, die von den Sternen in den Raum gestrahlt werden (bei der Sonne 10^{41} Erg pro Jahr), ist noch unbekannt. Der Kontraktionsprozeß ersetzt nur einen geringen Bruchteil des Verbrauchs. Nach unserer heutigen Kenntnis können so große Energiemengen nur aus subatomaren Vorgängen stammen. In Frage kommen Aufbau von Atomen (Bildung von Helium aus Wasserstoff) und Verwandlung von Materie in Strahlung. Die Zerstrahlung von Materie erscheint als die einzige Energiequelle, die völlig ausreichende Energiemengen zu liefern imstande wäre. Die astronomischen Tatsachen weisen auf einen solchen Vorgang hin. In dem Hauptzweig des Russelldiagramms nimmt die durchschnittliche Masse der Sterne von B nach M hin ab. Will man also weiterhin in dem Diagramm das Bild der Sternentwicklung sehen, so ist man zu der Annahme gezwungen, daß die Sterne im Laufe ihrer Entwicklung durch Strahlung Masse verlieren.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik. — Eddington, Der innere Aufbau der Sterne, Springer, Berlin 1928.

Asymmetrie, molekulare, s. Optische Aktivität.

Asymmetrietöne stehen in engster Beziehung zu den Kombinationstönen (s. d.). Nach F. Lindig nennt man Asymmetrietöne solche Töne, welche infolge eines unsymmetrischen Kraft- bzw. Dämpfungsgesetzes für den durch einen Primärton erregten Körper neben dem Primärton neu entstehen. Sie sind zu letzterem harmonisch. Beobachtet werden sie namentlich an Stimmgabeln. Die harmonischen Oberschwingungen des Grundtones einer n-Gabel können nach Lindig nicht in den Schwingungen der Stimmgabel selbst enthalten sein, sondern erst in der umgebenden Luft entstehen. Und zwar soll die Ursache für ihre Entstehung die sein, daß die Schwingungen der Luftteilchen bei ihrer Bewegung gegen die Zinken von diesen gehemmt werden, bei entgegengesetzter Bewegung aber frei ausschlagen können („Asymmetrie“ der Schwingungen). Die Phasenverhältnisse zwischen Grundton und Oktave der Gabel fand Lindig in Übereinstimmung mit dieser Vorstellung stehend. E. Waetzmann.

Näheres s. F. Lindig, Ann. d. Phys. 11, 1903.

Asymmetrische Analyse und Synthese s. Isomerie.

Asynchronmotor s. Elektromotoren.

Atherman. Undurchlässig für Wärmestrahlen; Abkürzung von adiatherman (a = privativum, $\delta\alpha$

durch *θερμη* Wärme (griechisch), Atherman ist Wasser; für kurzwellige Wärmestrahlung verdünnte Lösung von Kupfersulfat + Ammoniak oder Mohrschem Salz ($\text{FeSO}_4 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 + 6 \text{H}_2\text{O}$). Glas ist für lange Wellen (größer als 4μ) atherman.

Gerlach.

Atmometer. Instrument zur Messung der Verdunstung (s. d.).

O. Baschin.

Atmosphäre. 1. Räumliche Erstreckung. Als untere Grenzfläche betrachtet man die physische Erdoberfläche, wenn auch die Luft in Klüften und Höhlen des Gesteins sowie in die Poren des lockeren Erdbodens als Bodenluft noch tiefer eindringt. Eine obere Grenzfläche ist nicht vorhanden, da die Luft mit stetig abnehmender Dichte allmählich in den interplanetarischen Raum übergeht, und nirgends eine Grenzfläche den luftgefüllten von dem luftleeren Raum scheidet. Solange die Anziehungskraft der Erde noch die mit der Entfernung von der Erdachse zunehmende Fliehkraft der Erdrotation überwiegt, ist also eine Atmosphäre der Erde vorhanden. Die Grenze zwischen beiden Kräften berechnet sich in der Äquator-Ebene zu etwa 6,6 Erdhalbmessern. Die Gestalt der Atmosphäre schmiegt sich der Form der Erdmasse an; ihre Niveauflächen haben also die Gestalt von Rotationssphäroiden, deren kleine und große Halbmesser an der unteren Grenze 6356 oder 6377 km, also gleich denjenigen des Erdsphäroids, an der Grenze zwischen Anziehungskraft und Fliehkraft aber nach M. v. Smoluchowski 28000 und 42000 km betragen. Über das Vorhandensein der Atmosphäre in den für Menschen nicht mehr zugänglichen Höhen geben uns einige Lichterscheinungen Auskunft, nämlich:

a) aus Höhen von etwa 60—70 km die Erscheinungen der Dämmerung, b) aus Höhen von etwa 70—80 km die Leuchtenden Nachtwolken (s. Wolken), c) aus Höhen zwischen 80 und 800 km das Polarlicht (s. d.), d) aus Höhen zwischen 100 und 300 km die Sternschnuppen (s. d.).

2. Masse. Würde die atmosphärische Luft überall dieselbe Dichte haben wie im Meeressniveau, so müßte ihre obere Grenzfläche in 7991 m Höhe liegen, ein Betrag, der deshalb häufig als „Höhe der homogenen Atmosphäre“ bezeichnet wird. Aus ihm läßt sich die Masse der gesamten Lufthülle der Erde zu $5,2 \times 10^{18}$ (5,2 Trillionen) kg berechnen, d. i. noch nicht 1 Millionstel der Masse des Erdkörpers.

3. Zusammensetzung. Die Atmosphäre besteht aus einem Gemisch verschiedener Gase, unter denen Stickstoff mit 77 und Sauerstoff mit 23 Gewichtsprozenten weitaus überwiegen. Doch wird der prozentische Anteil der Einzelgase, da sie verschiedene spezifische Gewichte besitzen, anders, wenn man ihn nicht nach Gewichts-, sondern nach Raumteilen berechnet. Nach dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse gestaltet sich die Zusammensetzung der trockenen Atmosphäre im Meeressniveau folgendermaßen:

Da es sich nicht um eine chemische Verbindung sondern um ein mechanisches Gemisch von einzelnen Gasen handelt, so gilt das Daltonsche Gesetz (s. d.), nach dem die Verteilung eines Gases im Raume unabhängig von dem Vorhandensein anderer Gase im gleichen Raume ist. Der prozentische Anteil der schwereren Gase nimmt also mit zunehmender Höhe immer stärker ab zugunsten der leichteren, und in den größten Höhen dürfen wir schließlich eine reine Wasserstoff-Atmosphäre erwarten, bzw. ein noch leichteres Gas, das hypothetische Geocoronium (s. d.), dessen Existenz jetzt vielfach angenommen wird. Die folgende Tabelle gibt in abgerundeten Zahlen die Anteile der einzelnen Gase in Volumprozenten für verschiedene Höhen:

Höhe in km	15	20	30	40	50	100
Stickstoff .	79,5	81,2	84,2	86,5	87,5	3,0
Sauerstoff .	19,7	18,1	15,2	12,6	10,3	0,0
Argon . . .	0,8	0,6	0,3	0,2	0,1	0,0
Wasserstoff	0,0	0,0	0,2	0,7	2,9(?)	96,4(?)

Man darf annehmen, daß sich der Übergang von einer überwiegend Stickstoff enthaltenden Atmosphäre zu einer wesentlich aus Wasserstoff bestehenden in der Höhenzone zwischen 70 und 80 km ziemlich schnell vollzieht, so daß dort eine Art Schichtgrenze entsteht, welche die oberste Grenze der Dämmerungserscheinungen bildet. Sicher festgestellt dagegen ist eine in rund 10 km Höhe liegende Schichtgrenze, welche die untere Troposphäre (s. d.), in der sich die wechselnden Witterungserscheinungen abspielen, von der oberen Stratosphäre (s. d.) trennt, in der Strahlungsgleichgewicht herrscht. Innerhalb der ersteren findet durch das Spiel der Winde und der auf- und absteigenden Luftströmung beständig eine Durchmischung der verschiedenen Gase statt, so daß ihr Mengenverhältnis auf der ganzen Erde bis zu allen Höhenlagen, die für Menschen erreichbar sind, unverändert bleiben muß.

Außer den normalen Bestandteilen enthält die Atmosphäre noch verschiedene Beimengungen, deren Mengen von Ort zu Ort und im Wechsel der Zeit außerordentlich großen Schwankungen unterworfen sind. In erster Linie kommt der Wasserdampf in Betracht, der durch Verdunstung (s. d.) in die Luft gelangt, und dessen Menge durch die Angabe der Luftfeuchtigkeit (s. d.) näher bezeichnet wird. Auch kleine Wassertröpfchen oder Eispartikelchen in Form von Nebel, Wolken, Regen, Schnee, Graupeln, Hagel (s. d.) gehören zu den natürlichen Beimengungen. Gegen diese aus H_2O bestehenden treten alle anderen, die mehr den Charakter von Verunreinigungen haben, stark zurück. Zu den letzteren gehören gewisse Gase, die durch Fäulnisprozesse, Feuerungsanlagen oder chemische Betriebe in die Luft gelangen, sowie feste Partikelchen, die man als Staub zusammenfaßt,

Gas	Stickstoff	Sauerstoff	Argon	Kohlensäure	Wasserstoff	Neon	Helium	Krypton	Xenon
Spez. Gewicht .	28,0	32,0	39,8	44,2	2,0	19,9	4,0	82,0	128,6
Volumprozent .	78,03	20,99	0,94	0,03	0,01(?)	0,0012(?)	0,0004(?)	0,000 000 05	0,000 000 006
Partialdrucke in mm Hg . .	593,41	159,22	7,144	0,228	0,008	0,0114	0,00144	—	—

und die größtenteils mineralischen Ursprungs sind, wie vulkanischer Staub, Sand, Ton, Ruß, Salz usw., aber auch animalischer oder vegetativer Natur sein können. Unter letzteren spielen namentlich die Pilze und Bakterien eine für die Hygiene wichtige Rolle. Während die Luft in großen Höhen und über dem offenen Ozeane nur wenig Staub enthält, hat man in verkehrsreichen Großstädten bis zu $\frac{1}{2}$ Mill. Staubpartikelchen pro Kubikzentimeter gezählt.

4. Physikalische Eigenschaften. a) Dichte: Ein Kubikmeter atmosphärischer Luft bei 0° und 760 mm Druck wiegt unter 45° Breite im Meeresniveau 1,29305 kg. Die Dichte ist also 0,00129305, sie nimmt aber mit der Höhe in einer geometrischen Progression ab, und zwar in so gesetzmäßiger Weise, daß man für eine ruhende Atmosphäre die jeder Höhe zukommende Luftdichte berechnen könnte, wenn die Temperatur nicht durch ihre unregelmäßige Änderung die Genauigkeit des Resultates beeinträchtigen würde (s. Barometrische Höhenmessung).

b) Wärmeleitfähigkeit. Die absolute Leitungsfähigkeit der Luft ist, wenn man als Wärmeinheit die Kalorie (s. d.) nimmt, nur 0,000055, also mehr als 3000 mal kleiner wie die des Eisens. Diese Leitungsfähigkeit ist vom Druck unabhängig, also in allen Höhen die gleiche. Nimmt man aber als Wärmeinheit diejenige Wärmemenge, welche die Volumeinheit der Substanz selbst um 1° erwärmt, so erhält man das Maß der Fortpflanzungsgeschwindigkeit thermischer Wirkungen in dieser Substanz. In der Meteorologie aber handelt es sich um die Frage, mit welcher Geschwindigkeit sich Temperaturdifferenzen in ruhender Luft durch Leitung fortpflanzen. Daher kommt hier die letztere Art, die „Temperaturleitungsfähigkeit“, in Betracht, die 0,178, also nahezu gleich der des Eisens ist. Sie nimmt in demselben Verhältnis zu, in dem die Dichte der Luft abnimmt, und kommt daher schon in Höhen von 10 km derjenigen des Kupfers nahe.

c) Absorption und Reflexion. Die Atmosphäre absorbiert hauptsächlich infolge ihres Kohlensäure- und Wasserdampfgehaltes vor allem gewisse Strahlengattungen im roten und ultraroten Teil des Spektrums. Im Gegensatz zu diesen dunklen Wärmestrahlen unterliegen die leuchtenden kurzwelligen Strahlen der Sonne im gelben bis violetten Teil des Spektrums nur geringer Absorption. Diese selektive Absorption zeigt gewisse noch wenig erforschte Änderungen, die mit den Vorgängen in höheren Luftschichten zusammenzuhängen scheinen.

Ein ganz anderes Verhalten weist die diffuse Reflexion auf, welche in der Atmosphäre stattfindet, weil letztere durch die feinen, in ihr suspendierten Teilchen als trübes Medium wirkt. Durch die diffuse Reflexion kommen die Blaue Himmelfarbe, sowie die Farbenerscheinungen bei der Dämmerung zustande.

d) Durchsichtigkeit. Man darf annehmen, daß die Atmosphäre in reinem Zustande farblos und völlig durchsichtig wäre. Die Durchsichtigkeit wird herabgesetzt und ändert sich fortwährend durch Trübungen, die teils mechanischer Art, und durch feine Wassertröpfchen, Staubteilchen, Rauch usw. verursacht, teils aber rein optischer Natur sind. Vor allem bilden die an sonnigen Tagen von dem erhitzten Boden aufsteigenden Luftströme leicht Schlieren und beeinträchtigen so die Fernsicht, weil sie die Luft optisch heterogen machen. Da das von

den Schlieren reflektierte Licht polarisiert ist, so kann die hierdurch hervorgerufene Störung durch Vorschaltung eines Nicolischen Prismas unschädlich gemacht werden.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann — R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Atmosphäre (Druckmaß). Als eine Atmosphäre (Atm) bezeichnet man den Druck, den eine Quecksilbersäule von 76 cm Höhe bei 0° C im Meeresniveau und bei einer international festgesetzten Schwerebeschleunigung von $980,665 \text{ cm/sec}^2$ gegen die Unterlage ausübt. Weiteres s. Druckmessung.

H. Ebert.

Atmosphäre, Gleichgewicht. Verlaufen innerhalb einer nur der Schwerkraft unterworfenen Luftmasse die Flächen gleicher Temperatur und gleichen Druckes horizontal, so besteht indifferentes Gleichgewicht, wenn sich die Dichte mit der Höhe nicht ändert. Hierzu ist bei trockener Luft eine Tempe-

raturabnahme von $\frac{1,293 \cdot 273}{13,596 \cdot 760} = 0,0342^\circ$ auf 1 m

Höhenzunahme erforderlich. Stärkere Temperaturabnahme ergibt labiles, schwächere stabiles Gleichgewicht. Sobald die angegebenen idealen Bedingungen nicht streng erfüllt sind, findet Austausch (s. d.) zwischen übereinanderliegenden Luftschichten statt. Auch in diesem Falle gibt es einen indifferenten Gleichgewichtszustand, wenn die Atmosphäre ihre Temperatur mit der Höhe so ändert, wie es eine auf- oder abbewegte Luftmasse infolge der Dilatation oder Kompression tun muß. Sieht man von Kondensationsvorgängen ab, so ergibt sich für das konvektive Gleichgewicht als Temperaturgradient $0,00984^\circ$ auf 1 m Höhenzunahme (vgl. Adiabate). Tritt beim Aufsteigen infolge der mit der Druckabnahme verbundenen Abkühlung Kondensation des in der Atmosphäre befindlichen Wasserdampfes ein, so wird dadurch Wärme frei, die vom Kondensationspunkte ab die Temperaturabnahme verringert (Pseudoadiabate). Dementsprechend wird in diesem Falle die Temperaturabnahme für indifferentes Gleichgewicht wesentlich geringer. Stärkere Temperaturabnahme, als dem indifferenten Gleichgewicht entspricht, bedeutet labiles, schwächere Abnahme oder gar Zunahme (s. Inversion) stabiles Gleichgewicht. Als mathematischen Ausdruck für den Grad des vertikalen Gleichgewichts der Atmosphäre oder deren Stabilität wählt Hesselberg den Ausdruck $E = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta \rho}{dz}$. Hierin ist $\delta \rho$ der

Massenzuwachs, den eine bestimmte Volumeneinheit der Atmosphäre dadurch erhält, daß die in ihr enthaltene Luftmasse durch eine andere ersetzt wird, die um den Betrag dz tiefer lag. Nach dem Boyle-

Gay-Lussacschen Gesetz ist nun $\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\delta p}{p} - \frac{\delta T}{T}$. In

der Atmosphäre ist bei vertikalem Druckausgleich $\delta p = 0$, und $\delta T = dz \cdot \delta \gamma$, wo $\delta \gamma = \gamma_1 - \gamma$ die Abweichung des adiabatischen (bei Kondensation des feuchtadiabatischen) Gradienten γ_1 von dem tatsächlichen vertikalen Temperaturgradienten γ (s. d.)

bezeichnet. Damit wird $E_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma}{T}$. Dem Werte 0

der Stabilität entspricht indifferentes, positiven Werten stabiles, negativen labiles Gleichgewicht. Die Stabilität wird negativ, wenn der tatsächliche Temperaturgradient (bei überadiabatischen Gradienten) den Wert γ_1 überschreitet. In Inversionen

(s. d.), wo γ negativ ist, ist die Stabilität stets besonders groß.

Tetens.

Näheres s. Hann, Lehrb. d. Meteorol. 4. Aufl., S. 810 ff., sowie Annalen d. Hydrographie 1918, S. 118.

Atmosphäre, homogene. Als Höhe der homogenen Atmosphäre bezeichnet man die mit konstanter Luftdichte zu berechnende Höhe der Atmosphäre. Herrscht am Erdboden 760 mm Barometerstand und die Temperatur des Gefrierpunktes, so erhält man als Höhe der homogenen Atmosphäre den Wert $\frac{13,596 \cdot 760}{1,293} = 7991$ m. Die Höhe ändert sich pro-

portional der absoluten Temperatur T der Luft am Boden und hat den Wert $7991 \cdot T/273 = 29,272$ T, so daß die Höhe der homogenen Atmosphäre unabhängig vom Bodendrucke ist. Nimmt der Luftdruck am Boden andere Werte an, so ändert sich der Faktor 760 im Zähler in demselben Verhältnis wie der Nenner. Die obere Grenze der homogenen Atmosphäre wird durch verschwindenden Luftdruck und durch den absoluten Nullpunkt der Temperatur gebildet. Die Temperatur in der homogenen Atmosphäre nimmt nach oben auf je 29,272 m um 1° ab, also auf je 1 m um $0,0342^\circ$ (s. Atmosphäre, Gleichgewicht). Die Höhe der homogenen Atmosphäre wird zur Berechnung der barometrischen Höhenstufe benutzt (s. barometrische Höhenmessung).

Tetens.

Näheres s. Arbeiten des Preuß. Aer. Observatoriums. Bd. 13, S. 25 ff.

Atmosphäre, vertikaler Temperaturgradient. Dieser Gradient ist für das Gleichgewicht der Atmosphäre (s. d.) und damit für die Luftzirkulation überhaupt von Bedeutung. Als Höheneinheit wird meist 100 m genommen. Das Vorzeichen dieses Gradienten pflügt für den normalen Verlauf, wo die Temperatur nach oben abnimmt, positiv gerechnet zu werden, bei einer Inversion (s. d.) also negativ. Verschwindet dieser Gradient, so liegt Isothermie vor. Bei adiabatisch aufsteigender Luft ergibt sich der vertikale Temperaturgradient aus der Formel:

$$\gamma = \frac{\left(A + \frac{q \cdot r}{R T}\right) g}{c_p - \frac{q \cdot r}{T} + \frac{q \cdot r}{e} \cdot \frac{d e}{d T}}$$

Hierin ist $q = 0,623 \frac{e}{p}$ das Mischungsverhältnis (s. Luftfeuchtigkeit), e die maximale Dampfspannung als Funktion der Temperatur, r die relative Feuchtigkeit; bei vollkommen trockener Luft,

$r = 0$, ergibt sich einfach $\gamma_0 = \frac{A \cdot g}{c_p}$, worin $A = \frac{1}{427 \cdot g_{45}}$, $c_p = 0,2375$; es folgt damit für γ_0 der

Wert $\frac{g}{g_{45}} \cdot \frac{1}{98,6}$. Für Sättigung, $r = 1$, folgt für 100 γ die Tabelle

Druck	-30°	-20°	-10°	0°	+10°	+20°
200 mm	0,84	0,64	0,49	0,38		
400 „	0,89	0,77	0,63	0,50	0,42	
600 „	0,92	0,83	0,71	0,58	0,49	0,40
760 „	0,93	0,86	0,76	0,63	0,54	0,45

Diese Zahlen stellen also die Temperaturabnahme für eine gesättigte um 100 m aufsteigende Luftmasse dar. Ändert sich der Druck einer Luftmasse, etwa durch Massenveränderung über ihr, so ändert

sich auch der vertikale Temperaturgradient γ . Es gilt für den neuen Gradienten γ' die Formel: $\gamma' = \frac{p'}{p} (\gamma - \gamma_0) + \gamma_0$.

Adiabatisch auf- und absteigende Luft vom Gradienten γ_0 behält also diesen bei. In einer Luftmasse mit unteradiabatischem positivem Gradienten ($\gamma_0 > \gamma > 0$) bildet sich durch Zunahme des Druckes um $\frac{p \cdot \gamma}{\gamma_0 - \gamma}$ eine Isothermie, bei weiterer Druckzunahme um Δp wird aus der Isothermie eine

Inversion mit dem Gradienten $-\frac{\Delta p \cdot \gamma_0}{p}$. Ändert sich

nicht nur der Druck, sondern auch der Querschnitt Q der auf- und absteigenden Luftmasse, so tritt in den Formeln an die Stelle von p das Produkt Qp.

Tetens.

Näheres s. Exner, Dyn. Meteorol. 2. Aufl., 1925, S. 56, 85 ff. und Hann, Lehrb. d. Meteorol. 4. Aufl., 1926, S. 808 ff.

Atmosphäre, Umlagerungen. Benachbarte Luftmassen haben das Bestreben, sich so anzuordnen, daß ihr gemeinsamer Schwerpunkt möglichst tief zu liegen kommt. Die Flächen gleicher potentieller Temperatur (s. d.) liegen dann wagerecht, und zwar so, daß die potentielle Temperatur nach oben zunimmt. Hierzu ist oft eine Umlagerung erforderlich. Margules berechnete folgende beiden Beispiele:

1. Zwei übereinander liegende Luftmassen mögen je 2000 m hoch sein. Im Innern jeder Masse mögen keine Unterschiede der potentiellen Temperatur stattfinden, also adiabatische Temperaturabnahme herrschen. Bei adiabatischen Verhältnissen ändert sich die potentielle Temperatur der Luftmassen durch eine plötzlich eingeleitete Umlagerung nicht. Am Boden herrsche vorher eine Temperatur von $+10^\circ$, ein Druck von 760 mm, an der Grenzfläche nehme die Temperatur nach oben vorher sprunghaft um 3° ab. Dann wird diese dort nach der Umlagerung um ebensoviel nach oben zunehmen; die Grenzfläche wird 363 m tiefer liegen als vorher, die Gesamthöhe beider Massen 4 m zugenommen haben. Die Geschwindigkeit der Umlagerung wird im Mittel fast 15 m/Sek. betragen.

2. Zwei um 5° verschieden temperierte gleich große Luftmassen nebeneinander seien zu Anfang 3000 m hoch und mögen oben bei Temperaturen von -30° bzw. -25° unter einem Druck von 510 mm stehen, unten also von 759,2 bzw. 753,5 mm. Auch hier wird innerhalb jedes Luftkörpers adiabatischer Temperaturgradient, d. h. gleiche potentielle Temperatur vorausgesetzt. Wird nun plötzlich eine zu Anfang zwischen den Luftkörpern gedachte Wand entfernt, so lagern sie sich so um, daß der kältere unten zu liegen kommt und 1399 m hoch wird, der um 5° wärmere legt sich auf ihn mit einer Schichtdicke von 1603 m, der gemeinsame Bodendruck wird 756,3 mm. Die Gesamthöhe ist also um 2 m größer geworden. Die Geschwindigkeit der Umlagerung beträgt hier 12,2 m/Sek. Eingeleitet ist sie durch den Druckunterschied am Boden, es derartige Temperaturunterschiede zwischen nebeneinander liegenden Luftkörpern völlig zur Erklärung der Energie unserer Stürme aus. Vgl. Luftdruckgradient, Kälteeinbrüche, Gleitflächen, Luftströmungen, Polarfront.

Tetens.

Näheres s. F. M. Exner, Dynamische Meteorologie 2. Aufl., 1925, S. 159 ff.

Atmosphärische Einflüsse auf Flammenlampen s. Einheitslichtquellen Nr. 4 u. 5.

Atmosphärische Elektrizität s. Gewitterelektrizität, Lufterlektrizität, Niederschlagselektrizität.

Atmosphärische Ionisation s. Lufterlektrizität.

Atmosphärische Niederschläge s. Niederschlag.

Atmosphärische Störungen s. Störungen, atmosphärische.

Atomarten, isobare. Als isobare Atomarten bezeichnet man solche chemische Atomarten, die bei gleichem Atomgewicht verschiedene Ordnungszahlen, also auch verschiedene chemische Eigenschaften, besitzen. (Gegensatz dazu sind isotope Atomarten, also Atome gleicher Ordnungszahl, aber von verschiedenem Atomgewicht.) Durch die Fortschritte der Kanalstrahlenanalyse wurden im Laufe der Jahre eine ganze Anzahl derartiger isobarer Atomarten bei inaktiven Elementen festgestellt, nachdem solche früher nur unter den radioaktiven Substanzen bekannt waren.

Tabelle der bisher* festgestellten isobaren Atomarten inaktiver Elemente.

Ar ₄₀	Cu ₆₅	Zn ₆₉	Zn ₇₀	Ga ₇₁	Ge ₇₄	Ge ₇₅	Ge ₇₆
Ca ₄₀	Zn ₆₅	Ga ₆₉	Ge ₇₀	Ge ₇₁	Se ₇₄	As ₇₅	Se ₇₆
Ge ₇₇	Se ₇₈	Se ₈₀	Se ₈₂	Kr ₈₆	Cd ₁₁₂	Cd ₁₁₄	In ₁₁₅
Se ₇₇	Kr ₇₈	Kr ₈₀	Kr ₈₂	Sr ₈₆	Sn ₁₁₂	Sn ₁₁₄	Sn ₁₁₅
Cd ₁₁₆	Sn ₁₂₁	Sn ₁₂₄	Te ₁₂₆	Te ₁₂₈	Tc ₁₃₀	X ₁₃₆	Ce ₁₄₂
Sn ₁₁₆	Sb ₁₂₁	X ₁₂₄	X ₁₂₆	X ₁₂₈	X ₁₃₀	Ba ₍₁₃₆₎	Nd ₁₄₂

* Anfang 1930.

(Vgl. hierzu auch die Atomgewichtstabelle und die Abschnitte über Isotope und Radioaktivität.)

O. Hahn.

Atombau und Periodisches System der Elemente. Vor Aufstellung der neueren Atomtheorien bedeutete das Periodische System der Elemente (s. d.) von L. Meyer und Mendelejeff eine formale Gruppierung der chemischen Elemente vornehmlich nach ihren Valenzeigenschaften, welche trotz gewisser halbquantitativer Gesetzmäßigkeiten (fast ausnahmslose Reihung der Elemente nach zunehmenden Atomgewichten, teilweise Ganzzahligkeit der letzteren) ihrem Wesen nach unverständlich bleiben mußte, solange man an der Meinung festhielt, die Atome als letzte unteilbare materielle Einheiten ansehen zu müssen. Die von der Elektronentheorie allmählich angebahnte Überwindung dieses Standpunktes fand in der Aufstellung der ersten Typen von Atommodellen (s. d.) ihren Ausdruck, von welchen jedoch nur das Rutherfordsche Kernatommodell unmittelbar Anschluß an das Periodische System zu finden vermochte. Die grundlegende, auf van den Broek zurückgehende Erkenntnis von der Identität der Stellenzahl (Ordnungszahl, Atomnummer) eines chemischen Elementes im Periodischen System mit seiner Kernladungszahl (s. Atomkern) hat zunächst ein eindeutiges, durch die Gesetzmäßigkeiten der Röntgenspektren (s. d.) vermitteltes Kriterium für die „richtige“ Aufeinanderfolge der Elemente und den physikalischen Sinn derselben möglich gemacht. Astons Ergebnisse der Isotopenforschung (s. d.) und seine Feststellung der praktischen Ganzzahligkeit aller Isotopenatomgewichte sowie Rutherfords künstliche Zertrümmerung von Atomkernen haben den universellen Aufbau der Atomkerne aus Protonen und Elektronen sichergestellt und damit das Rätsel der Atomgewichte gelöst (s. Atomkern).

Neben die geschilderte Aufklärung der unperiodischen Elementeigenschaften im Periodischen System tritt weiterhin zuerst die allgemeine Erkenntnis vom periodischen Schalenaufbau der Elektronenhüllen der Atome welche im Bohr-Rutherfordschen Atommodell (s. d.) ihren Ausdruck findet. Die quantentheoretischen Grundpostulate der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.), angewendet auf die optischen Spektralserien der Elemente und ihre Röntgenspektren, gaben ein Mittel an die Hand, den dynamischen Bindungszustand jedes einzelnen Hüllelektrons durch bestimmte Quantenzahlen (s. d.) zu kennzeichnen. Ordnet man die Elektronen eines beliebigen Atoms nach der Reihenfolge ihrer Bindung durch den von einer Elektronenhülle zuerst völlig entblößt gedachten Atomkern, so zeigt sich nach Bohr, daß Elektronen gleicher Rang-

nummer in ganz beliebigen Elementen dieselben Quantenzahlen zukommen (Bohrsches Aufbauprinzip). Ausnahmen hiervon können in Abhängigkeit von der energetischen Bindungsfestigkeit der Elektronen nur für gewisse nahe der Atomoberfläche angelagerte Hülle-

elektronen eintreten. Befindet sich das Atom in einem äußeren Magnetfelde, so lassen sich nach Pauli für jedes seiner Hüllelektronen vier ganz bestimmte Quantenzahlen angeben, welche keinem weiteren Elektron desselben Atoms zugeordnet werden können und somit sein Verhalten eindeutig kennzeichnen (s. Paulisches Eindeutigkeitsprinzip); drei von diesen Quantenzahlen beschreiben die räumliche Elektronenbewegung, die vierte bestimmt die räumliche Orientierung des magnetischen Elektronenmomentes (s. Kreiselektron). Für das ungeladene Atom eines bestimmten chemischen Elementes ist nun die Anzahl der Hüllelektronen gleich seiner Kernladungszahl oder Ordnungszahl im Periodischen System. Auf Grund der quantentheoretischen Gesetzmäßigkeiten der vier erwähnten Quantenzahlen und bei Berücksichtigung der energetischen Bindungsverhältnisse ist es durch jene Eindeutigkeitseigenschaft möglich, die Quantenzahlen aller Hüllelektronen des Atoms für jedes beliebige chemische Element prinzipiell voraus zu berechnen und überdies auch seine Valenzeigenschaften zu beurteilen. Man ist so im wesentlichen zu einer Begründung auch der im Periodischen System zum Ausdruck kommenden periodischen Atomeigenschaften insbesondere der verschiedenen Periodenlängen gelangt, weiterhin auch zu einem Verständnis der Ausnahmestellung, welche den Elementen der beiden Triaden sowie der Gruppe der Seltenen Erden im Periodischen System zukommt. Siehe auch Artikel Bohr-Rutherfordsches Atommodell.

Eine sichere Begründung der Tatsache, daß kein schwereres Element als das Uran bekannt ist, daß es also nicht mehr als höchstens 92 verschiedene chemische Elemente zu geben scheint, ist bisher nicht bekannt. Für eine solche Begründung käme im Zusammenhang mit der Radioaktivität der schwersten Elemente die

mögliche Instabilität von Atomkernen mit größeren Ordnungszahlen als 92 in Betracht; solange indessen ein tieferes Verständnis für die Radioaktivität der Schlußelemente des Periodischen Systems fehlt, mangelt auch dafür jeder Anhaltspunkt. Als weiterer Erklärungsgrund ist darauf verwiesen worden, daß die innersten Hüllelektronen bei sehr hohen Kernladungen unmittelbar an den räumlich ausgedehnten Atomkern heranrücken müssen, so daß dieser nicht beliebig an räumlichem Umfang zunehmen kann. Wenn auf diesem Wege zwar einzusehen ist, daß die Anzahl der chemischen Elemente jedenfalls nur eine begrenzte sein kann, so fehlt es doch auch hier noch an der Möglichkeit für eine genauere, zahlenmäßig bestimmte Folgerung.

Näheres s. F. Hund, *Linienpektren und Periodisches System der Elemente*. Berlin 1927; G. v. Hevesy, *Die seltenen Erden vom Standpunkt des Atombaues*. Berlin 1927.

Atomdimensionen s. Moleküldimensionen.

Atomdispersion. Bestimmt man die Atom- bzw. Molekularrefraktion eines Stoffes für zwei verschiedene Spektrallinien — meist wählt man die C- und F-Linie des Wasserstofflichtes —, so ist die Differenz der beiden gefundenen Werte die sog. Atom- bzw. Molekulardispersion. Als Differenz zweier von der Temperatur unabhängiger Werte ist natürlich auch die Atomdispersion von der Temperatur unabhängig. Doch sei ausdrücklich erwähnt, daß es bis jetzt nicht gelungen ist, die Atomdispersion als eine Funktion der Atomrefraktion darzustellen. Auch die Atomdispersion ist wie die Atomrefraktion eine in gewissen Grenzen additive Eigenschaft. Sie eignet sich ebenfalls, ja oft noch in höherem Maße als die Atomrefraktion, zum Hilfsmittel bei der Konstitutionsbestimmung chemischer Verbindungen. *Werner Borinski*. Näheres s. W. Nernst, *Theoretische Chemie*, II. Buch, 6. Kap.

Atome. Der *Atomtheorie der Materie* zufolge, gelangt man bei der fortgesetzten Teilung der Materie schließlich zu den *Atomen*, den kleinsten Teilchen Materie, denen selbständige Existenz zuzuschreiben ist, und die als Bauelemente der Materie anzusehen sind.

Die chemische Analyse lehrt, daß die Körper aus verschiedenartigen Stoffen bestehen, und daß diese Stoffe sich aus gewissen Grundstoffen, den *Elementen*, (die Chemie kennt ungefähr 90) zusammensetzen, die als *einfache* angesehen werden müssen, weil sie noch nicht weiter zerlegt werden können. Das zwingt zu der Annahme, daß es soviel verschiedene Arten von Atomen gibt, wie es verschiedene Arten von chemisch einfachen Stoffen gibt. Das soll aber nicht heißen, daß die Atome selbst nicht weiter teilbar sind. Die Naturforscher haben sich stets mit der Frage beschäftigt, ob nicht die Atome der verschiedenen Elemente aus *einem einzigen* Stoff — einer Art Urmaterie — aufgebaut sind (vgl. Atommodelle). Die Entdeckung der Radioaktivität und der Röntgenstrahlen (s. d.) hat Licht auf diese Fragen geworfen und ein neues Forschungsgebiet — die Atomphysik — eröffnet. Diese lehrt, daß die Atome aller Elemente aus zwei Urbestandteilen elektrischer Art aufgebaut sind, den negativ geladenen *Elektronen* und den positiv geladenen *Kernen*. In den Atomen sind diese Urbestandteile in verschiedener Zahl und Anordnung zu ungeheuer festen Gebilden zusammengefügt, die auch den stärksten physikalischen und chemischen Kräften

widerstehen. Die zahlreichen Eigenschaften der verschiedenen Elemente sind schließlich nur Unterschiede, die durch die Zahl und die besondere Anordnung der Kerne und Elektronen in den Atomen bedingt sind. Trotz der Festigkeit ihres Gefüges darf man sich in den Atomen die Urbestandteile nicht dicht zusammengepackt vorstellen. Das Atom ist nur zum kleinsten Teil mit Kernen und Elektronen erfüllt; diese bewegen sich dauernd mit großer Geschwindigkeit gegeneinander und grenzen so einen relativ großen Raum, das Atomvolumen (s. d.) ab. Der Atomdurchmesser ist daher nur ein Maß für die Grenze des äußersten Wirkungsbereichs aller von dem Atom ausgehenden elektrischen Kräfte. Trotz der Leere der Atome bleibt daher die Undurchdringlichkeit der Materie bestehen, wie ja auch die Erfahrung lehrt.

Atomgewicht. A posteriori lassen sich die Atomgewichte heute definieren als die Gewichte der Atome in Gramm, multipliziert mit der Avogadro'schen Zahl (s. d.) ab. Der Atomdurchmesser ist daher nur ein Maß für die Grenze des äußersten Wirkungsbereichs aller von dem Atom ausgehenden elektrischen Kräfte. Trotz der Leere der Atome bleibt daher die Undurchdringlichkeit der Materie bestehen, wie ja auch die Erfahrung lehrt.

Atomgewicht. A posteriori lassen sich die Atomgewichte heute definieren als die Gewichte der Atome in Gramm, multipliziert mit der Avogadro'schen Zahl (s. d.) ab. Da die letztere aber experimentell nicht mit der für Atomgewichte geforderten Genauigkeit bekannt ist (die Fehlergrenze des A. liegt meist bei einigen Zehntel %), lautet die konventionelle Definition anders, und zwar schließt sie sich der historischen Entwicklung an. Die Aufstellung der Äquivalentgewichte (s. d.) führte zu dem naheliegenden Schluß, daß das kleinste einem Element zukommende Äquivalentgewicht das Gewicht einer konstanten Zahl seiner Atome sei, wenn es nämlich dem einwertigen Zustand entspricht. Wie groß diese Zahl ist, bleibt zunächst unbestimmt, da der Versuch ja nur die Verhältnisse von Äquivalentgewichten, bzw. Atomgewichten liefert. Man ging nun so vor, daß man für die relativen Atomgewichte eine willkürliche Einheit wählte, und zwar zunächst das Atomgewicht des Wasserstoffs, das also willkürlich zu 1 gesetzt wurde. Später ersetzte man diese Einheit durch die heute noch gültige, nämlich die Festsetzung O (Sauerstoff) = 16. Damit ist die genannte Konstante, nämlich die Zahl von Atomen, deren Gewichte in Gramm das Atomgewicht zur Maßzahl hat, festgelegt. Es ist die Avogadro'sche Zahl (s. Loschmidt'sche Zahl).

Die Bestimmung der A. kennt zwei Wege: chemische und physikalisch-chemische Methoden. Die chemischen Methoden bestehen darin, daß man durch genaueste quantitative Analyse einer Verbindung, deren stöchiometrische Zusammensetzung bekannt und genau reproduzierbar (d. h. die Substanz muß rein darstellbar sein) ist, die gewichtsprozentische Zusammensetzung ermittelt. Daraus ergibt sich, wie man leicht sieht, das Verhältnis der Atomgewichte. Nimmt man nun eines derselben für richtig an (praktisch geht man meist über Chlor auf Silber zurück), so ergibt sich das andere. Beginnen muß die Reihe demnach prinzipiell mit einem Oxyd, da Sauerstoff die Bezugseinheit bildet.

Die physikalisch-chemischen Methoden gehen nach dem Grundsatz vor, das Molekulargewicht (s. d. und Molekulargewichtsbestimmung) zu bestimmen und sodann analytisch den Gehalt der betreffenden Molekelart an der betreffenden Atomart. Das Molekulargewicht wird gewöhnlich und am voraussetzungslosesten an einer gasförmigen Verbindung aus der Dichte bestimmt. Grundlage muß auch hier die Dichtebestimmung des Sauerstoffs sein. Größte Sorgfalt muß bei diesen Methoden auf die genaue Kenntnis der Abweichungen der Substanz vom Gasgesetz gelegt werden. Das

Verfahren setzt, wie man sieht, ebenfalls die Kenntnis der stöchiometrischen Zusammensetzung voraus, da die Zahl der fraglichen Atome in einer Molekel der gemessenen Verbindung eingeht.

In den meisten Fällen ist diese Frage auf chemischem Wege beantwortet. Wo das nicht der Fall ist, nämlich bei den Molekeln der Edelgase, mußte eine von der Atomzahl der Molekel abhängige Eigenschaft der Gase zu Hilfe genommen werden, nämlich das Verhältnis der spezifischen Wärmen (s. d.) bei konstantem Druck und konstantem Volumen.

Im Interesse der Einheitlichkeit der Forschung und um lästige Umrechnungen zu ersparen, ist es wünschenswert, die Atomgewichte nach den jeweils besten experimentellen Werten einheitlich festzusetzen. Das ist Aufgabe der Atomgewichtskommissionen. Bis 1914 arbeitete eine Internationale Atomgewichtskommission. Die heutige „Internationale“ Atomgewichtskommission hat sich unter Ausschluß Deutschlands konstituiert, so daß ihr eine eigene Deutsche Atomgewichtskommission bis heute noch gegenüber steht. Schwab.
Näheres s. Die Berichte der Deutschen Atomgewichtskomm.

Atomgewichtstabelle¹⁾.

Tabelle der chemischen Elemente und Atomarten in der Reihenfolge der Ordnungszahlen.

I. Elemente, die keine radioaktiven Isotope besitzen²⁾.

Ordnungszahl	Symbol	Element	Praktisches Atomgewicht	Anzahl der Atomarten	Einzel-Atomgewicht ¹⁾ *)
1	H	Wasserstoff	1,0078	1	1,0078
2	He	Helium	4,002	1	4
3	Li	Lithium	6,940	2	6 b, 7 a
4	Be	Beryllium	9,02	1	9
5	B	Bor	10,82	2	10 b, 11 a
6	C	Kohlenstoff	12,000	1 + [1]	12 a, [13 b]
7	N	Stickstoff	14,008	1	14
8	O	Sauerstoff	16,0000	1 + [2]	16 a, [17 c], [18 b]
9	F	Fluor	19,00	1	19
10	Ne	Neon	20,18	3	20 a, 21 c, 22 b
11	Na	Natrium	22,997	1	23
12	Mg	Magnesium	24,32	3	24 a, 25 b, 26 c
13	Al	Aluminium	26,97	1	27
14	Si	Silicium	28,06	3	28 a, 29 b, 30 c
15	P	Phosphor	31,02	1	31
16	S	Schwefel	32,06	3	32a, 33c, 34b
17	Cl	Chlor	35,457	2	35a, 37b
18	Ar	Argon	39,94	2	36b, 40a
19	K	Kalium ⁴⁾	39,104	2	39a, 41b
20	Ca	Calcium	40,07	2	40a, 44b
21	Sc	Scandium	45,10	1	45
22	Ti	Titan	47,90	1 (2)	48 (50)
23	V	Vanadium	50,95	1	51
24	Cr	Chrom	52,01	1	52
25	Mn	Mangan	54,93	1	55
26	Fe	Eisen	55,84	2	54b, 56a
27	Co	Kobalt	58,94	1	59
28	Ni	Nickel	58,69	2	58a, 60b
29	Cu	Kupfer	63,57	2	63a, 65b
30	Zn	Zink	65,38	7	64a, 65e, 66b, 67d, 68c, 69g, 70f
31	Ga	Gallium	69,72	2	69a, 71b
32	Ge	Germanium	72,60	8	70c, 71g, 72b, 73d, 74a, 75e, 76f, 77h
33	As	Arsen	74,96	1	75
34	Se	Selen	79,2	6	74f, 76c, 77e, 78b, 80a, 82d
35	Br	Brom	79,916	2	79a, 81b
36	Kr	Krypton	82,9	6	78f, 80e, 82c, 83d, 84a, 86b
37	Rb	Rubidium ⁴⁾	85,45	2	85a, 87b
38	Sr	Strontium	87,63	2	86b, 88a
39	Y	Yttrium	88,93	1	89
40	Zr	Zirkonium	91,22	3 (4)	90a, 92c, 94b, (96)
47	Ag	Silber	107,880	2	107a, 109b
48	Cd	Cadmium	112,41	6	110c, 111e, 112b, 113d, 114a, 116f
49	In	Indium	114,8	1	115
50	Sn	Zinn	118,70	11	112, 114, 115, 116c, 117f, 118b, 119e, 120a, 121h, 122g, 124d

¹⁾ Entsprechend dem Stande unserer Kenntnisse Anfang 1930. (Vgl. 10. Bericht der deutschen Atomgewichtskommission; Ber. d. D. Chem. Ges. 63 1, 1930.)

²⁾ Mit Ausnahme von Kalium und Rubidium, deren schwerere Isotope β -Strahlen emittieren; (vgl. hierzu auch Anmerkung ⁴⁾).

³⁾ Die Buchstaben-Indices geben nach Aston die relative Beteiligung der betreffenden Atomart in dem Misch-Element an (a = stärkste, b = schwächere Komponente usw.) Die in eckiger Klammer stehenden Isotopen Atomarten sind aus banden-spektroskopischen Messungen festgestellt. Ihre Intensität ist äußerst gering. Die rund eingeklammerten Zahlen sind zweifelhafte Werte, die nur der Vollständigkeit halber mit angeführt sind.

⁴⁾ Die kursivgedruckten Atomgewichte sind dem radioaktiven Bestandteil des betreffenden Elements zuzuordnen. (Für das Rubidium 87 ist dieser Schluß noch hypothetisch.)

I. Elemente, die keine radioaktiven Isotope besitzen (Forts.).

Ordnungs- zahl	Symbol	Element	Praktisches Atomgewicht	Anzahl der Atom- arten	Einzel-Atomgewicht
51	Sb	Antimon	121,76	2	121a, 123b
52	Te	Tellur	127,5	3	126b, 128a, 130a
53	J	Jod	126,93	1	127
54	X	Xenon	130,2	9	124, 126, 128, 129a, 130, 131c, 132b, 134d, 136e
55	Cs	Caesium	132,81	1	133
56	Ba	Barium	137,36	1 (2)	(136), 138
57	La	Lanthan	138,90	1	139
58	Ce	Cerium	140,13	2	140a, 142b
59	Pr	Praseodym	140,92	1	141
60	Nd	Neodym	144,27	3 (4)	142, 144, (145), 146
80	Hg	Quecksilber	200,61	7	196g, 198d, 199c, 200b, 201e, 202a, 204f

II. Elemente, die radioaktive Isotope besitzen, bzw. radioaktive Elemente¹⁾.

Ord- nungs- zahl	Symbol	Bezeichnung des Elementes	Praktisches Atomgewicht	Bezeichnung der Atomart	Atomzeichen	Einzel- Atomgewicht, soweit bisher festgestellt
81	Tl	Thallium	204,4	<i>Actinium C''</i>	<i>AcC''</i>	(207)
				<i>Thorium C''</i>	<i>ThC''</i>	208
				<i>Radium C''</i>	<i>RaC''</i>	210
82	Pb	Blei	207,2	Radium G (Uranblei)	RaG	206
				Actinium D	AcD	(207)
				Thorium D (Thorblei)	ThD	208
				<i>Radium D</i>	<i>RaD</i>	210
				<i>Actinium B</i>	<i>AcB</i>	(211)
				<i>Thorium B</i>	<i>ThB</i>	212
				<i>Radium B</i>	<i>RaB</i>	214
83	Bi	Wismut	209,0	Wismut	Bi	209
				<i>Radium E</i>	<i>RaE</i>	210
				<i>Actinium C</i>	<i>AcC</i>	(211)
				<i>Thorium C</i>	<i>ThC</i>	212
				<i>Radium C</i>	<i>RaC</i>	214
84	Po	Polonium		<i>Polonium (Radium F)</i>	<i>Po (RaF)</i>	210
				<i>Actinium C'</i>	<i>AcC'</i>	(211)
				<i>Thorium C'</i>	<i>ThC'</i>	212
				<i>Radium C'</i>	<i>RaC'</i>	214
				<i>Actinium A</i>	<i>AcA</i>	(215)
				<i>Thorium A</i>	<i>ThA</i>	216
				<i>Radium A</i>	<i>RaA</i>	218
85	—	—	—	—	—	—
86	Em	Emanation	222	<i>Actinium-Emanation</i> .	<i>AcEm</i>	(219)
				<i>Thorium-Emanation</i> .	<i>ThEm</i>	220
				<i>Radium-Emanation</i> .	<i>RaEm</i>	222
87	—	—	—	—	—	—
88	Ra	<i>Radium</i>	226,0	<i>Actinium X</i>	<i>AcX</i>	(223)
				<i>Thorium X</i>	<i>ThX</i>	224
				<i>Radium</i>	<i>Ra</i>	226
				<i>Mesothorium 1</i>	<i>MsTh₁</i>	228
89	Ac	<i>Actinium</i>		<i>Actinium</i>	<i>Ac</i>	(227)
90	Th	<i>Thorium</i>	232,1	<i>Mesothorium 2</i>	<i>MsTh₂</i>	228
				<i>Radioactinium</i>	<i>RaAc</i>	(227)
				<i>Radiothorium</i>	<i>RaTh</i>	228
				<i>Ionium</i>	<i>Io</i>	230
				<i>Uran Y</i>	<i>UY</i>	(231)
				<i>Thorium</i>	<i>Th</i>	232
				<i>Uran X₁</i>	<i>UX₁</i>	234
91	Pa	<i>Protactinium</i>		<i>Protactinium</i>	<i>Pa</i>	(231)
				<i>Uran X₂</i>	<i>UX₂</i>	234
				<i>Uran Z</i>	<i>UZ</i>	(231)
92	U	<i>Uran</i>	238,2	<i>Uran II</i>	<i>U II</i>	234
				<i>Uran I</i>	<i>U I</i>	238

¹⁾ Die kursiv gedruckten Elemente und Atomarten sind radioaktiv; die kursiv gedruckten Atomgewichte sind auf Grund feststehender genetischer Zusammenhänge berechnet, die eingeklammerten kursiven Zahlen sind noch hypothetisch.

Atomgröße. Als Atomgröße bezeichnet man nach Sommerfeld den Radius der äußersten Elektronenschale des Bohr-Rutherford'schen Atommodells. Enthält letztere nur wenige Elektronen, so kann deren Anordnung eine *ebene* sein und ihre Dimensionen werden in keiner einfachen Beziehung zu der gewöhnlich als *Atomvolumen* (s. d.) bezeichneten Größe stehen. Man sieht also, daß der Gang der Atomgröße von Element zu Element im periodischen System im allgemeinen nur qualitativ durch die *Kurve der Atomvolumina* wiedergegeben werden kann. Trotzdem lassen sich alle ihre wesentlichen Eigenschaften auf Grund der Atomgrößen verstehen.

Atomistik. Die seit dem Altertum als philosophisches Prinzip in der Naturphilosophie eine Rolle spielende Atomistik ist durch die Dalton'schen Gesetze der konstanten und multiplen Proportionen im 18. Jahrhundert als experimentell-naturwissenschaftlicher Begriff in der Chemie fest verankert worden. In die Physik begann er in der Mitte des letzten Jahrhunderts in der kinetischen Gastheorie einzuziehen. Die direkten experimentellen Bestätigungen der Grundanschauungen der physikalischen Atomtheorie fallen in die letzten Jahrzehnte. Die wichtigste Stufe in der physikalischen Entwicklung des Atomismus ist die Deutung der Brownschen Bewegung durch Christian Wiener als Folge der Temperaturenergie. Auf ihr ist begründet die erste Messung der Loschmidt'schen Zahl durch Perrin. Von den Grundgrößen der kinetischen Gastheorie ist die Temperaturgeschwindigkeit der Atome und die freie Weglänge der Atome in einem Gase von Stern und von Born experimentell gemessen worden. Der experimentelle Nachweis, daß die Atomgeschwindigkeit proportional der Wurzel aus der absoluten Temperatur ist, muß als die experimentelle Grundlage der kinetischen Gastheorie betrachtet werden. Die chemische Atomistik führte über die Faraday'schen Gesetze zu der Atomistik der Elektrizität, da jedes einwertige Ion die gleiche Elektrizitätsmenge mit sich führt, unabhängig von seiner chemischen Natur und von seinem Atomgewicht. Die Erkenntnis, daß die Kathodenstrahlen aus bewegten negativen Elektrizitätsquanten ohne materielle Massen bestehen — einwandfrei zuerst von W. Wien bewiesen — führte weiter dazu, daß keine freien positiven Ladungen, d. h. ohne materielle Maße, vorhanden sind. Die Einheit der negativen Ladungen ist das Elektron mit der statisch gemessenen Ladung von $4,7 \times 10^{-10}$ Einheiten und der elektromagnetischen Maße von $0,9 \times 10^{-27}$ Gramm (s. Elektron). Die Einheit der positiven Maße ist das Proton (s. d.), der Kern des Wasserstoffatoms mit der gleichen Ladung und der 1850fachen Maße des Elektrons. Elektron und Proton bilden die Grundlage für die moderne Theorie des Atombaues, wie sie in den Theorien von Lenard, Thomson, Rutherford und schließlich Bohr entwickelt wurden. Das Atommodell von Bohr führte zu dem Atomismus des Magnetismus. Ein Elektron, welches nach dem einfachen Bohrschen Atommodell um einen positiven Kern sich bewegt, ist einem elektrischen Kreisstrome äquivalent und erzeugt somit ein magnetisches Moment, dessen Größe in der Bohrschen Theorie nur von universellen Konstanten abhängig ist (vgl. Magneton). Das Magneton ist somit eine Eigenschaft der Atome, bei welchen die magnetischen Momente der kreisenden

Elektronen sich nicht aufheben. Neuerdings verlangt die Entwicklung der Atomtheorie dem Elektron ein magnetisches Moment zuzuschreiben (Spinning-Elektron) (s. Kreiselektron). Der Atomismus der Strahlungsenergie wurde zuerst von Planck zur Ableitung des Strahlungsgesetzes (s. d.) des schwarzen Körpers eingeführt. Danach ist die Energie einer Strahlung aus Energiequanten zusammengesetzt, deren Größe proportional der Frequenz der Strahlung ist. Eine sehr direkte experimentelle Bestätigung dieser atomistischen Theorie der Strahlung bietet der Photoeffekt. Die kinetische Energie des durch Licht ausgelösten Elektrons erweist sich nicht nur als proportional der Frequenz der erregenden Strahlung, sondern es gilt quantitativ die Beziehung, daß die kinetische Energie des Elektrons εV (Ladung \times beschleunigender Spannung in Volt) gleich ist der Lichtquantenenergie der auslösenden Strahlung $h\nu$. Im Compton-Effekt wird nachgewiesen (s. d.), daß den Lichtquanten Impuls und somit Masse zukommt. Der Impuls ist (als Energie durch Geschwindigkeit) $\frac{h\nu}{c}$, die Masse des

Lichtquantens $\frac{h\nu}{c^2}$. Für mittleres sichtbares Licht (5000 Å) sind die Größen zahlenmäßig: Lichtquant in erg = $3,9 \times 10^{-12}$; Impuls = $1,3 \times 10^{-22}$; Masse = $4,3 \times 10^{-33}$. *Gerlach.*

Aus der sehr umfangreichen Literatur seien nur einige Monographien erörtert, wo in kurz zusammenfassender Weise das Wesentlichste, sowie nähere Literaturangaben zu finden sind. J. Perrin, *Die Atome*. Verlag v. Theodor Steinkopff-Dresden und Leipzig 1923. Svedberg, *Die Existenz der Moleküle*. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1912. Walther Gerlach, *Materie, Elektrizität, Energie*. Verlag v. Theodor Steinkopff-Dresden und Leipzig. 2. Aufl., 1926. Englische Ausgabe: Matter, Electricity, Energy. Verlag D. van Nostrand Company, Inc. New York 1928.

Atomkern. Nach dem *Rutherford'schen Atommodell* ist der Atomkern als Träger der Hauptmasse und der gesamten *positiven* elektrischen Ladung des Atoms, als Zentralkörper des atomaren Planetensystems anzusehen. Nach van den Broek umfaßt diese Kernladung soviel Einheiten des positiven Elementarquantums der Elektrizität, als die Nummer des betreffenden Elementes in der Aufeinanderfolge der Elemente im periodischen System beträgt. Die *Atomnummer* oder *Ordnungszahl* ist daher gleich der *Kernladungszahl* (konventionelles Zeichen: *Z*). Diese Annahme ist durch Versuche über die Zerstreuung der α -Strahlen beim Durchgang durch Materie von Chadwick mit einer Genauigkeit von $1\frac{1}{2}\%$ experimentell bewiesen, während die richtige Numerierung der Elemente mittels der Röntgenspektren (s. d.) sichergestellt werden konnte. Die Kernladungszahl von Wasserstoff ist danach 1, jene von Helium 2, von Lithium 3 usw., endlich die von Uran 92. Auf Grund ähnlicher Versuche wurde ferner der Durchmesser der Atomkerne zu etwa 10^{-12} — 10^{-13} cm bestimmt. Da die Masse der Atomelektronen (Masse des Elektrons: Wasserstoffatomkernmasse gleich 1:1847) gegen die *Kernmassen* praktisch vernachlässigt werden kann, dürfen an Stelle der letzteren die *Atommassen* genommen werden, welche neben der Ladung die einzigen für die Atomkerne gegenwärtig bekannten charakteristischen Größen sind. Seit den Kanalstrahlversuchen von Aston weiß man, daß die Elemente im allgemeinen *Gemische* von *Isotopen*

(s. d.) mit praktisch *ganzzahligen* Atomgewichten sind, eine Tatsache, welche an den radioaktiven Elementen schon früher bekannt und auf Grund der Rutherford'schen Kerntheorie der Atome gedeutet worden war (s. Zerfallsgesetze d. Radioaktivität). Es gibt also Atomkerne *gleicher Ladung*, deren *Massen verschieden*, und zwar ganzzahlig sind, wenn die Sauerstoffatommasse wie üblich gleich 16 (konventionelles Sauerstoffatomgewicht) gesetzt wird. Unter den verschiedenen Isotopen gibt es ferner *Isobare, massegleiche* Atomkerne mit *verschiedenen* Ladungen. Zwischen Ladung und Masse besteht demnach kein eindeutiger Zusammenhang, es fehlt auch noch an einer klaren Gesetzmäßigkeit, welche die zu einer bestimmten Kernladung gehörenden Massenwerte voraussehen läßt. Von den hinreichend genau bekannten Atom- bzw. Kernmassen ist auffallenderweise gerade jene des Wasserstoffatoms merklich *unganzzahlig*, nämlich 1,00775. Die übrigen gefundenen Abweichungen von der Ganzzahligkeit sind meist von der gleichen Größenordnung (z. B. für Stickstoff, $Z = 7$, $m = 14,008$), so daß hier, auf die Einheit bezogen, viel geringere Abweichungen vorliegen. (s. a. Effektive Kernladung).

Radioaktivität und allgemeine Isotopie der Elemente zeigen, daß die Atomkerne eine bestimmte, im allgemeinen komplizierte *Struktur* besitzen müssen. Daß an ihrem Aufbau auch *negative* Elementarquanten (*Elektronen*) teilnehmen, beweisen die radioaktiven β -Strahler; die Anteilnahme *einzelner positiver* Elementarquanten an ihrer Konstitution ergaben Rutherford's Versuche über die Zertrümmerung von Atomkernen leichter Elemente durch α -Strahlen. Da nach Kirsch und Pettersson auch zahlreiche schwerere Atomkerne unter H-Strahlensendung zertrümmert werden können, muß die Zertrümmerbarkeit als eine allgemeine Eigenschaft der Atomkerne, und ihre Verwirklichung in jedem Einzelfalle als eine Angelegenheit wechselnder experimenteller Schwierigkeiten angesehen werden. *Elektronen* und *Protonen*, wie Rutherford die positiven Elementarquanten (Wasserstoffkerne) nennt, haben also nach dem heutigen Stande der Forschung als letzte Bausteine aller Materie zu gelten. Offenbar ist eine gewisse Zahl von Elektronen notwendig um den Zusammenhalt der positiven Ladungen im Atomkerne zu ermöglichen. Da die *Kernelektronen* eine ihrer Anzahl n entsprechende Zahl von Protonen bezüglich ihrer Ladung neutralisieren, gibt die Kernladungszahl Z die *Differenz* der Protonen- bzw. Elektronenanzahl an: $Z = p - n$. Atomkerne *isotoper* Elemente haben nun verschiedene Kernelektronen- und Protonenanzahlen, dagegen dasselbe Z . Hieraus folgt sofort die Verschiedenheit ihrer Atomgewichte bzw. Kernmassen m . Letztere sind offenbar gleich der Anzahl der Protonen, also $p = m$; denn die Masse der Protonen ist rund Eins, jene der Elektronen aber wie bereits erwähnt, vernachlässigbar klein. So ergibt sich beispielsweise die Ladung $Z = 2$ und Masse $m = 4$ des mit einem α -Teilchen identischen Heliumatomkernes auf Grund der Annahme, daß dieser aus $p = 4$ Protonen und $n = 2$ Elektronen besteht. Das Auftreten von α -Strahlen beim radioaktiven Zerfall sowie die Teilbarkeit vieler Atomgewichte durch 4 beweist übrigens, daß dieser Konfiguration von 4 Protonen und 2 Elektronen infolge hoher Stabilität im Aufbau vieler Atomkerne eine gewisse weitgehende Sonderexistenz als Baustein zukommen könnte.

Setzt man für die Masse der Protonen irgendeines Atomkernes an Stelle der Einheit den genaueren Wert 1,008, so ergeben sich für die nach obiger Regel gefundenen Massen der Atomkerne Abweichungen von der Ganzzahligkeit, die viel zu groß sind, als daß sie bei den Atomgewichtsbestimmungen der Messung hätten entgehen können. Eine bezüglich Vorzeichen und Größenordnung zutreffende Erklärung dieser Massendefekte liefert die *Relativitätstheorie* auf Grund des Satzes von der Trägheit der Energie. Hiernach müssen die Atomkerne Kohäsionsenergien von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-3} erg besitzen. Auf diesem Wege gelingt es auch, die oben erwähnte außerordentliche Stabilität des α -Teilchens und seine ausgezeichnete Rolle beim Kernaufbau verständlich zu machen.

Um die Dimensionen der Atomkerne zu erklären, hat Lenz vorgeschlagen, in ihnen die Protonen nach Quantengesetzen um die Elektronen kreisend anzunehmen. Solche *Kernmodelle* lassen sich durch eine Art *Inversion*, d. h. Vertauschung der Rolle der positiven und negativen Ladungen aus den gewöhnlichen Bohrschen Atom- bzw. Molekülmodellen gewinnen (*invertierte Modelle*), doch zeigt sich dann, das Zutreffen dieser Vorstellungen vorausgesetzt, daß innerhalb der Kerndimensionen von rund 10^{-13} cm das *Coulombsche Gesetz* nicht mehr gültig sein kann, sondern durch ein mit der Entfernung rascher veränderliches Kraftgesetz ersetzt werden muß. Ein wenigstens qualitatives Verständnis solcher Kräfte wird angebahnt durch die aus spektroskopischen Tatsachen erschlossene Folgerung, daß das Elektron einen quantenhaft-universellen *Drehimpuls* besitzt (s. Kreiselektron), welchem ein magnetisches Moment von der Größe eines Bohrschen Magnetons (s. d.) entspricht. Wenn man, wie naheliegend, voraussetzen darf, daß den Protonen ein gleich großer Drehimpuls und wegen ihrer 1847mal größeren Masse ein 1847mal kleineres magnetisches Moment zukommt, so ergibt sich, daß die magnetischen Wechselwirkungen zwischen den Kernbestandteilen innerhalb der Kerndimensionen wesentlich größer sein sollten als ihre elektrostatischen. Die Struktur der Atomkerne könnte demnach von den elektrischen Ladungen der Protonen und Elektronen weniger abhängig und im wesentlichen nur durch quantenhafte magnetostatische Wechselwirkungen bedingt sein.

Abgesehen von diesem wesentlichen Unterschiede verhalten sich die Atomkerne jedoch ganz ähnlich wie die Elektronenhüllen der Atome. Das fundamentale Eingreifen der Quantengesetze wird namentlich bei den radioaktiven Atomkernen durch eine Reihe von Erscheinungen verfolgbar, deren quantitative Erforschung vielfach erst am Beginne steht. Die von radioaktiven Atomkernen ausgesandten γ -Strahl-Linienspektren und ihre Begleiterscheinungen erweisen sich als Quantenvorgänge derselben Art wie jene der Elektronenhüllen, die γ -Frequenzen genügen der *Bohrschen Frequenzbedingung* (s. d.) sowie dem *Kombinationsprinzip* (s. d.) und belegen die Existenz *stationärer Kernquantenzustände* von ähnlicher Beschaffenheit wie die Quantenzustände röntgenangeregter Elektronenhüllen (s. radioaktive Quantenvorgänge). Kernzusammenstöße werden ebenso wie Atomzusammenstöße von Energie- und Impulssatz beherrscht, auch die Abhängigkeit der Stoßhäufigkeiten von der Relativgeschwindigkeit der Stoßteilnehmer zeigt ein qualitativ ähnliches Ver-

halten. In Analogie zur Molekülbildung durch Vereinigung zusammenstoßender Atome, bzw. zu Austauschreaktionen bei Molekülstößen, hat sich aus Bahnsputraufnahmen im Wilsonschen Nebelapparat ergeben, daß Zusammenstöße von α -Teilchen und Atomkernen zur Vereinigung beider Atomkerne unter H-Strahlaussendung führen können, während die ohne Vereinigung der Stoßpartner vorsichgehenden Fälle der „Atomzertrümmerung“ der gewöhnlichen Stoßionisation von Atomen entsprechen.

Über den Einfluß des Atomkernes auf das vom Atom ausgesandte Spektrum s. Wasserstoffatom.

Atommagnetismus s. Atomkern, Kreiselektron.

Atommodelle. Eine große Anzahl physikalischer Erscheinungen, wie beispielsweise Elektrolyse, lichtelektrischer Effekt, Radioaktivität usw. beweisen, daß am Aufbau der Atome positive und negative elektrische Ladungen teilnehmen müssen. Alle Atommodelle, die je ernstlich in Betracht gezogen worden sind, gehen daher von der Annahme einer *elektrischen* Konstitution der Materie aus und bilden die im Normalzustande elektrisch neutralen Atome auf Grund der Vorstellung einer Atomistik der Elektrizität. Da die *negativen* Elementarquanten erfahrungsgemäß stets einzeln auftreten, die *positiven* hingegen vielfach in größeren Zusammenfassungen, müssen auch diese Tatsachen an den Atommodellen verständlich werden. Diesen Bedingungen genügt sowohl das *Rutherford'sche Atommodell* als jenes von *J. J. Thomson*. Nach Rutherford (1911) bestehen die Atome aus einem positiv geladenen Kern, der von einer Anzahl von Elektronen umkreist wird. Einen Vorläufer besitzt dieses Atommodell in der *Dynamidentheorie* Lenards (1903), welche aber noch nicht die fundamentale Vorstellung eines *einzig* positiv geladenen Zentrums enthält (s. Dynamiden). Während die mangelnde Stabilität des Rutherford'schen Atommodells für dasselbe von vornherein eine große Schwierigkeit bedeutete, ist diese beim älteren *Thomson'schen Atommodell* (1904) von Anfang an gesichert. Letzteres besteht aus einer gleichmäßig von positiver Raumladung erfüllten Kugel (Durchmesser von der Größenordnung 10⁻⁸ cm), innerhalb deren sich Elektronen auf Kreisbahnen bewegen oder Gleichgewichtskonfigurationen bilden. Während das Thomson'sche Atommodell aber ungeeignet ist, die Zerstreuung der α -Strahlen beim Durchgang durch die Materie zu erklären, gelang es Bohr 1913, das speziell auf Grund dieser Erscheinungen geschaffene Rutherford'sche Atommodell durch Anwendung der *Quantentheorie* zu stabilisieren und ihm durch Erklärung der Spektralerscheinungen zum endgültigen Siege zu verhelfen. S. Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Nähere s. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*. 4. Aufl. Braunschweig 1924.

Atomnummer s. Atomkern, Periodisches System der Elemente und Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Atomrefraktion. Der Brechungsexponent n eines Körpers ist abhängig von der Wellenlänge des angewandten Lichtes (man wählt meist die D-Linie des Natriumlichtes oder die C- oder F-Linie des Wasserstofflichtes), der Temperatur des Körpers und von Änderungen des Aggregatzustandes. Um sich vom Einfluß der Temperatur unabhängig zu machen, genügt es im allgemeinen, wie Landolt zeigte, statt des Brechungsexponenten n das

spezifische Brechungsvermögen: $\frac{n-1}{d}$ zu wählen, wo d die Dichte des Stoffes ist.

Gehen die Ansprüche weiter, wird im besonderen auch Unabhängigkeit vom Aggregatzustand verlangt, so wählt man besser eine modifizierte Form, die aus der Theorie der Dielektrika von Clausius

hervorgegangen ist: $\frac{u}{d} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = R$. Diese

Funktion R heißt die spezifische Refraktion. Hierin ist u der Bruchteil des Gesamtvolumens, den die Moleküle wirklich einnehmen, und d wieder die Dichte. R ist weitgehend unabhängig von der

Temperatur; denn es ist ja gleich $\frac{u}{d}$, also nichts anderes als das Volumen, das die Moleküle eines Grammes Substanz unter verschiedenen Bedingungen tatsächlich einnehmen.

Multipliziert man R mit dem Atomgewicht, so erhält man die sogenannte Atomrefraktion; multipliziert man R mit dem Molekulargewicht, so erhält man die Molekularrefraktion, also das Volumen, das die in einem Grammatom bzw. in einem Mol enthaltenen Moleküle tatsächlich einnehmen. Die Atomrefraktion ist zumindest für einwertige Elemente eine additive Eigenschaft d. h., man kann die Molekularrefraktion einer Verbindung, die aus nur einwertigen Elementen besteht, aus den Atomrefraktionen der Elemente berechnen durch einfache Addition. Für mehrwertige Elemente gilt das im allgemeinen nicht; so muß man für Kohlenstoff, Sauerstoff oder Stickstoff, je nach der Art wie sie gebunden sind, andere Atomrefraktionen ansetzen. Man spricht z. B. in der organischen Chemie direkt von der Molekularrefraktion einer doppelten oder dreifachen Bindung der Kohlenstoffatome.

Hierzu gibt W. Nernst folgendes Beispiel: Für die rote Linie des Wasserstofflichtes hat man nach Roht und Eisenlohr folgende Atomrefraktionen einzusetzen: Kohlenstoff: 2,413; Wasserstoff: 1,092; Äthylenbindung: 1,686; daraus berechnet sich die Molekularrefraktion des Benzols zu:

6 Kohlenstoff	= 6.2,413 = 14,48
6 Wasserstoff	= 6.1,092 = 6,55
3 Doppelbindungen . .	= 3.1,686 = 5,06

MR = 26,09

Die Beobachtung lieferte: $n = 1,4967$; $d = 0,8799$; $M = 78$;

$$MR = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{d} = 25,93.$$

Daraus ergibt sich, daß die Bestimmung von Molekularrefraktionen ein beachtenswertes Hilfsmittel für die Konstitutionsbestimmungen ist.

W. Borinski.

Näheres s. W. Nernst, *Theoretische Chemie*, II. Buch, 6. Kap.

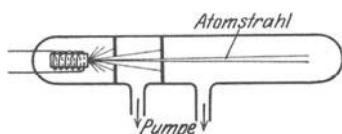
Atomrotation. Befindet sich ein lichtdurchlässiger Stoff in einem magnetischen Felde, so dreht er die Schwingungsebene polarisierten Lichtes. Der Drehungssinn ist für die meisten Gase der gleiche, nämlich gleich dem des Kreisstromes, der das magnetische Feld erregt. Die Stärke der Drehung hängt sowohl von der Stärke des magnetischen Feldes ab, als auch von der Dicke der durchstrahlten Schicht und ist für verschiedene Körper verschieden. Unter spezifischer Rotation versteht man den Drehungswinkel dividiert durch den einer Wasserschicht gleicher Dicke und dividiert durch die Dichte des drehenden Körpers. Multipliziert man die spezifische Rotation mit dem Atom- bzw. Molekulargewicht des Körpers, so erhält man

die Atom- bzw. Molekularrotation. Auch die Atomrotation ist wie die Atomrefraktion (s. d.) für einwertige Elemente eine additive Eigenschaft; für mehrwertige Elemente ist die Art ihrer Bindung zu berücksichtigen.

W. Borinski.

Näheres s. S. Smiles, Chemische Konstitution und physikalische Eigenschaften. Herausgegeben von R. O. Herzog, Dresden 1914.

Atomstrahl. Unter einem Atomstrahl versteht man einen gradlinig gerichteten Strahl von Atomen im höchsten Vakuum, dessen Strahldichte so gering ist, daß innerhalb des Strahles keine Zusammenstöße zwischen hintereinander laufenden Atomen vorkommen. Ein solcher Strahl kann experimentell verifiziert werden durch den Dampfstrahl, welcher z. B. aus einem kleinen Ofen kommt, der allseitig bis auf eine kleine Öffnung geschlossen ist, und aus dem mittelst zweier hintereinander gesetzter Blenden ein enger Bereich in den hochevakuierten Untersuchungsraum eingelassen wird (Fig.). In der Tat-



Erzeugung von Atomstrahlen.

sache des gradlinigen Atomstrahls kommt die gradlinige Fortpflanzung der Atome zur Geltung, wie zuerst von dem Amerikaner W. A. Anthony gefunden wurde. In neuerer Zeit sind Atomstrahlen verwendet worden, um die Grundannahmen der kinetischen Gastheorie zu prüfen. O. Stern hat mit ihrer Hilfe die Temperaturschwindigkeit von Silberatomen gemessen. M. Born hat sie verwendet, um die freie Weglänge experimentell zu messen, indem bestimmt wurde, in welchem Maße die Strahldichte eines von einer punktförmigen Atomstrahlquelle ausgehenden Strahlenbündels beim Durchqueren eines Gases von bekanntem Druck stärker abnahm als die Strahldichte des gleichen Strahles im Hochvakuum, welches letztere nur durch die geometrischen Verhältnisse bedingt ist. Schließlich haben W. Gerlach und O. Stern Atomstrahlen verwendet zur Bestimmung des magnetischen Moments von Atomen und zum experimentellen Beweise der Bohrschen Magnetontentheorie und der Richtungsquantelung, Estermann (nach einer Theorie von Reiche und Kallmann) zur Messung des elektrischen Moments von Dipolmolekülen. Andere Atomstrahlversuche (Knudsen, Wood, Estermann, Volmer u. a.) behandeln die Frage nach der Bildung von Metallniederschlägen und das Wachsen von Kristallen. Ein Atomstrahl oder Molekularstrahl unterscheidet sich von dem Boltzmannschen „eindimensionalen Gase“ dadurch, daß in ersterem keine, in letzterem Zusammenstöße in einer Richtung stattfinden sollen.

Gerlach.

Näheres s. W. Gerlach, Atomstrahlen in Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. 1927, Bd. III.

Atomstrahlungskoeffizient. Das ist die auf das einzelne Atom bezogene Sekundärstrahlungsfähigkeit, also derjenige Prozentsatz der einfallenden primären Strahlung, der von einem Atom zur Sekundärstrahlung umgeformt wird. Ist A (bezogen auf $A_H=1$) das Atomgewicht der betrachteten Substanz ρ ihre Dichte und h die Masse des Wasserstoffatoms, so ist $\frac{\rho}{A h}$ die Zahl der

Atome pro Volumseinheit, und $\frac{k \cdot A \cdot h}{\rho}$ das Strahlungs-

vermögen des einzelnen Atomes, wenn k dasjenige der Volumseinheit ist. In ganz gleichem

Sinn versteht man unter $\frac{\mu A h}{\rho}$ das Absorptions-

vermögen (μ Absorptionskoeffizient) des Atomes, und gleicherweise definiert wird man einen „Atomstreuungskoeffizient“ in der Literatur finden.

K. W. F. Kohlrausch.

Atomsysteme. Unter der ganz allgemeinen Bezeichnung Atomsystem versteht man nach Bohr zunächst einzelne, in sich abgeschlossene Gebilde, wie Atome, Moleküle, Ionen. Als unabgeschlossene Atomsysteme gelten demgegenüber wesentlich instabile Gebilde, wie etwa die Wechselwirkung zwischen einem stoßenden Elektron und einem abgeschlossenen Atomsystem, welche nur eine beschränkte Zeitdauer hindurch merklich ist, sei es, daß diese beiden Teilgebilde nach ihrer Begegnung wieder auseinanderfliegen, sei es, daß das Elektron durch das Atom gebunden wird. Während die Behandlung abgeschlossener Atomsysteme durch die Quantentheorie bereits einen hohen Grad von Vollendung erlangt hat, bieten die unabgeschlossenen noch zahlreiche unüberwundene Schwierigkeiten (s. Quantenkinetik). Wie die Heisenbergsche Quantenmechanik insbesondere in der Form der Schrödingerschen Wellenmechanik (s. d.) dargetan hat, besteht jedoch zwischen abgeschlossenen und unabgeschlossenen Atomsystemen quantentheoretisch kein prinzipieller Unterschied.

Atomvolumen. Ein chemisches Element oder eine Verbindung beansprucht je nach dem Aggregatzustand, der Modifikation und den äußeren Bedingungen, unter denen sie sich befinden, einen gewissen Raum. Allgemein bezeichnet man als Atomvolumen eines Elementes den Quotient aus Atomgewicht und Dichte, als Molvolumen einer Verbindung den Quotient aus Molekulargewicht und Dichte. Über die Abhängigkeit des Volumens der Gase und Dämpfe von den Zustandsvariablen s. „Zustandsgleichung der Gase“. Dies Atomvolumen setzt sich zusammen aus dem von den Atomen bzw. Molekülen tatsächlich beanspruchten Raum und den zwischen den Atomen befindlichen Zwischenräumen. Während dieser bei den Gasen praktisch gleich dem Gesamtvolumen zu setzen ist, beträgt er bei den festen Körpern nur etwa 10% des Gesamtvolumens. Da außerdem die Größe der Zwischenräume einigermaßen konstant ist, kann man also das Atomvolumen im festen Zustand als gutes Maß für den, von den Atomen wirklich beanspruchten Raum betrachten. Trägt man die Atomvolumina der Elemente im festen Zustande in Abhängigkeit von der Ordnungszahl (s. d.) auf (nach Lothar Meyer 1870), so erhält man den in der Figur wiedergegebenen Kurvenzug. Man sieht bei einem Vergleich mit dem periodischen System der Elemente (s. d.), daß es für das Atomvolumen in erster Linie nicht auf die Ordnungszahl bzw. das Atomgewicht ankommt, sondern auf die Gruppe, zu der das betreffende Element gehört. Die Perioden kommen außerordentlich scharf zum Ausdruck und zwar so, daß ein Unterschied zwischen kurzen und langen Perioden nicht existiert: Immer weist die Kurve sehr scharfe Maxima bei den Alkalien und

breite, etwa in der Mitte der Perioden liegende Minima auf.

Der Raum, den die Atome in Verbindungen einnehmen, in denen sie nicht neutral, sondern als Ionen vorhanden sind, ist von dem Ionisationszustand abhängig und von den hier angegebenen Atomvolumina verschieden. Vgl. hierzu den Artikel „Ionenradien“.

Sind die Zwischenräume nicht mehr zu vernachlässigen, so kann man ihren Einfluß dadurch unschädlich machen, daß man verschiedene Stoffe bei

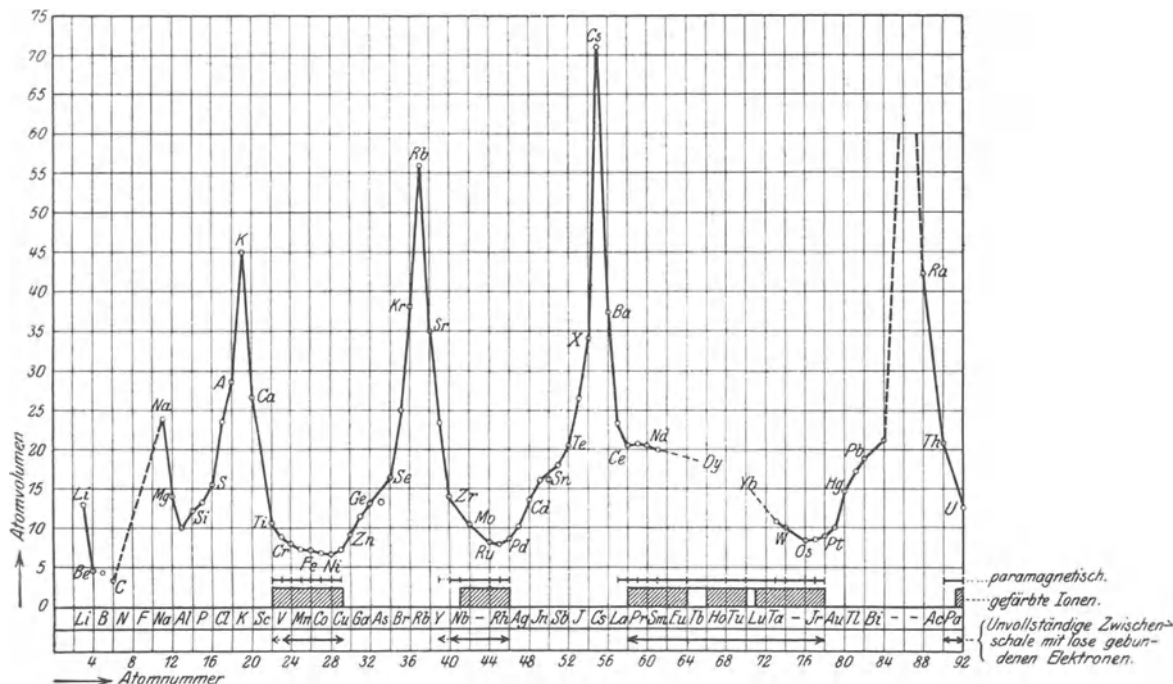
für ein Gas, in dem die Ausdehnung nicht von einer inneren Arbeitsleistung begleitet ist, die einfache Form an

$$C_p - C_v = R,$$

wo $R = 1,986 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}$ die Gaskonstante bedeutet. Vgl. auch Dulong-Petitsches Gesetz. Scheel.

Näheres s. Nernst, Theoretische Chemie.

Atomzerfall. Die Fähigkeit radioaktiver Substanzen, Energie in Form korpuskularer oder elektromagnetischer Strahlung abzugeben, wird auf den



Periodisches Verhalten der Atomvolumina.

übereinstimmenden Zuständen (s. d.) betrachtet. So hat Kopp gezeigt, daß sich das Molvolumen organischer Flüssigkeiten beim Siedepunkt unter normalem Druck additiv nach der Formel

$$V = 11,0 m + 12,2 n_1 + 7,8 n_2 + 5,5 o + 22,8 p + 27,8 q + 37,5 r + 22,6 s$$

berechnen läßt. Hier ist m die Zahl der Kohlenstoffatome im Molekül, n_1 der Sauerstoffatome, die mit beiden Valenzen an ein Kohlenstoffatom gebunden sind, n_2 alle übrigen Sauerstoffatome, o der Wasserstoffatome, p der Chloratome, q der Bromatome, r der Jodatome, s der Schwefelatome. Die Zahlenfaktoren sind hiernach die Atomvolumina am Siedepunkt. v. Simson.

Atomwärme. Molekularwärme. In manchen Fällen ist es von Vorteil und erleichtert die Überlegungen, wenn man die spezifische Wärme nicht auf 1 g der Substanz, sondern auf ein Grammatom oder ein Grammolekül bezieht, d. h. nicht die gewöhnlichen spezifischen Wärmen c_p und c_v , sondern die Atomwärmen oder Molekularwärmen, das sind die mit dem Atomgewicht oder dem Molekulargewicht M multiplizierten spezifischen Wärmen $M c_p = C_p$ $M c_v = C_v$ in Rechnung setzt. Beispielsweise nimmt dann die Differenz der beiden spezifischen Wärmen für ein vollkommenes Gas, d. h.

Zerfall des „aktiven“ Atomes zurückgeführt. Daß der energispendende Prozeß gerade im Atom stattfindet, dafür spricht die Unabhängigkeit der Strahlungsfähigkeit von der chemischen Verbindung, in der sich das betreffende Atom befindet, sowie die Unabhängigkeit von Temperaturänderungen, Belichtung, von elektrischer und magnetischer Behandlung usw. usw. Die weitere Tatsache, daß gerade die Atome mit den höchsten Gewichten „aktiv“ sind und diese Aktivität, d. i. die Fähigkeit, spontan Energie in Strahlungsform abzugeben, im allgemeinen eine gesetzmäßige Abhängigkeit von der Zeit aufweist, führte zu der von E. Rutherford und F. Soddy im Jahre 1901 formulierten Zerfallstheorie (s. d.). Darnach sind, wie ja auch schon aus anderen bekannten Erscheinungen (z. B. Kathodenstrahlen) geschlossen werden konnte, die Atome nicht unteilbare kleinste Teilchen, nicht die elementaren Bausteine der Materie, sind vielmehr aus noch kleineren Bestandteilen (Elektronen, Helium- und Wasserstoffatomkernen) derart zusammengesetzte Gebilde, daß mit zunehmendem Atomgewicht der Aufbau immer kompliziertere Formen annimmt (vgl. „Atommodelle“). In den radioaktiven Atomen endlich wird das Gebäude instabil; ohne, wie oben erwähnt, dies-

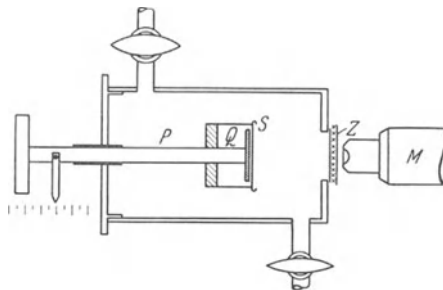
bezüglich auf äußere Einflüsse zu reagieren, strebt es stabileren Konfigurationen der subatomistischen Bausteine zu. Der Zeitpunkt der Umlagerung ist durch Ursachen bedingt, die wir nicht aufzeigen können und als zufällig (vgl. den Artikel „Schwankung“) betrachten müssen, weil die Abweichungen vom Mittel dem Fehlergesetze folgen. Und die Umlagerung selbst ist im allgemeinen mit der Abstoßung von Atombestandteilen verbunden, die, mit beträchtlicher Anfangsgeschwindigkeit begabt als α - oder β -Strahlung in Erscheinung treten und die Träger der abgegebenen Energie sind. Da sich die α -Strahlen (s. d.) als positiv geladene Helium-Atome die β -Strahlen als negativ geladene Elektronen erweisen, folgert man, daß in ihnen, sowie im Wasserstoffatom die Elemente zu suchen seien, aus denen das Atom besteht. Die Verlegung der Reaktion in das Atominnere (Atomkern) macht es verständlich, daß der hierbei eintretende Energieumsatz Werte erreicht, die cet. par. als außerordentlich groß gegen die bisher bekannten energiereichsten chemischen Reaktionen bezeichnet werden müssen.

Der Atomzerfall erweist sich als irreversibel und verläuft wie eine monomolekulare Reaktion derart, daß die Zerfallsgeschwindigkeit $\frac{dN}{dt}$ (d. i. die „Aktivität“ der Substanz, oder die Änderung der Atomzahlen mit der Zeit) zu jeder Zeit proportional ist der noch vorhandenen Anzahl N an unversehrten Atomen. Es ist somit nur ein veränderliches System da und das Zerfallsgesetz ist unabhängig von der Menge der aktiven Materie. — Beim Aufsuchen der stabileren Gleichgewichtslage geht die zerfallende Substanz im allgemeinen nicht direkt in den stabilen Endzustand über, sondern nimmt zunächst nur jenen Zustand an, den sie mit dem geringsten Aufwand an innerer Energie erreichen kann, gleichgültig ob dieser Zustand ein besseres oder schlechteres Gleichgewicht darstellt. Dementsprechend erfolgt die Umwandlung unter Aussendung von höchstens einem α - oder β -Partikel, und dementsprechend werden auf dem Wege zur Stabilität Übergangsstadien von eventuell großer Instabilität und daher geringer Haltbarkeit und kurzer Lebensdauer durchlaufen. Durch den Verlust eines α -Teilchens geht das jeweilige Atomgewicht um 4 Einheiten zurück (das He-Atom ist viermal schwerer als das H-Atom), während es bei einem mit β -Emission verbundenen Zerfall nahe ungeändert bleibt (da das Gewicht des β -Teilchens den rund 2000sten Teil des H-Atomgewichtes beträgt). Gleichzeitig ändert sich der elektrische Zustand. Es entstehen so Atomgebilde mit geändertem Atomgewicht, geänderter Valenz, geänderter Zerfallsgeschwindigkeit usw. Eine Reihe dieser an ihrer Aktivität erkannten neuen Substanzen füllte bisher unbesetzte Plätze im periodischen System der Elemente aus, so Polonium ($A = 210$), Radiumemanation (222), Radium (226), Actinium (226?) und Protoactinium (230?). Die übrigen sind bis auf ihre Instabilität und der damit verbundenen Strahlungsfähigkeit vollkommen identisch mit bereits bekannten Elementen und von diesen auf keinerlei Weise abtrennbar; man bezeichnet solche, in chemischer Hinsicht gleiche Elemente als „Isotop“ (vgl. die Artikel „Zerfallsgesetz“, „Isotopie“). —

K. W. F. Kohlrusch.

Atomzertrümmerung. Nachdem Rutherford gezeigt hatte, daß der Aufprall von α -Teilchen

(s. d.) radioaktiver Substanzen auf die viermal leichteren Atome von Wasserstoffgas diesen eine Geschwindigkeit erteilt, die sich, wie zu erwarten (vgl. d. Artikel „H-Strahlen“), bestenfalls $\frac{8}{5}$ größer (daher die von der dritten Potenz der Geschwindigkeit abhängige „Reichweite“ (s. d.) rund viermal größer) als die der stoßenden α -Teilchen erwies, wurden die Versuche auf andere Gase ausgedehnt. Dabei ergab sich bei dem in bezug auf das α -Teilchen $3\frac{1}{2}$ mal schwereren Stickstoffatom (das also nach den Stoßgesetzen eine kleinere Reichweite als das α -Teilchen, a fortiori als das H-Teilchen, haben sollte) das unerwartete Resultat, daß trotz sorgfältigster Befreiung des Gases auch von den letzten Spuren Wasserstoff doch gestoßene Teilchen beobachtet wurden, die nach Reichweite und sonstigem Gebaren zu schließen als H-Strahlen anzusprechen waren. Die Technik dieses fundamentalen Versuches, dessen weiterer Ausbau zur einwandfreien Erkenntnis führte, daß aus den Kernen gewisser elementarer Körper Wasserstoff gewaltsam herausgeschlagen werden kann, ist in ihrer einfachsten Form die folgende (s. nachstehende Figur):



Einfache Anordnung für Atomzertrümmerungsversuche.

Die flächenförmige Quelle für α -Strahlung ist auf einem verschiebbaren Träger P , dessen Stellung an einer entsprechenden Skale abgelesen werden kann, angebracht. Zwischen ihr und dem Szintillationsschirm Z . (vgl. „Szintillation“) befindet sich die zu bestrahlende Substanz, entweder als Gas oder (wie in der Figur) als dünner Schirm S . Der Szintillationsschirm wird von der Rückseite aus mit dem Mikroskop M betrachtet. Die Schwierigkeiten solcher Versuche liegen nun hauptsächlich darin, daß 1. solche Treffer, die zu einer Zertrümmerung des Kernes und zur Aussendung eines Protons (d. i. ein H-Atom ohne Hüllenelektron, also ein mit $+$ e geladener H-Kern) führen, äußerst selten sind: der Größenordnung nach 1 H-Teilchen auf 10^5 α -Teilchen; 2. daß die von H-Teilchen hervorgerufenen Szintillationen ganz wesentlich lichtschwächer als die von α -Teilchen sind; 3. daß Verunreinigungen mit Wasserstoff durch das Auftreten „natürlicher H-Teilchen“ gleichaussehende Effekte vortäuschen, die aber keiner Kernzertrümmerung entsprechen. Man könnte nun, um diese dritte Schwierigkeit zu vermeiden, die H-Quelle S immer weiter als 29 cm (d. i. die Reichweite „natürlicher“, von RaC- α -Teilchen in Bewegung gesetzter H-Strahlen) vom Schirm Z anbringen, begibt sich aber damit der Möglichkeit, Protonen kürzerer Reichweite konstatieren zu können. Somit muß sorgfältigste H_2 -Reinigung durchgeführt und ein etwaiger H_2 -Rest durch Blindversuche in Rechnung gestellt

werden. Immer noch wäre aber die Untersuchung auf Protonen beschränkt, deren Reichweite größer ist, als die der erregenden α -Strahlen, die durch ihre 10⁶mal größere Anzahl und ihre höhere Leuchtfähigkeit das Auffinden der seltenen und schwachleuchtenden Protonen verhindern würden. Um über dieses Hindernis hinwegzukommen, wurde die sog. „rechtwinklige“ und die „retrograde“ Beobachtungsmethode ausgebildet, bei welchen, zum Unterschied gegen die oben beschriebene „direkte“ Methode, die Verbindungslinie zwischen α -Quelle, H-Quelle und Szintillationsschirm um 90° bzw. 180° geknickt ist. An der Knickstelle befindet sich die H-Quelle S, deren Fläche dann um 45° bzw. 90° gegen die Richtung zum Szintillationsschirm bzw. zur α -Quelle geneigt wird. Wohl können an der H-Quelle auch α -Teilchen um 90° bzw. 180° reflektiert werden, aber dies geschieht so selten, daß die Erscheinung als Korrektur in Rechnung gesetzt werden kann, weil sich, wie oben erwähnt, die α -Szintillationen von denen der Protonen merkbar unterscheiden. Ohne auf diese und noch eine Reihe anderer Störungen — z. B. das Auftreten der seltenen α -Teilchen übernormaler Reichweite — dieser im Werden begriffenen Experimentiertechnik weiter einzugehen, seien die bisherigen Ergebnisse, soweit sie sichergestellt erscheinen, aufgezählt.

Als durch α -Bestrahlung zertrümmerbar erwiesen sich bis jetzt die Elemente: Li (3), Be (4), B (5), C (6), N (7), O (8), F (9), Ne (10), Na (11), Mg (12), Al (13), Si (14), P (15), S (16), Cl (17), K (18), Ar (19), Ti (22), Cr (24), Fe (26), Cu (29), Se (34), Br (35), Zr (40), Sn (50), Te (52), J (53). In allen Fällen wurden Protonen als Spaltstücke erhalten. Deren Natur als Wasserstoffkerne wurde durch die Art ihrer Szintillation, durch Ablenkungsversuche im magnetischen und elektrischen Feld und endlich durch direkte Massenbestimmung im Massenspektrometer sichergestellt. In allen Fällen scheint es sich um einen endothermen Prozeß zu handeln. Über den Mechanismus des Zertrümmerungsvorganges wären Aufklärungen zu erwarten durch die Feststellung des Zusammenhanges zwischen Energie und Richtung der stoßenden α -Teilchen einerseits, der Zahl, Energie- und Richtungsverteilung sowohl der abgeschlagenen Protonen, als der α -Teilchen, als der getroffenen Kerne nach dem Stoße andererseits. Die Lösung dieser experimentell äußerst heiklen Aufgabe und die theoretische Auslegung der gefundenen Beziehungen leidet einerseits in bezug auf das Experiment daran, daß alle Protonenzählungen nur untere Grenzen liefern, andererseits in bezug auf die Theorie daran, daß sowohl über die Kernkonfiguration als über die im Kern herrschenden Kraftgesetze nichts bekannt ist. Es stehen sich derzeit diesbezüglich zwei Arbeitshypothesen gegenüber; die eine (Satellit-Hypothese) nimmt an, daß besonders prädestinierte, als Satelliten in der Kernperipherie kreisende Protonen durch die direkte Einwirkung des α -Teilchens herausgestoßen werden können. Die zweite, die sog. Explosionshypothese faßt die Einwirkung insofern als indirekt auf, als die dem Kern zugeführte Energie des α -Teilchens diesen instabil macht und die Ausstoßung irgendeines, natürlich ebenfalls lockerer gebundenen Protons verursacht. Für letztere Anschauung spricht die experimentelle Erfahrung, daß stoßende α -Teilchen, wie Aufnahmen

mit der Wilsonschen Nebelkammer zeigten, manchmal im getroffenen Kerne stecken bleiben können. Wie immer man sich zur derzeitigen Berechtigung von solch eingehenden Hypothesen über die in so vielen Belangen ganz fremde und vielleicht ganz neuartige Physik des Kern-Innern auch stellen mag, sicher ist der bereits erfolgte Nachweis, daß ganz im Sinne der Proutischen Annahme Wasserstoff ein Elementarbaustein der Materie sei, bereits jetzt ein epochaler Erfolg dieser ganz jungen Kernforschung (vgl. auch den Artikel „Atomkern“). *K. W. F. Kohlrusch.*

Atwoodsche Fallmaschine s. Fallmaschine.

Audion, eine evakuierte Röhre mit Glühkathode (Wolfram, Oxyde usw.), Anode und zwischen beiden liegender gitterförmiger Hilfselektrode, allgemein „Gitter“ genannt, als Detektor für elektrische Wellen in der drahtlosen Telegraphie verwendet (Lee De Forest). Die „Audionschaltung“ ist folgende: zwei Punkte großer Spannungsdifferenz im Empfänger, also etwa die beiden Enden der Abstimmspule in der Antenne oder im Zwischenkreis oder in einer Hochfrequenzverstärkerstufe, werden an Kathode und Gitter der Audionröhre angeschlossen; jedoch wird in die Gitterzuleitung ein kleiner Kondensator gelegt. Die Kathode ist ferner mit der Anode über eine Batterie (die Anodenbatterie) von ca. 10—100 Volt, je nach dem Bau des Audions, sowie über das Telephon oder einen Verstärkertransformator zu einem Kreise (Anodenkreis) verbunden. Zum Telephon usw. parallel liegt ein Kondensator als Brücke für die Hochfrequenz. Bei Zuführung von Hochfrequenz in den Gitterkreis würde diese zunächst im Anodenkreis genau abgebildet wie in einer Verstärkeröhre. Der Gitterkondensator bewirkt jedoch eine einseitige Aufladung des Gitters durch die Elektronen der Glühkathode, wodurch neben der Hochfrequenz ein der Modulation des Senders entsprechendes An- und Absteigen des Anodenstromes und ein entsprechender Wechselstrom durch das Telephon entsteht. Beim Empfang eines ungedämpften Senders kann durch Einführung einer „Rückkopplung“ (s. d.) eine lokale Schwingung erzeugt werden, welche durch Überlagerung mit der ankommenden eine Anzahl Schwebungen pro Sekunde ergibt, was ähnlich wie die entsprechende Modulation vom Sender einen hörbaren Wechselstrom im Telephon erzeugt. Diese Methode des Empfanges ungedämpfter Schwingungen wird verschiedentlich bezeichnet als: „Audionrückkopplung“, „Schwingaudion“, „Autoheterodyne“, „Endodyneempfang“. Sie ist eine Art des Interferenzempfanges (s. d.). *H. Rukop.*

Näheres s. Jahrb. Drahtl. Tel. 12, 241; 1917.

Auffallwinkel s. Flugbahneigenschaften.

Auffangbares Bild s. Gaußsche Abbildung.

Aufhängung (Julius). Empfindliche Nadelgalvanometer und ähnliche Instrumente mit Spiegelablesung, bei denen das bewegliche System durch äußere Erschütterungen so beeinflußt wird, daß dadurch die Beobachtung des Spiegelbildes erschwert oder unmöglich gemacht wird, können durch eine passende Aufhängung vor diesen störenden Einflüssen geschützt werden. Oft genügt schon eine schwere Grundplatte, welche an drei langen dünnen Stahldrähten aufgehängt ist. Um die Schwankungen der Aufhängevorrichtung selbst zu dämpfen, kann diese mit Platten versehen sein, welche in Öl eintauchen; meist genügt aber eine

Dämpfung mit etwas Watte, die auch die Erschütterungen weniger überträgt. Fertige Aufhängungen werden von den bekannten elektrotechnischen Firmen geliefert. Bei Vibrationsgalvanometern können nach Schering die Erschütterungen dadurch aufgehoben werden, daß das Instrument auf elastische Tennisbälle gestellt wird. Auch ist vorgeschlagen worden (Einthoven), die gegen Erschütterungen empfindlichen Instrumente auf Quecksilber schwimmend aufzustellen.

W. Jaeger.

Näheres s. Julius, Ann. Phys. 18, 206; 1905.

Aufholen einer Luftschraube nennt man die selbsttätige Erhöhung der Schraubendrehzahl beim Anfahren eines Flugzeuges. Sie ist zu erklären aus der Verkleinerung des Anstellwinkels des Schraubenblattes bei wachsender Geschwindigkeit des Flugzeuges und dem infolgedessen kleineren Drehmoment in der Schraubenebene.

L. Hopf.

Auflösungsgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit, mit der sich Stoffe in Lösungsmitteln aufzulösen vermögen, ist im Falle größerer Löslichkeit ein Diffusionsproblem. Bei Mischkristallen leicht- und schwerlöslicher Komponenten treten besondere Erscheinungen auf. Die inaktive Komponente vermag eine Art Schutzwirkung auszuüben, wenn die Anordnung der Komponenten regelmäßig ist, speziell wenn der Molenbruch der inaktiven Komponente in regulären Kristallen ein Vielfaches von $\frac{1}{3}$ beträgt. Bei leichter Platzvertauschbarkeit, höherer Temperatur oder regelloser Anordnung verschwindet diese Schutzwirkung (Tammann).

Bennewitz.

Auflösungsvermögen s. Fernrohr u. Mikroskop.

Aufnahmefähigkeit, magnetische, s. Suszeptibilität.

Aufpunkt. Der Aufpunkt hat zunächst eine rein mathematische Bedeutung, die allerdings verschieden benutzt wird, indem man teils den Nullpunkt des Koordinatensystems (Ignatowski), teils den Endpunkt des Vektors (Leitstrahls) darunter versteht. Für die Elektrostatik und insbesondere die Potentialtheorie stellt er u. a. denjenigen Punkt dar, auf den sich eine irgendwie gestaltete Feldverteilung bezieht.

R. Jaeger.

Aufschlagzünder s. Sprenggeschosse.

Aufschluß heißt in der chemischen Analyse die vorbereitende Operation, durch die eine in Wasser und Mineralsäuren unlösliche Substanz in eine lösliche Form übergeführt wird. Nach dem Aufschluß setzt dann der eigentliche Trennungsgang ein. Die wichtigsten Verfahren sind: 1. der alkalische Aufschluß. Durch Schmelzen mit einem Gemisch von Kaliumkarbonat und Natriumkarbonat im Platintiegel werden z. B. die Sulfate der seltenen Erden oder unlösliche Silikate so zersetzt, daß wasserlösliches Alkalisulfat oder Silikat und ein säurelösliches Karbonat entsteht. 2. Der saure Aufschluß. Durch Schmelzen mit Kaliumbisulfat im Platintiegel, wobei sich Schwefeltrioxyd bildet, werden unlösliche Oxyde, z. B. von Aluminium oder Eisen, in lösliche Sulfate übergeführt. Für besondere analytische Aufgaben finden noch besondere Aufschlüsse Anwendung, wie z. B. das Glühen der Substanz im Chlorstrom, der Flußsäureaufschluß u. a.

Günther.

Näheres s. Treadwell, Lehrb. d. analytischen Chemie. Leipzig u. Wien.

Aufspaltung von Spektrallinien. Werden leuchtende Atome der Einwirkung magnetischer oder elektrischer Felder ausgesetzt, so werden viele

ihrer ursprünglich einfachen Spektrallinien in mehrere Komponenten *aufgespalten* (Zeeman-Effekt, Stark-Effekt). Diese Ausdrucksweise hat sich in der Quantentheorie der Spektrallinien so eingebürgert, daß man dort auch beispielsweise von einer *relativistischen Aufspaltung* der Wasserstofflinien spricht, indem man dabei jene „Feinstrukturkomponenten“ meint, welche sich aus der Theorie an Stelle einfacher Spektrallinien ergeben, wenn man den Einfluß der Relativitätstheorie auf die Elektronenbewegung im H-Atom berücksichtigt.

Aufspaltungsfaktor, der von Saudé gefundene Faktor g , durch den die Größe des anomalen Zeeman effekts (s. d.) bestimmt ist.

Aufsteigender Ast s. Flugbahnelemente.

Auftrieb. Es ist zwischen statischem und dynamischem Auftrieb zu unterscheiden. Hinsichtlich des statischen Auftriebes s. Archimedesches Prinzip.

Dynamischen Auftrieb (Quertrieb) erfährt ein relativ zu einer umgebenden Flüssigkeit bewegter Körper. Die Resultante des Flüssigkeitsdruckes auf den Körper kann in eine Komponente in Strömungsrichtung (Widerstand oder Rücktrieb) und eine Komponente senkrecht dazu (Quertrieb, Auftrieb) zerlegt werden.

Beim ebenen Problem (d. h. quer zur Strömung unendlich langem, zylindrischem oder symmetrischem Körper) und bei horizontaler wirksamer Anströmung ist der Quertrieb vertikal nach oben, also der Schwerkraft entgegengerichtet. Der Widerstand (s. d.) kommt (von Oberflächenreibung abgesehen) hauptsächlich infolge von Wirbelablösung (s. Wirbelbewegungen und Bewegungswiderstand von Körpern in Flüssigkeiten) und daraus entstehender „Totwasser“-bildung (s. d.) zustande.

Die translatorische Potentialströmung um einen Körper (reine Verdrängungsströmung) s. Fig. 1, 4, die gemäß dem d'Alembertschen Paradoxon (s. d.) keine Kraftwirkung auf den

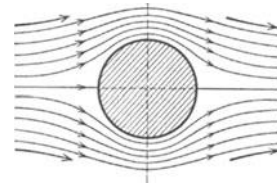


Fig. 1. Rein translatorische Potentialströmung.

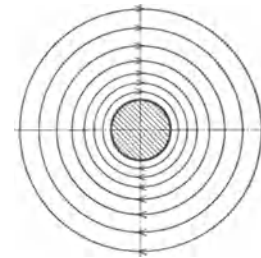


Fig. 2. Rein zirkulatorische Potentialströmung.

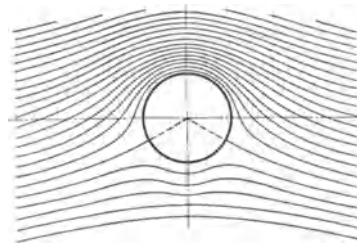


Fig. 3.

Überlagerung translatorischer und zirkulatorischer Potentialströmung.

Körper ausübt, ist nur eine mögliche Lösung der Gleichungen bei den gewünschten Randbedingungen. Eine weitere (mehrdeutige) Lösung ist die reine Zirkulationsströmung (s. Abb. 2, 5). Diese kann der Translationsbewegung additiv überlagert werden und ergibt dann dichter gelagerte Stromlinien (s. d.) (größere Geschwindigkeit, verkleinerten Druck) oberhalb des Körpers („Saugseite“), wo Translation und Zirkulation gleich gerichtet sind, während auf der Unterseite („Druckseite“) das Umgekehrte stattfindet (s. Abb. 3, 6). Man erhält auf diese Weise einen Auftrieb (Querkraft) senkrecht zur Anströmungsrichtung (keinen Widerstand!). Die Größe der Druckresultante, nach Blasius als komplexe Größe im Geschwindigkeitsfeld der Potentialströmung (s. d.) aufgefaßt, liefert im Verein mit Impulsbetrachtungen die sog. Blasiuschen Formeln für die Druck- (und Momenten-) Wirkung einer Potentialströmung auf einen in ihr befindlichen Körper und bei weiterer Durchführung den Kutta-Joukowski-Satz vom Auftrieb: $A = \rho \cdot l \cdot v$ (je Längeneinheit), wobei ρ die Dichte der Flüssigkeit, l die Zirkulation (s. d.), v die ungestörte Anströmgeschwindigkeit ist. Ferner kann man auf entsprechende Weise das Auftriebsmoment und damit den Angriffspunkt des Auftriebs

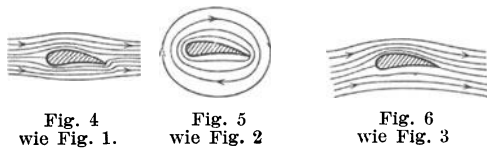


Fig. 4 wie Fig. 1. Fig. 5 wie Fig. 2. Fig. 6 wie Fig. 3

erhalten. Über die Größe der Zirkulation und damit des Auftriebes für ein spezielles Profil sagt diese Theorie noch nichts aus; man erhält eine solche Größenbestimmung erst aus der Bedingung, daß bei den technisch wichtigen Tragflügelprofilen (s. d.) die aus Translation und Zirkulation überlagerte Strömung sich genau an der mehr oder weniger scharfen Hinterkante des Profils zusammenschließen soll. Über die fünf ein Profil charakterisierenden Größen (Auftriebsinvarianten) s. v. Mises, Zschr. f. Flugtechnik u. Motorl. 1917, 1920.

Zirkulation und somit Auftrieb entsteht bei Rotoren, ferner bei Flügeln und Maschinen mit flügelartigem Mechanismus (Propellerschrauben, Turbinen).

Die Wirklichkeit weicht von dem Bild der ebenen Zirkulationsströmung im eben dargelegten Sinne einmal durch die Umströmung der Tragflügelenden (s. induzierter Widerstand, gebundene und freie Wirbel, Hufeisenwirbel) ab; außerdem wirkt die allerdings geringe Oberflächenreibung und es löst sich je nach der Größe des Anstellwinkels (s. d.) die Strömung vom Körper ab. Diese Erscheinungen vermindern den Auftrieb und rufen Widerstand hervor. Der Zusammenhang zwischen Auftriebsminderung und Widerstandsgröße infolge Umströmung, Reibung, Ablösung und Totwasserbildung ist noch nicht restlos geklärt. Die Versuchsergebnisse werden nach den Beiwerten

$$C_a = \frac{A}{F \cdot q}; \quad C_w = \frac{W}{F \cdot q}; \quad C_m = \frac{M}{F \cdot t \cdot q}$$

ausgewertet, wobei $q = \frac{\rho v^2}{2} =$ Staudruck (s. d.), $t =$ Profiltiefe, und wechseln bei einem bestimmten

Profil mit dem Anstellwinkel (s. d.) und der Reynoldsschen Zahl (s. d.). $\epsilon = \frac{C_w}{C_a}$ ist ein Maß für die Güte des Profils.

Der Auftrieb verteilt sich, wie oben bereits angedeutet, über einen Tragflügel (Rotor usw.) nicht gleichmäßig; die Verteilung hängt von der gegenseitigen Beeinflussung einzelner Tragflügelquerschnitte ab. Dazu gibt die „Tragflügeltheorie“ (s. d.) entscheidende Gesichtspunkte.

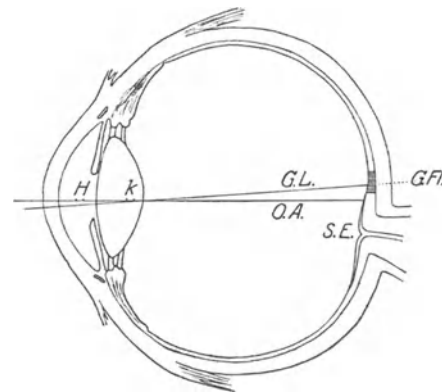
Eisner-Hopf.

Auftriebsbeiwert heißt die unbenannte Zahl $C_a = \frac{A}{q \cdot F}$. Dabei ist A der Auftrieb, q der Staudruck, F die Flügelfläche. Er hängt nur von Flügelform und Anstellwinkel ab und gibt als dimensionsloser Wert ein Maß zum Vergleich verschiedener Flügelprofile und Anordnungen. *L. Hopf.*

Auftriebsmethode. Methode zur Bestimmung des spezifischen Gewichts mittels Wägung in Wasser. *S. Hydrostatische Wägung.*

Auftriebsparabel (nach v. Mises). Die Luftkraft auf einen Flügel ist — wenn man den Widerstand vernachlässigt — gegeben durch den Auftrieb und dessen Wirkungslinie im Raum. Die Theorie der Tragflächenprofile zeigt, daß die Wirkungslinien, die zu verschiedenen Anstellwinkeln gehören, eine Parabel einhüllen. Das Luftkraftmoment um den Brennpunkt dieser Parabel ist vom Anstellwinkel unabhängig. *L. Hopf.*

Auge als optisches System. Das Auge des Menschen und das entsprechend gebaute vieler Tiere kann mit hinreichender Annäherung als ein nur drei sphärisch gekrümmte Trennungsfächen enthaltendes zentriertes optisches System aufgefaßt werden. Die erste der drei brechenden Flächen wird von der Hornhaut mit der ihr aufliegenden Tränenschicht gebildet, die beiden anderen von der Vorder- und der Hinterfläche der Augenlinse. Vernachlässigt werden bei dieser Betrachtungsweise



Schematischer Durchschnitt durch das Auge.

lediglich die praktisch unwesentliche Verschiedenheit der Brechungsindizes von Tränenflüssigkeit, Hornhautsubstanz und Kammerwasser sowie der geschichtete Aufbau der Linse aus optisch nicht ganz gleichwertigem Material, der eine Zunahme des Brechungsindex nach der Linsenmitte hin zur Folge hat. Hinsichtlich der absoluten Abmessungen und der Brechungsindizes bestehen zwischen den Augen verschiedener Individuen natürlich gering-

fügte Unterschiede. Auf Grund der aus zahlreichen Einzelmessungen gewonnenen Durchschnittswerte gelangt man zum sog. „schematischen Auge“, in welchem für die Lage der Kardinalpunkte die

Durch Messung gewonnene Durchschnittswerte	ohne Akkommodation	bei voller Akkommodation
Brechungsindex der Tränenflüssigkeit, des Kammerwassers u. des Glaskörpers	1,3365	1,3365
Durchschnittlicher Brechungsindex der Linse	1,4371	1,4371
Krümmungsradius d. Hornhaut	7,829	7,829
Krümmungsradius der vorderen Linsenfläche	10,0	6,0
Krümmungsradius der hinteren Linsenfläche	—6,0	—5,5
Ort der vorderen Linsenfläche	3,6	3,2
Ort der hinteren Linsenfläche	7,2	7,2
Linsendicke	3,6	4,0
Hieraus berechnet	ohne Akkommodation	bei voller Akkommodation
Vordere Brennweite d. Hornhaut	+23,266	+23,266
Hinterere Brennweite d. Hornhaut	—31,095	—31,095
Vordere Brennweite der Linse	+50,6	+39,1
Hinterere Brennweite der Linse	—50,6	—39,1
Abstand des vorderen Hauptpunktes der Linse von ihrer Vorderfläche	+2,1	+2,0
Abstand des hinteren Hauptpunktes der Linse von ihrer Hinterfläche	—1,3	—1,8
Abstand beider Hauptpunkte der Linse voneinander . . .	0,2	0,2
Vordere Brennweite des ganzen Auges	+15,5	+14,0
Hinterere Brennweite des ganzen Auges	—20,7	—18,7
Ort des vorderen Hauptpunktes	+1,8	+1,9
Ort des hinteren Hauptpunktes	+2,1	+2,3
Abstand der beiden Hauptpunkte voneinander . . .	0,3	0,4
Ort d. vorderen Knotenpunktes	+7,0	+6,6
Ort d. hinteren Knotenpunktes	+7,3	+7,0
Abstand eines Knotenpunktes von dem entsprechenden Hauptpunkte	—5,2	—4,7
Ort des vorderen Brennpunktes	—13,7	—12,1
Ort des hinteren Brennpunktes	+22,8	+21,0

in der Tabelle zusammengestellten Werte gelten. Die Längen sind hier in Millimetern angegeben, die Orte der verschiedenen Punkte und Flächen sind, wo nichts Besonderes angegeben ist, auf den Hornhautscheitel bezogen. (S. auch vorstehende Figur.)

Vernachlässigt man den geringen gegenseitigen Abstand der beiden Hauptebenen und denkt man sich diese in eine zusammenfallend, so wird das Auge als sog. „reduziertes Auge“ auf die Verhältnisse des einfachen optischen Systems gebracht, und man trifft die wirklichen Verhältnisse dann ziemlich genau, wenn man nach Listing den Krümmungsradius der einzigen (gegen das schwächer brechende Medium konvexen sphärischen) Trennungsfäche gleich 5,1248 mm setzt und als Brechungsindex des stärker brechenden Mediums 1,338 annimmt, wobei man dem Hauptpunkt die Entfernung von 2,3448 mm vom Hornhautscheitel zu geben hat.

Wie unter anderen schon v. Helmholtz gezeigt hat und vor allem aus den neuen Entwicklungen Gullstrands hervorgeht, weist das Auge als optisches System eine Reihe von Unvollkommenheiten auf, so daß mit einer anastigmatischen Abbildung der Außenpunkte nur in besonderen Fällen zu

rechnen ist. Außer der chromatischen Aberration, die für die Fraunhoferschen Linien B und H eine Differenz der Brennweiten von 0,75 mm bedingen kann, kommt hier der Astigmatismus infolge der ungleichmäßigen Krümmung der Hornhaut und der unvollkommenen Zentrierung der verschiedenen Trennungsfächen in Betracht, zu dem sich die Wirkung der (bei der durchschnittlichen Pupillenweite wesentlich in Betracht kommenden) sphärischen Aberration im Auge addiert. Auch die Lichtbeugung an den Pupillenrändern ist nicht ganz zu vernachlässigen. Bei schiefer Inzidenz der Lichtstrahlen resultiert fernerhin eine Unschärfe der Abbildung, die in ihrer Ursache mit der sphärischen Aberration wesensgleich ist. Endlich sind für den Strahlengang im Auge die an anderer Stelle erwähnten Inhomogenitäten der Medien (s. Entoptische Erscheinungen) nicht ohne Einfluß. Daß durch Spiegelung an den brechenden Flächen etwa 2,6% des einfallenden Lichtes verloren geht, was lediglich für die Lichtstärke der Netzhautbilder von Bedeutung ist, sei nebenbei erwähnt.

Die aus den dioptrischen Mängeln des Auges sich ergebende Unvollkommenheit der Netzhautbilder wird größtenteils durch die Wirkung des Simultankontrastes (s. Kontrast) ausgeglichen. Dies erhellt in schlagender Weise daraus, daß der von einem fernen Objektpunkte entworfene Bildkreis bei Annahme einer Pupillenweite von 4 mm und einer Einstellung des Auges auf den kleinsten Kreis der sphärischen Aberration etwa 0,1 mm, bei einer Einstellung auf den Vereinigungspunkt der Zentralstrahlen sogar etwa 3 mm breit ist, Werte, hinter denen die unter gleichen Bedingungen der Lichtstärke aus den Sehschärfebestimmungen zu errechnende Breite des einzelnen Empfindungskreises weit zurückbleibt. Der Simultankontrast wirkt also dahin, daß der wahrnehmbare Teil des von einem Objektpunkt entworfenen Bildkreises wesentlich kleiner ist als der Bildkreis selbst. Diese Wirkung hat die bei zweckmäßiger Einstellung der Akkommodation tatsächlich bestehende ungleiche Lichtverteilung auf Zentrum und Peripherie des Bildkreises zur Voraussetzung. *Dittler.*

Näheres s. Nagels Handb. d. Physiol. d. Mensch., Bd. 3, S. 30 ff. 1904.

Augendrehung beim Blicken. Die Blickbewegungen sind schon früh bemerkt worden, so erwähnt sie bereits Klaudios Ptolemaios (100—178 n. Chr.) in dem umfassendsten optischen Lehrbuch der griechischen Wissenschaft. Er glaubte, beim Sehen gelte der Mittelpunkt der Hornhautkrümmung als Zentrum, unterschied aber noch nicht zwischen indirektem und direktem Sehen. — Die Optik der Araber, namentlich Ibn-al-Haithams (965—1039) und der von diesen sehr stark beeinflussten Mönche ist auf diesem Gebiete über die Vorstellungen der Griechen nicht hinausgekommen. — Wie in so mancher Hinsicht leitet J. Kepler (1571 bis 1630) einen Umschwung ein. Er erkannte 1604 die Notwendigkeit, zwischen der Pupillenmitte und dem in die Mitte des Augapfels verlegten Mittelpunkt der Augenbewegung zu unterscheiden, und sprach sich 1611 dahin aus, daß man die scheinbare Größe eines durch eine Lupe betrachteten Gegenstandes von jener Mitte des Augapfels aus bestimmen müsse. Weitere Erkenntnis geht 1619 auf den Jesuiten Chr. Scheiner (1575—1650) zurück, der sich über die Verschiedenheit der beiden Perspektiven des Auges völlig klar war. Er unterschied den Gesichtswinkel des ruhenden Auges, dessen Spitze er allerdings noch nicht deutlich in die Pupillenmitte verlegte, von dem Gesichtswinkel beim Blicken, der seine Spitze in der Mitte des Augapfels habe und für Messungen allein in Betracht käme. — Leider hat die Optik des 17. Jahrhunderts auf diesem von Scheiner gelegten Grunde nicht weitergebaut; im Gegenteil geriet seine Lehre völlig in Vergessenheit und wurde erst von J. Müller von neuem entwickelt, als er 1826, also 207 Jahre später, auf die Bedeutung des Mittelpunktes

der hinteren konvexen Augenfläche als des Mittelpunkts der Augenbewegung hinwies. Diesen Gedanken nahm A. W. Volkmann 1836 auf, führte die heutige Bezeichnung Drehpunkt für diesen Punkt ein und bestimmte seine Lage mit beachtenswerter Genauigkeit im Mittel zu 12,6 mm vom Hornhautscheitel nach innen. Zehn Jahre darnach unterschied er den Drehpunkt deutlich von dem vorderen Knotenpunkt des Auges, womit dann die heutigen Grundlagen gelegt waren.

Diese Lehre verbreitete sich leider, von dem einsamen L. Schleiermacher († 1844) abgesehen, zunächst unter den Optikern nicht, diese nahmen vielmehr bei der Zusammensetzung mit optischen Instrumenten das Auge immer als ruhend an. Infolgedessen konnte auch keine brauchbare Theorie der Brille gegeben werden, für die ja die Drehung des blickenden Auges von überragender Wichtigkeit ist. Nach verschiedenen, mehr tastenden Ansätzen wurde hauptsächlich durch eine Reihe von Ärzten, A. Müller 1889, Fr. Ostwald 1898 und namentlich M. Tscherning 1899, die Aufgabe richtig ausgesprochen. Die technische Optik nahm die Beschäftigung mit Instrumenten zur Unterstützung des blickenden Auges, von A. Gullstrand angeregt, 1902 zunächst mit der Verantlinse auf, die 1903 auf den Markt gebracht wurde. Damit war eine nicht unwichtige Vorarbeit für die Berechnung von achsensymmetrischen und astigmatischen Brillen geleistet, mit deren gewerbsmäßiger Herstellung im Jahre 1908 begonnen wurde.

v. Rohr.

Näheres s. M. v. Rohr, Zeitschr. f. Instrumentenkunde. 1915. 35, 197—215.

Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge. Es bezeichne für ein normales Spektrum (s. „Photometrie im Spektrum“, Nr. 1) in willkürlichem Maße

$G_\lambda d\lambda$ den zwischen den Wellenlängen λ und $\lambda + d\lambda$ liegenden Energiestrom (Energie pro Zeiteinheit, s. „Energistrom“, letzter Absatz),

$h_\lambda d\lambda$ die Helligkeit dieses Bereiches.

Wir wollen dann nennen:

G_λ und h_λ den Energiestrom bzw. die Helligkeit für die Wellenlänge λ .

Die für die verschiedenen Wellenlängen λ geltenden Werte h_λ/G_λ geben mithin in relativem Maße die Helligkeiten an, welche durch die Einheit des Energiestroms (oder auch durch gleiche Energiestrombeträge) dieser Wellenlängen hervorgerufen werden. Sie sind also ein relatives Maß für die *Empfindlichkeit* des Auges für die verschiedenen Wellenlängen. Die Bestimmung der Augenempfindlichkeit läuft demnach darauf hinaus, in ein und demselben Spektrum die Verteilung der Helligkeit h_λ und der Energie G_λ zu ermitteln.

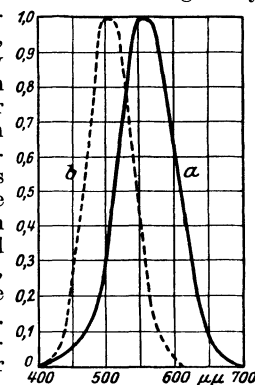
Trägt man in rechtwinkligen Koordinaten die Empfindlichkeit als Funktion der Wellenlänge auf, so erhält man die *Augenempfindlichkeitskurve*, diese ist demnach die Kurve der Helligkeitsverteilung in einem Normalspektrum, in welchem G_λ für alle Wellenlängen den gleichen Wert hat. Um vergleichbare Zahlen zu erhalten, pflegt man die höchste Ordinate der Kurve, also die größte Empfindlichkeit, gleich 1 zu setzen, mithin die Empfindlichkeit für die Wellenlänge λ als Bruchteil der größten Empfindlichkeit anzugeben. Die so definierte Empfindlichkeit werde im folgenden mit

$$\varphi_\lambda$$

bezeichnet; sie ist demnach eine zwischen 0 und 1 liegende physiologisch beeinflusste reine Zahl.

Nach der „Farbentheorie von Kries“ (s. d.) haben von den beiden Netzhautelementen die Zapfen als der farbentüchtige „Hellapparat“ wesentlich andere Funktionen als die Stäbchen, welche den totalfarbenblinden „Dunkelapparat“ bilden, zu verrichten. In nachstehender Figur gibt Kurve a die Empfindlichkeit der Zapfen auf der fovea centralis, Kurve b die Empfindlichkeit

der Stäbchen wieder. Die photometrischen Messungen zur Bestimmung der Zapfenempfindlichkeit sind wegen der großen Färbungsunterschiede der Vergleichsfelder außerordentlich schwierig (s. „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“); um möglichst zuverlässige Mittelwerte (die Werte für ein Durchschnittsauge) zu erhalten, haben die verschiedenen Beobachter eine größere Anzahl von Personen (bis zu 200) zu den Messungen hinzugezogen. Langley (1888), der als erster derartige Untersuchungen ausführte, benutzte die Sehschärfenmethode; A. König, der bald darauf seine Versuche anstellte, benutzte die Methode der gleichen Helligkeit. Von den neueren Versuchen sind z. B. die von Stiller, Thürmel (1910), Ives (1912), Bender (1914), Ives und Kingsbury (1915) nach der Flimmermethode, die von Hyde, Forsythe und Cady (1918), sowie von Gibson und Tyndall nach der Methode der gleichen Helligkeit unter Benutzung des Stufenverfahrens vorgenommen. Über die Versuchsanordnungen von Langley, Ives und Kingsbury, Thürmel, Bender s. „Photometrie im Spektrum“, Nr. 3—5. Die photometrischen Messungen zur Ermittlung der Stäbchenempfindlichkeit



[z. B. von König (1888), Ebert (1888), Pflüger (1903)] sind sehr unsicher, da sie bei sehr geringer Helligkeit vorgenommen werden müssen.

Die Kurve a ist die von Hyde, Forsythe und Cady gefundene; sie deckt sich im wesentlichen mit den übrigen neueren Kurven. Das Maximum liegt bei allen diesen Kurven in der Nähe von $555 \mu\mu$.

Die Kurve b gibt die Königschen Werte wieder; sie erreicht ihr Maximum bei $509 \mu\mu$, während Ebert und Pflüger das Maximum bei 495 bzw. $530 \mu\mu$ finden.

Die Illuminating Engineering Society New York hat 1925 die in nachstehender Tabelle mitgeteilten, von $\lambda = 400$ bis $760 \mu\mu$ in Abständen von je $10 \mu\mu$ gehenden Werte φ_λ angenommen, die aus den Messungen zahlreicher Beobachter gemittelt worden sind.

Augenempfindlichkeit φ_λ .

$\lambda (\mu\mu)$	400	500	600	700
00	0,0004	0,323	0,631	0,0041
10	0,0012	0,503	0,503	0,0021
20	0,0040	0,710	0,381	0,00105
30	0,0116	0,862	0,265	0,00052
40	0,023	0,954	0,175	0,00025
50	0,038	0,995	0,107	0,00012
60	0,060	0,995	0,061	0,00006
70	0,091	0,952	0,032	—
80	0,139	0,870	0,017	—
90	0,208	0,757	0,0082	—

Das Ergebnis der Versuche ist mithin folgendes: Die Zapfen sind für die gelbgrünen Strahlen in der Nähe von $555 \mu\mu$, die Stäbchen für die blau-grünen Strahlen von etwa $510 \mu\mu$ am empfind-

lichsten. Die Empfindlichkeit φ_λ der beiden Sehorgane nimmt schnell ab, wenn man von 555 bzw. 510 $\mu\mu$ zu größeren oder kleineren Wellenlängen übergeht.

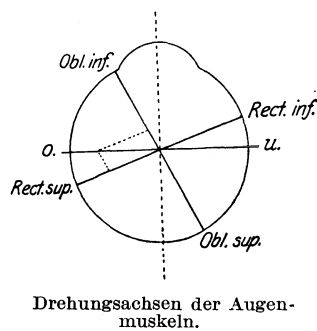
Nach Heß u. a. deckt sich, in Übereinstimmung mit der Farbentheorie von Kries, die bei fovealer Beobachtung aufgenommene Empfindlichkeitskurve Totalfarbenblinder mit der Stäbchenempfindlichkeitskurve Farbentüchtiger.

Für die praktische Photometrie kommt fast ausschließlich die Empfindlichkeitskurve der Zapfen als der bei hinreichender Helligkeit allein wirksamen Netzhautelemente in Betracht.

Schlußfolgerung aus den Untersuchungen über die Augenempfindlichkeit s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 1. *Liebenthal.*

Augenlinse s. Okular.

Augenmuskeln. Der Augapfel liegt, in lockerem Fettgewebe eingebettet, in der knöchernen Augenhöhle, die die Form eines schiefen Kegels hat. Zu seiner Bewegung besitzt er 6 Muskeln, die 4 Musc. recti und die 2 Musc. obliqui. Die ersteren 4 greifen von schräg hinten, die letzteren 2 von schräg vorne am Bulbus an. Die Augenmuskeln können mit genügender Annäherung als 3 Antagonistenpaare aufgefaßt werden, da sie den Augapfel paarweise um annähernd die gleiche Achse, aber im umgekehrten Sinne, drehen. Die Achse für den äußeren und den inneren geraden Muskel steht senkrecht auf der Gesichtslinie in der Äquatorialebene des Bulbus; bei der isolierten Betätigung eines dieser Muskeln folgt die Gesichtslinie also einer geraden Linie im Außenraume. Die Drehungsachsen der 4 anderen Augenmuskeln gehören dagegen nicht der Äquatorialebene des Bulbus an, sondern bilden mit der Gesichtslinie einen Winkel von etwa 66° bzw. 33°. Unter der Wirkung jedes einzelnen dieser Muskeln folgt die Gesichtslinie somit einer gebogenen Bahn im Außenraum; sie beschreibt einen Teil eines Kegelmantels. Bei dieser Bewegungsform bleibt die absolute Orientierung der Hauptschnitte der Netzhaut natürlich nicht gewahrt, vielmehr ist die eigentliche Exkursion der Gesichtslinie mit einer sog. Raddrehung, d. h. einer Rollung des Bulbus um die Gesichtslinie verbunden. Die Eigenart der Wirkung des einzelnen Muskels bringt es mit sich, daß schon verhältnismäßig einfache Augenbewegungen, wie z. B. die reine Blickhebung, die Zusammenarbeit mehrerer Augenmuskeln voraussetzt. Auf der anderen Seite aber kommt ihrer anatomischen Anordnung wegen der erwähnten Rollungen für die Aufrechterhaltung einer konstanten Orientierung der Netzhaut den Außenbedingungen gegenüber (s. Listing'sches Gesetz und Donders'sches Gesetz) eine hohe Bedeutung zu.



Drehungsachsen der Augenmuskeln.

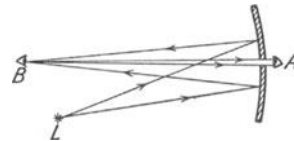
Die bei einer bestimmten Augenbewegung mitwirkenden Muskeln sowie das Verhältnis ihrer Beteiligung sind auf geometrischem Wege leicht zu ermitteln, wenn man auf der Halbachse, die der zu analysierenden

Bewegung nach den Grundsätzen der Mechanik zugeordnet ist, die beabsichtigte Winkelexkursion als Strecke abträgt und diese Strecke (als die Resultante) durch Konstruktion des Parallelogrammes der Drehungsmomente nach den benachbarten Muskelhalbachsen hin in ihre Komponenten zerlegt. Das Verhältnis der auf den Muskelhalbachsen abgeschnittenen Strecken entspricht dann dem Verhältnis der Drehungsmomente, mit dem die beteiligten Muskeln in die Augenbewegung eingehen. In vorstehender Figur ist das beschriebene Verfahren für den einfachen Fall einer reinen Blickhebung durchgeführt (die Bezeichnungen gelten für das von oben gesehene linke Auge): dieser Bewegung ist die linke Hälfte der im horizontalen Mittelschnitt senkrecht auf der Gesichtslinie stehenden Achse zugeordnet, und als beteiligte Muskeln ergeben sich nach Aussage der Konstruktion, in bestimmtem Verhältnis der Mitwirkung, der Rect. sup. und der Obl. inf., von denen ersterer die Blicklinie in nach einwärts gekrümmter, letzterer in (stärker) nach auswärts gekrümmter Bahn hebt.

Düttler.

Näheres s. Hering, Hermanns Handb. d. Physiol. Bd. 3, S. 512. 1879.

Augenspiegel (Helmholtz 1851). Ein sphärischer Konkavspiegel mit zentrischer Durchbohrung der dazu dient, das Innere des Auges sehen, d. h. untersuchen zu können. Der schematische Aufbau des Instrumentes ist aus der Zeichnung zu ersehen, deren Bezeichnungen die folgende Bedeutung haben: A Beobachtendes Auge; B untersuchtes Auge; L Lichtquelle.



Augenspiegel.

v. Staal.

Ausbeute des Lichtes s. Lichtausbeute.

Ausbreitungswiderstand s. Quecksilbernormale des Widerstandes.

Ausbrennung der Geschützrohre s. Pulverkonzentanten.

Ausdehnung durch die Wärme. Alle Körper erleiden Dimensionsänderungen durch eine Änderung der Temperatur. Ist l_0 die Länge eines Maßstabes bei 0°, l_t seine Länge bei t° , so ist

$$l_t = l_0 (1 + \beta t)$$

wo man β als linearen Ausdehnungskoeffizienten bezeichnet. Ebenso erleiden feste, flüssige und gasförmige Körper bei einer Temperaturänderung eine Änderung ihres Volumens. Ist v_0 das Volumen bei 0°, v_t das Volumen bei t° , so ist

$$v_t = v_0 (1 + a t)$$

Hier ist a der kubische Ausdehnungskoeffizient, den man bei festen Körpern mit einem hohen Grade der Annäherung $a = 3\beta$ setzen kann.

a und β variieren von Material zu Material; sie können sogar für feste Körper, die vom gleichen Material verfertigt sind, ja für solche, die dem gleichen Guß entstammen, erheblich verschiedene Beträge haben. Auch die mechanische Bearbeitung sowie kleine Verunreinigungen können die Größe der thermischen Ausdehnung stark beeinflussen, so daß sich z. B. dünne Drähte ganz anders verhalten wie dickere Stäbe, aus denen die Drähte gezogen sind.

Die Wärmeausdehnung eines Körpers ist nicht bei allen Temperaturen die gleiche, sondern a und β nehmen in der Regel mit steigender Temperatur zu. Eine Ausnahme bildet das Wasser, das vom unter-

kühlten Zustände her bis + 4° sein Volumen verringert und erst von da ab mit steigender Temperatur einen immer größeren Raum einnimmt. In gleicher Weise zeigt das durch Schmelzen des kristallinen Quarzes gewonnene Quarzglas einen bei etwa -60° liegenden Umkehrpunkt. Ein Stab aus diesem Material wird mit steigender Temperatur zunächst kürzer, um erst von -60° ab in normaler Weise zu wachsen.

Für größere Temperaturintervalle reichen somit die obigen einfachen Gleichungen zur Darstellung der Längen- und Volumenänderung eines Körpers mit der Temperatur nicht mehr aus. Man pflegt sie in Potenzreihen von der Form

$$l_t = l_0 (1 + at + bt^2 + ct^3 + \dots)$$

zu schreiben, wo die a, b, c . . . Konstante bedeuten. Man nennt solche Potenzreihen Interpolationsformeln, das sind Formeln, mit denen man aus Beobachtungen der Länge bei verschiedenen Temperaturen die Länge bei einer zwischenliegenden Temperatur durch Interpolation berechnen kann. Eine theoretische Bedeutung haben die Interpolationsformeln nicht; das eigentliche Gesetz, das die Erscheinung regiert, hat ganz andere Formen, die aber bisher nur vereinzelt erforscht sind.

Die lineare Ausdehnung eines Stabes ermittelt man mit Hilfe des Komparators (s. Längenmessung). Man bringt den Stab in Bädern (s. d.) auf verschiedene konstante Temperaturen und vergleicht seine Länge jedesmal mit derjenigen eines beliebigen, nahezu gleichlangen Stabes, der während aller Versuche auf einer und derselben Temperatur (etwa auf 0° in schmelzendem Eise) gehalten wird.

Ist die Wärmeausdehnung des Versuchsstabes bekannt, so kann man auch während aller Versuche beide Stäbe immer im gleichen Temperaturbad lagern; man mißt dann nur die Ausdehnungsdifferenz beider Stäbe, aus welcher man leicht die absolute Ausdehnung des unbekanntes Stabes berechnen kann.

Eine elegante Form dieser letzteren Methode ist die sog. Rohrmethod. Der mit ebenen Endflächen versehene Versuchsstab (s. Figur) befindet sich vertikal in einem unten geschlossenen Umhüllungsrohr (Vergleichsrohr), auf dessen Boden er sich durch Vermittlung einer eingeschmolzenen, flachen Spitze aufstützt. Auf die obere Fläche des Versuchsstabes setzt sich — wiederum mit einer flachen Spitze — ein Stab auf, der bis an das Ende des Umhüllungsrohres reicht. Stab und Umhüllungsrohr sind hier auf die Hälfte abgeschliffen und mit Teilungen versehen; eine Längenänderung des Versuchsstabes gibt sich durch eine Verschiebung beider Teilungen gegeneinander zu erkennen und kann aus der Größe der Verschiebung berechnet werden. Das Umhüllungsrohr, die untere eingeschmolzene Spitze und der aufgesetzte Stab bestehen aus dem gleichen Material, am besten einem solchen von kleiner thermischer Ausdehnung. Der Apparat taucht so weit in ein Bad konstanter Temperatur ein, daß sich die obere Spitze noch mehrere Zenti-



Ausdehnungsapparat nach Henning.

meter unter der Flüssigkeitsoberfläche befindet. Dann ergibt die gegenseitige Verschiebung der Teilungen die Differenz der Ausdehnung des Versuchsstabes und eines gleich langen Stückes des Vergleichsrohres, woraus sich, wenn die letztere bekannt ist, die Ausdehnung des Versuchsstabes berechnet.

Eine weitere Methode zur Ermittlung der linearen Ausdehnung bedient sich des Fizeauschen Dilatometers, das in einem besonderen Artikel behandelt wird; die kubische Ausdehnung fester Körper kann nach der Methode der hydrostatischen Wägung (s. d.) gefunden werden.

Zur Ermittlung der kubischen Ausdehnung von Flüssigkeiten bedient man sich meist des Dilatometers. Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich in einem thermometerähnlichen Gefäße; ihre Volumenänderung mit der Temperatur wird entweder, wie beim Quecksilberthermometer, in einer angesetzten Kapillare verfolgt, oder man läßt die sich ausdehnende Flüssigkeit aus dem Dilatometer austreten und wägt sie. — Nach der dilatometrischen Methode wird nur die scheinbare Ausdehnung der Flüssigkeit im Dilatometer gefunden, d. h. die wahre Ausdehnung, vermindert um die Ausdehnung des Dilatometers, welche dieses ebenfalls mit der Erwärmung erleidet. Um das wahre Volumen der Flüssigkeit zu erhalten, muß man also das Volumen des Dilatometers und dessen Änderung mit der Temperatur kennen und in Rechnung ziehen. Umgekehrt kann man, wenn die Ausdehnung der Flüssigkeit bekannt ist, nach dieser Methode die kubische Ausdehnung des Dilatometer-Materials ermitteln.

In anderer Weise kann man die kubische Ausdehnung von Flüssigkeiten nach der Methode der hydrostatischen Wägung und nach der Methode der kommunizierenden Röhren messen; über beide möge man in besonderen Artikeln nachlesen. Die kubische Ausdehnung von Gasen kann man nach den gleichen Methoden ermitteln, wie diejenige der Flüssigkeiten. Bevorzugt wird die dilatometrische Methode. Die kubische Ausdehnung von Gasen ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil sie die Grundlage der Temperaturmessung bildet; vgl. den Artikel Temperaturskalen. Die Ausdehnung eines idealen Gases ist proportional der absoluten, d. h. der vom absoluten Nullpunkt (-273,2°) in Celsiusgraden gerechneten Temperatur; je mehr sich die Gase von dem idealen Zustand entfernen, um so mehr weicht auch ihre Ausdehnung von dem einfachen Gesetze ab.

Die folgenden Tabellen geben die Wärmeausdehnung der gebräuchlichsten Stoffe. Umfassendere Angaben, namentlich über die Änderung des Ausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Temperatur findet man in den Landolt-Börnsteinschen Physikalisch-Chemischen Tabellen (Berlin, Springer) und in den Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1919).

a) Linearer Ausdehnungskoeffizient fester Körper für 1° C bei 18°.

Aluminium . . .	0,000 022	Gold	0,000 014
Antimon	11	Iridium	06 ₄
Arsen	05	Kalium	83
Blei	29	Kobalt	12
Cadmium	29	Kohlenstoff, Diamant	12
Eisen	11	„ Graphit	08

Kohlenstoff		Tantal	0,000008
Anthracit	0,000061	Wismut	13
Kupfer	16	Wolfram	03 ₅
Magnesium	25	Zink	29
Messing	19	Zinn	22
Natrium	72	Eis	40
Nickel	13	Quarz, ⊥ zur Achse	14
Palladium	12	„ „ „	07
Phosphor	120	„ amorph	
Platin	009	(Quarzglas)	00 ₄
Schwefel	60	Hartgummi	80
Selen	36	Holzfasern	03-09
Silber	19	Porzellan	03
Silicium	07	Glas	04-09

b) Kubischer Ausdehnungskoeffizient von Flüssigkeiten für 1° C bei 18°.

Quecksilber	0,00018 ₂	Essigsäure	0,00107
Äther	163	Glyzerin	050
Alkohol	110	Petroleum	092
Anilin	085	Schwefelkohlenstoff	121
Benzol	124	Terpentinöl	094

Volumenänderung des Wassers (Volumen bei 4°=1).

Temperatur	Volumen	Temperatur	Volumen
-10°	1,001 86	50	1,012 07
0	1,000 132	60	1,017 05
10	1,000 273	70	1,022 70
20	1,001 773	80	1,028 99
30	1,004 346	90	1,035 90
40	1,007 819	100	1,043 43

c) Kubischer Ausdehnungskoeffizient der Gase bei genügender Entfernung vom Kondensationspunkte 0,00367. *Scheel.*

Näheres s. Scheel, Grundlagen der praktischen Metrologie. Braunschweig 1911.

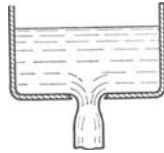
Ausdehnungskoeffizient s. Ausdehnung durch die Wärme.

Ausdehnungsthermometer sind solche Thermometer, deren Anzeige im Gegensatz zu den Strahlungspyrometern, Thermoelementen, Widerstandsthermometern (s. d.) auf der Längen- oder Volumenausdehnung durch die Wärme beruht. Die hierher gehörenden Thermometer, einerseits die Metallthermometer, andererseits die Flüssigkeitsthermometer, Gasthermometer und Quecksilberthermometer sind besonders behandelt; es sei auf die betreffenden Artikel verwiesen. *Scheel.*

Ausfällung von Metallen aus Lösungen ihrer Salze s. Galvanismus, Galvanostegie.

Ausfluß. Der Ausfluß von Flüssigkeit aus einem Gefäß bei ruhend gedachtem Spiegel — wird nicht für Nachfüllung gesorgt, so daß der Spiegel infolge des Ausfließens absinkt und der Vorgang sich unter zeitlich veränderlicher Druckhöhe abspielt, so liegt: Entleerung vor — wird in zweierlei Hinsicht vom Torricellischen Theorem (s. d.) noch nicht genügend beschrieben. Einmal ist die Geschwindigkeit infolge Reibungswirkung (insbesondere in den wandnahen Schichten) geringer als $\sqrt{2gh}$; über die Ausflußöffnung (Mündung)

gemittelt, sei sie $\varphi\sqrt{2gh}$ mit $\varphi < 1$. Außerdem ist aber, namentlich bei scharfkantiger Öffnung, der Querschnitt des sich bildenden Ausflußstrahles kleiner als der Mündungsquerschnitt. Diese Erscheinung wird als *contractio venae*, Strahleinschnürung, der Strahl als *vena contracta* bezeichnet. Der Grad der Einschnürung oder Kontraktionskoeffizient (Kontraktionsziffer) ist das Verhältnis ψ des Strahlquerschnitts an der engsten Stelle zum Öffnungsquerschnitt. Die Strahlkontraktion erklärt sich aus dem Umstande, daß die Flüssigkeit im Gefäß allseitig (soweit sie nicht durch nahe Wände o. ä. daran gehindert wird) auf die Mündung zuströmt und daher radial gerichtete Komponenten enthält. Die Größe von ψ hängt also von der Lage der Öffnung im Gefäß und von der Form der Öffnung ab. Auch die Oberflächenspannung ist bei frei austretendem Strahl von Einfluß. Andererseits wirkt die Kontraktion auch auf die Größe von φ ein, weil die Geschwindigkeitsverteilung im Strahlquerschnitt dadurch ungleichmäßig wird. Die Ausflußmenge Q wird gegenüber dem theoretischen Wert $F \cdot \sqrt{2gh}$ auf $\mu \cdot Q = \varphi \cdot \psi \cdot F \cdot \sqrt{2gh}$ verringert. Der Wert μ heißt Ausflußkoeffizient, Ausflußziffer, Ausflußbeiwert. Bei gut ausgerundeter Mündung in Bodenmitte ist $\psi = 1$, für das Bordasche Mundstück (s. d.) erreicht ψ mit 0,5 seinen kleinsten Wert. Bei scharfkantiger kreisrunder Bodenöffnung erhielt Bazin etwa $\mu = 0,61$, welcher Wert auffallend gut mit dem Wert $\frac{\pi}{\pi+2}$ übereinstimmt, den Kirchhoff bei Anwendung der konformen Abbildung auf den Ausfluß aus einem unendlich langen Spalt in wagrechtem Gefäßboden erhielt (s. Strahl). Auch in anderen Fällen ist die Übereinstimmung zwischen den auf diese Weise errechneten und den beobachteten Zahlen so merkwürdig gut (obwohl die Theorie nur zwei Dimensionen erfaßt — Näheres über die sonstigen Voraussetzungen der Theorie s. Strahl) —, daß man vielfach ohne Bedenken errechnete Beiwerte auch auf Fälle wird anwenden dürfen, für die experimentelle Untersuchungen noch nicht vorliegen (Trichter u. a. z. B.).



liegt die Öffnung dem Spiegel so nahe z. B. in vertikaler Wand, daß die Höhe der Öffnung nicht mehr klein gegenüber dem Abstand vom Spiegel ist, so hilft man sich durch Integration der Höhe nach und erhält z. B. für kreisförmige Öffnung (h =Tiefe des Mittelpunktes):

$$Q = \varphi \cdot \psi \cdot \left(1 - \frac{1}{32} \frac{r^2}{h^2} - \frac{5}{1024} \frac{r^4}{h^4} + \dots\right) \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2gh},$$

für rechteckige Öffnung (deren horizontale Oberkante in der Tiefe h , deren Unterkante in der Tiefe H liegt):

$$Q = \frac{2}{3} \varphi \cdot \psi \cdot b \cdot \sqrt{2g(H^{3/2} - h^{3/2})}.$$

Häufig kommt es beim Ausfluß aus offenen Gefäßen mit nicht sehr großer Wassertiefe an der Oberfläche zu Trichterbildung; dadurch wird Luft mit in den Strahl gesaugt. Näheres darüber s. z. B. Winkel, Forschungsheft des V. d. I. 1914.

Für Ausfluß aus geschlossenen Gefäßen tritt an Stelle der Druckhöhe h das Druckgefälle $\frac{\Delta p}{\gamma}$ mit γ =spezifischem Gewicht. Bei Ausfluß von Gasen

muß die Veränderlichkeit der Dichte mit dem Druck und der Temperatur berücksichtigt werden. Bei schnellem Ausströmen darf man näherungsweise adiabatisch rechnen.

Zahlenmäßige Unterlagen für Ausflußbeiwerte s. Lehrbücher der Hydraulik; s. auch Ansatzrohr. Über die Form des Ausflußstrahles nach Verlassen des Gefäßes, sein milchiges oder glasiges Aussehen, seine Sprungweite usw., Strahlzuckungen, seine Auflösung in Tropfen u. ä. s. Strahl. *Eisner*.

Ausflußkoeffizient s. Ausfluß.

Ausflußmanometer. Zur Messung von Drucken bis zu 300 kg/cm² dient das Pernetsche Ausflußmanometer, bei dem der Druck aus der durch ein Kapillarrohr hindurchgedrückten Flüssigkeitsmenge auf Grund des Poiseuilleschen Gesetzes bestimmt wird. Die mit diesem Instrument erreichte geringe Genauigkeit beschränkt dessen Anwendung auf technische Messungen.

H. Ebert.

Ausflußmündung, Ausflußstutzen s. Ausfluß- und Ansatzrohr.

Ausflußstrahl s. Strahl.

Ausflußthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Ausflußtöne gehören zu der Klasse der Spalttöne (s. d.). Es gehört eine große Fülle von Erscheinungen hierher, und es ist noch nicht gelungen, überall volle Klarheit zu schaffen, obwohl durch die neueren Untersuchungen an Hiebtönen (s. d.) usw. die Grundvorgänge geklärt sein dürften.

Mit die ältesten Beobachtungen sind die von Savart an einem ausfließenden Flüssigkeitsstrahl. Ein langes Rohr, dessen unteres Ende durch eine Messingplatte verschlossen ist, wird teilweise mit Wasser gefüllt. In der Messingplatte befindet sich ein kreisförmiges Loch, dessen Durchmesser gleich der Plattendicke ist. Strömt jetzt das Wasser aus, so entsteht ein Ton. Tyndall führt die Erscheinung darauf zurück, daß jede Reibung rhythmisch sei, und hat eine größere Zahl von einschlägigen Demonstrationsversuchen angegeben. *E. Waetzmann*.

Näheres s. J. Tyndall, *Der Schall*. Deutsch von A. v. Helmholtz und Cl. Wiedemann. Braunschweig 1897.

Ausflußziffer s. Ausfluß.

Ausgleichrechnung s. Fehlertheorie, s. a. Quadrate, Methode der kleinsten.

Ausgleichsfläche s. Isostasie.

Ausglühen, Wirkung auf die Magnetisierbarkeit. Durch Ausglühen mit darauffolgendem langsamem Abkühlen lassen sich die magnetischen Eigenschaften von Eisen meist erheblich verbessern; dies hat verschiedene Gründe: 1. die Beseitigung der durch mechanische Bearbeitung, wie Walzen, Schneiden, Pressen usw. hervorgerufenen Härtung; 2. die Entgasung und teilweise Entkohlung des Materials; 3. bei sog. legiertem Blech (s. Dynamoblech), die Umwandlung des als Verunreinigung im Material in Form von Zementit oder von Martensit enthaltenen äußerst schädlichen Kohlenstoffgehalts in nahezu unschädliche Temperkohle (Graphit). Zu 2. ist noch folgendes zu bemerken: Wasserstoff ist in größerer Menge nur in dem jetzt ebenfalls bereits technisch hergestellten und immer mehr zur Verwendung gelangenden, sehr reinen Elektrolyseisen vorhanden; er macht das Eisen außerordentlich spröde und magnetisch hart, d. h. er erhöht die Koerzitivkraft und den Hystereseverlust

und verringert die Permeabilität, ist aber durch Glühen ohne weiteres leicht zu beseitigen. Letzteres ist nicht der Fall mit Sauerstoff, der fast in jedem technischen Eisen in größerer Menge vorhanden ist und ebenfalls die magnetischen Eigenschaften sehr ungünstig beeinflusst; für sich allein kann er durch Glühen nicht ausgetrieben werden, wohl aber zusammen mit dem stets vorhandenen Kohlenstoff als CO oder CO₂. Ist von beiden Verunreinigungen gerade so viel vorhanden, daß sie nahezu restlos beseitigt werden, so kann das Ausglühen auch bei gewöhnlichem, technischem Material eine außerordentlich große Verbesserung hervorbringen, dagegen wirkt der Glühprozeß nach Beendigung der Entgasung schädlich. Günstiger als lange anhaltendes Glühen ist, namentlich bei dickeren Stücken, die Wiederholung kürzerer, nur wenige Stunden dauernder Glühprozesse mit tagelangen Zwischenpausen. Besonders vorteilhaft ist zum Zwecke leichterer Entgasung das Glühen im Vakuum; noch gründlicher erfolgt die Entgasung durch Schmelzen im Vakuum (Heraeus, Hanau).

Bei den Eisenwalzwerken erfolgt das Glühen der Bleche in der Weise, daß große Stapel der mit Eisenkappen bedeckten Bleche auf Wagen langsam durch einen glühenden, langgestreckten Ofen gezogen werden.

Als günstigste Glühtemperatur hat sich bei systematischen Versuchen in der Physikalischen technischen Reichsanstalt in Übereinstimmung mit den Erfahrungen der Technik die Temperatur 800° ergeben; wesentlich höhere Temperatur wirkt, namentlich bei längerer Dauer, schädlich. Alterungserscheinungen (s. d.) können durch Ausglühen ebenfalls, wenigstens vorübergehend, beseitigt werden, dagegen ist das von vielen Lehrbüchern noch immer empfohlene Entmagnetisieren durch Ausglühen streng zu vermeiden, da, wie aus obigem hervorgeht, jeder Ausglühprozeß eine mehr oder weniger starke Änderung der magnetischen Eigenschaften des Materials hervorbringt. *Gumlich*.

Ausklicken s. Stabilität elastischer Systeme.

Auskochen von Sprengschüssen s. Explosion.

Auskopierprozeß. Unter dieses Kapitel fällt das Arbeiten mit drei verschiedenen Kopierpapieren, 1. Albuminpapier, 2. Aristopapieren (gewöhnliche und selbsttonende), 3. Celloidin-Papiere (gewöhnliche und selbsttonende). Alle Papiere haben als lichtempfindliche Substanz Chlorsilber und saure organische Silbersalze. Das Bild entsteht durch direkte Schwärzung bzw. Zersetzung des Chlorsilbers und der organischen Silbersalze (meist weinsaures oder zitronensaures Silber) durch Belichtung mit Tageslicht. Sie unterscheiden sich durch den Schichtträger, der bei den Albuminpapieren Eiweiß, bei den Aristopapieren Gelatine und bei den Celloidin-Papieren aus Kollodium besteht. — Die dem Koperahmen entnommenen Bilder gelangen in ein neutrales Thiosulfat-Fixierbad. Die gewöhnlichen Schichten ergeben hierbei einen unerwünschten, meist rotgelben Bildton und müssen daher getont werden. Dies geschieht durch Vergolden der Silberbilder in Tonbädern. Der Tonungsprozeß kann im Verein mit dem Fixierprozeß in einem Bad (Tonfixierbad) oder in getrennten Bädern vorgenommen werden. Ist das zum Tönen notwendige Gold in der Schicht des

Papieres enthalten, so spricht man von selbsttonenden Papieren. Diese benötigen nur ein Kochsalz- und Fixiersalzbad. — Um die Tonungsfähigkeit der Schicht zu beeinflussen, werden Zusätze von Uran-, Blei-, Selen-, Tellur-, Rhodan- und Cyansalzen zur Emulsion gegeben. — Die Papiere selber sind begrenzt haltbar; die Bilder von Albumin-Papieren wenig, von Aristo-Papieren besser, und die von Celloidin-Papieren zumal in getrennten Bädern getont gut. *Meidinger.*

Näheres s. Wentzel, Eder, Handbuch der Photographie, Bd. IV. Teil 1. Photographisch-chemische Industrie. Steinkopff. Dresden 1926.

Auslösung s. Sensibilität.

Auspuffmaschine. Auspuffmaschine nennt man eine Dampfmaschine, deren Abdampf in die freie Atmosphäre strömt. Im Gegensatz hierzu steht die Kondensationsmaschine, deren Abdampf in einem Kondensator niedergeschlagen wird, in welchem eine Luftpumpe das Vakuum von 0,15 bis 0,20 Atm. abs. aufrechterhält. Der Abdampf der Gegendruckmaschine wird mit höherem als atmosphärischen Druck für Heizungs- oder technologische Zwecke verwendet. *L. Schneider.*

Ausreißer-Regeln s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Ausrüstung einer Lampe s. Armatur.

Aussalzen. Durch Beimischung von Elektrolyten wird im allgemeinen die Löslichkeit von Nichtelektrolyten herabgesetzt. Von diesem als „Aussalzen“ bezeichneten Effekt wird in der technischen Chemie vielfach Gebrauch gemacht. Man kann sich von dieser Erscheinung qualitativ Rechenschaft geben durch die Wasser entziehende Hydratation der Ionen. Der Parallelismus zwischen Hydratation und Aussalzwirkung ist insbesondere bei Zuckerslösungen deutlich; doch nimmt die Löslichkeit des Zuckers bei erhöhtem Salzzusatz wieder zu, woraus auf die Affinität zwischen dem Saccharose-Molekül und den Ionen geschlossen werden kann. S. auch Löslichkeitsbeeinflussung. *H. Cassel.*

Ausschalter s. Schalter, Maximalausschalter.

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF). Der AEF hat folgende Aufgaben: 1. Wissenschaftliche und technische Maßeinheiten einheitlich zu benennen, zu bezeichnen und zu definieren; 2. die Zahlenwerte wichtiger Größen einheitlich festzusetzen; 3. die in Formeln vorkommenden Größen einheitlich zu benennen und zu definieren und für diese Größen einheitliche Zeichen einzuführen; 4. sonstige einheitliche Abmachungen in Formfragen auf wissenschaftlichem Gebiete zu treffen.

Die wichtigsten bisher beschlossenen Sätze des AEF beziehen sich auf den Wert des mechanischen Wärmeäquivalents; die Definition von Leitfähigkeit und Leitwert (das Reziproke des Widerstandes heißt Leitwert, seine Einheit im praktischen elektromagnetischen Maßsystem Siemens; das Zeichen für diese Einheit ist S. Das Reziproke des spezifischen Widerstandes heißt Leitfähigkeit oder spezifischer Leitwert); Temperaturbezeichnung sowie Festsetzung der Einheit der Leistung. (Die technische Einheit der Leistung heißt Kilowatt. Sie ist praktisch gleich 102 Kilogramm in der Sekunde und entspricht der absoluten Leistung 10¹⁰ Erg in der Sekunde. Einheitsbezeichnung kW.) Weitere Sätze sind in Bearbeitung. Ferner hat der AEF die Benutzung folgender Formelzeichen und Zeichen für Maßeinheiten beschlossen:

1. Formelzeichen.

(Nur die wichtigsten sind angeführt.)

(Lateinische Kursiv- und griechische Buchstaben.)

Länge	<i>l</i>	Temperatur, vom Eis-	
Masse	<i>m</i>	punkte aus (mit der	
Zeit	<i>t</i>	Zeit zusammentref-	
Halbmesser	<i>r</i>	fend)	ϑ
Durchmesser	<i>d</i>	Wärmemenge	<i>Q</i>
Wellenlänge	λ	Mechanisches Wärme-	
Fläche	<i>F</i>	äquivalent	<i>J</i>
Körperinhalt, Volumen	<i>V</i>	Entropie	<i>S</i>
Winkel, Bogen	<i>a, \beta</i>	Spezifische Wärme	<i>c</i>
Vorwärtswinkel, Phasen-		Spezifische Wärme bei	
verschiebung	φ	konstantem Druck	c_p
Geschwindigkeit	<i>v</i>	Spezifische Wärme bei	
Winkelgeschwindigkeit	ω	konstant. Volumen	c_v
Umlaufzahl (Drehzahl)		Wärmeausdehnungs-	
(Zahl der Umdrehun-		koefizient	<i>a</i>
gen in der Zeiteinheit)	<i>n</i>	Verdampfungswärme	<i>r</i>
Schwingungszahl in der		Heizwert	<i>H</i>
Zeiteinheit	<i>n</i>	Brechungsquotient	<i>n</i>
Fallbeschleunigung	<i>g</i>	Brennweite	<i>f</i>
Kraft	<i>P</i>	Lichtstärke	<i>I</i>
Druck (Druckkraft		Magnetisierungsstärke	\mathfrak{H}
durch Fläche)	<i>p</i>	Stärke des magnetisch.	
Elastizitätsmodul	<i>E</i>	Feldes	\mathfrak{H}
Arbeit	<i>A</i>	Magnetische Dichte(In-	
Energie	<i>W</i>	duktion)	\mathfrak{B}
Moment einer Kraft	<i>M</i>	Magnetische Durchläs-	
Leistung	<i>N</i>	sichtigkeit (Permeabili-	
Wirkungsgrad	η	tät)	μ
Trägheitsmoment	<i>J</i>	Magnetische Aufnah-	
Zentrifugalmoment	<i>C</i>	meffähigkeit (Suszep-	
Schubmodul	<i>G</i>	tibilität)	κ
Normalspannung	σ	Elektromotorische	
Relative Dehnung	ϵ	Kraft	<i>E</i>
Schubspannung	τ	Stromstärke, elektr.	<i>I</i>
Schiebung (Gleitung)	γ	Widerstand, elektrisch	<i>R</i>
Reibungszahl	μ	Elektrizitätsmenge	<i>Q</i>
Temperatur absolute	<i>T</i>	Induktivität (Selbstin-	
Temperatur, vom Eis-		duktionskoefizient)	<i>L</i>
punkte aus	<i>t</i>	Elektrische Kapazität	<i>C</i>

2. Zeichen für Maßeinheiten.

(Nur in Verbindung mit Zahlen; gerade lateinische Buchstaben.)

Meter	<i>m</i>	Stunde	<i>h</i>
Kilometer	<i>km</i>	Minute	<i>m</i>
Dezimeter	<i>dm</i>	Minute, alleinsteh.	<i>min</i>
Zentimeter	<i>cm</i>	Sekunde	<i>s</i>
Millimeter	<i>mm</i>	Uhrzeit: Zeichen	
Mikron	μ	erhöht.	
Ar	<i>a</i>		
Hektar	<i>ha</i>	Celsiusgrad	$^{\circ}$
Quadratmeter	<i>m²</i>	Kalorie	<i>cal</i>
Quadratkilometer	<i>km²</i>	Kilokalorie	<i>kcal</i>
Quadratdezimeter	<i>dm²</i>		
Quadratzentimeter	<i>cm²</i>	Ampere	<i>A</i>
Quadratmillimeter	<i>mm²</i>	Volt	<i>V</i>
Liter	<i>l</i>	Ohm	Ω
Hektoliter	<i>hl</i>	Siemens	<i>S</i>
Deziliter	<i>dl</i>	Coulomb	<i>C</i>
Zentiliter	<i>cl</i>	Joule	<i>J</i>
Milliliter	<i>ml</i>	Watt	<i>W</i>
Kubikmeter	<i>m³</i>	Farad	<i>F</i>
Kubikdezimeter	<i>dm³</i>	Henry	<i>H</i>
Kubikzentimeter	<i>cm³</i>	Milliampere	<i>mA</i>
Kubikmillimeter	<i>mm³</i>	Kilowatt	<i>kW</i>
Tonne	<i>t</i>	Megawatt	<i>MW</i>
Gramm	<i>g</i>	Mikrofarad	μF
Kilogramm	<i>kg</i>	Megohm	<i>M\Omega</i>
Dezigramm	<i>dg</i>	Kilovoltampere	<i>kVA</i>
Zentigramm	<i>cg</i>	Amperestunde	<i>Ah</i>
Milligramm	<i>mg</i>	Kilowattstunde	<i>kWh</i>

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF) ist als Nachfolger des vom Elektrotechnischen Verein i. J. 1901 eingesetzten „Unterausschusses für einheitliche Bezeichnungen“ auf Einladung wiederum des Elektrotechnischen Vereins i. J. 1907 begründet worden. Ihm gehören jetzt die folgenden Vereine an, welche bestrebt sind, die vom Ausschuß festgesetzten Bezeichnungen und sonstige von ihm gefaßten Beschlüsse in ihren Veröffentlichungen, Vereinszeitschriften usw. nach Möglichkeit durchzuführen: Elektro-

technischer Verein, Verband Deutscher Elektrotechniker, Verein deutscher Ingenieure, Verband Deutscher Architekten- und Ingenieur-Vereine, Deutsche Physikalische Gesellschaft, Deutsche Gesellschaft für techn. Physik, Deutsche Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie, Österreichischer Ingenieur- und Architekten-Verein, Elektrotechnischer Verein in Wien, Schweizerischer Elektrotechnischer Verein, Deutscher Verein von Gas- und Wasserfachmännern, Verband Deutscher Zentralheizungsindustrieller, Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft, Berliner Mathematische Gesellschaft, Wissenschaftliche Gesellschaft für Luftfahrt, Deutsche Chemische Gesellschaft, Vereinigung der Elektrizitätswerke, Zentralverband der deutschen Elektrotechnischen Industrie, Deutsche Maschinentechnische Gesellschaft. Geschäftsführender Verein ist der Elektrotechnische Verein, Geschäftsstelle Berlin W, Potsdamer Str. 118a. *Scheel.*

Näheres s. Verhandlungen des AEF, herausgegeben von Karl Strecker, zu beziehen von der Geschäftsstelle des AEF.

Außenbeleuchtung s. „Beleuchtungsanlagen“, ferner Beleuchtung im Freien in „Leitsätze“.

Außenleiter s. Dreileitersystem.

Außerordentlicher Strahl s. Polarisiertes Licht.

Aussichtsweite. Die Größe des sphärischen Radius (a) für die Kugelkappe, die wir bei der Erhebung (h) über dem Horizont erblicken können.

Es ist $a = \sqrt{\frac{2R}{1-k}} \cdot \sqrt{h}$, wobei R den Erdradius und k den Refraktionskoeffizienten (s. d.) bedeutet. Setzt man $R=6370$ km und $k=0,13$, so ergibt sich $a=3,827 \cdot \sqrt{h}$ in km.

h	a	h	a
2 m . . .	5,4 km	400 m . . .	76,5 km
10 „ . . .	12,1 „	500 „ . . .	85,6 „
50 „ . . .	27,1 „	600 „ . . .	93,7 „
100 „ . . .	38,3 „	700 „ . . .	101,3 „
150 „ . . .	46,9 „	800 „ . . .	108,2 „
200 „ . . .	54,1 „	900 „ . . .	114,8 „
300 „ . . .	66,3 „		

h	a	h	a
1000 m . . .	121,0 km	6000 m . . .	296,4 km
1500 „ . . .	148,2 „	7000 „ . . .	320,2 „
2000 „ . . .	171,1 „	8000 „ . . .	342,3 „
3000 „ . . .	209,6 „	9000 „ . . .	363,0 „
4000 „ . . .	242,0 „	10000 „ . . .	382,7 „
5000 „ . . .	270,6 „		

Wegen der wechselnden Größe von k ist die Unsicherheit dieser mittleren Zahlenwerte recht beträchtlich. Die Aussichtsweite kann in extremen Fällen bis zu 10% größer oder kleiner sein.

Noch einfacher ist die angenäherte Berechnung der aus der Höhe h überblickbaren Fläche (F). Macht man nämlich die vereinfachende Annahme, daß die überschauten Kugelkappe einer ebenen Kreisfläche gleich ist, so ist $F = a^2 \cdot \pi = 46,012 \cdot h$. Man hat also nur die Höhe (in m) mit 46 zu multiplizieren, um einen angenäherten Wert für die Aussichtsfläche (in qkm) zu bekommen.

Diese theoretische Aussichtsweite wird in Wirklichkeit erheblich verkleinert durch die Trübungen der Atmosphäre, so daß die obigen Zahlenwerte in der Regel nur einen maximalen Grenzwert darstellen. Die Sichtweite von Punkten der festen Erdoberfläche, die durch deren Unebenheiten stark beschränkt wird, erleidet manchmal im Laufe der Zeit Änderungen. Man hat solche an mehreren Stellen nachgewiesen und führt sie auf langsame Senkungen bzw. Hebungen des Erdbodens zurück.

O. Baschin.

Austausch (meteorologisch). In der Höhe k über der betrachteten Ausgangshöhe h sei bei linearer Geschwindigkeitsänderung die wagerechte Geschwindigkeit $v + k \frac{dv}{dh}$. Ein Teilchen mit der

Masse m bringt also, wenn es aus der Schicht mit der Höhe $h+k$ stammt, die Bewegungsgröße m $(v + k \frac{dv}{dh})$ mit sich. Für alle abwärts wandernden Teilchen folgt dann die transportierte Bewegungsgröße $v \Sigma m + \frac{dv}{dh} \Sigma m k$, ebenso für die

aufwärts wandernden Teilchen $v \Sigma m - \frac{dv}{dh} \Sigma m k$, wenn diese Teilchen aus der Schicht $h-k$ stammen. Im ganzen folgt also für die Zunahme an Bewegungsgröße der Unterschied beider Beträge:

$$v \left(\Sigma m - \Sigma m \right) + \frac{dv}{dh} \left(\Sigma m k - \Sigma m k \right)$$

oder $= \frac{dv}{dh} \Sigma m k$, wobei nun $\Sigma m = \Sigma m$ angenommen wird, was in Strömungsflächen genau der Fall ist. Nennt man die Größe, die der in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit von oben nach unten wandernden Bewegungsgröße entspricht, B, so ist

$$B = \frac{dv}{dh} \cdot \frac{\Sigma m k}{F \cdot t}. \text{ Der „Austausch“ } A = \frac{B}{dv} = \frac{\Sigma m k}{F \cdot t \cdot dh}$$

entspricht bei turbulenter Bewegung (s. Turbulenz) (auch der Dimension nach) dem Reibungskoeffizienten bei laminarer Bewegung ($\Sigma m = \Sigma m = 0$).

In derselben Weise kann man den Austausch auf andere Größen s (z. B. potent. Temp., spez. Feuchtigkeit, Ionen- oder Bakteriengehalt) beziehen. Es tritt dann in dem Ausdruck für A der Differentialquotient $\frac{ds}{dh}$ an die

Stelle des Geschwindigkeitsgefälles $\frac{dv}{dh}$. In diesem all-

gemeinen Falle ist $\gamma = A \cdot \sigma \frac{ds}{dh}$, wo γ (der Austausch-ertrag) eine Größe, z. B. eine Wärmemenge ist, die der Größe B entspricht, und $\frac{d\gamma}{dt} = \sigma \cdot \frac{ds}{dt}$ ist (d. h. z. B. Änderung der Wärmemenge = Änderung der potent. Temp. mal spez. Wärme). Bei fehlendem Zu- und Abfluß ist Dauerzustand nur denkbar, wenn der Austausch-ertrag $\gamma = 0$ ist, d. h. wenn $\frac{ds}{dh} = 0$, also s in der ganzen Säule denselben Wert hat. Besteht Zu- und Abfluß nur an der oberen und unteren Grenze der betrachteten Schicht, so ist Dauerzustand $\frac{d\gamma}{dt} = 0$ nur

möglich, wenn der Austausch-ertrag $\gamma = A \sigma \frac{ds}{dh}$ eine Konstante ist; mithin muß dann der Austausch A umgekehrt proportional dem Gefälle sein. Ist also der Austausch überall gleich, so ist das Gefälle linear $(\frac{ds}{dh} = c)$.

Näheres s. W. Schmidt, Sitzungsber. Wien. Akad. 126, 757(17) und Probleme d. Kosm. Ph. VII. Der Massenaustausch. Hamburg 1925. *Tetens.*

Austauschkalorimeter. Das Austauschkalorimeter beruht darauf, daß die zu messende Wärmemenge an ein Röhrensystem abgegeben wird, das von einer Flüssigkeit bekannter spezifischer Wärme durchströmt wird. Es kommt dann darauf an, die Masse, sowie die Eintritts- und Austrittstemperatur der strömenden Flüssigkeit zu beobachten. Diese von Callendar ausgebildete Methode liefert besonders genaue Ergebnisse, wenn es sich darum handelt, den Temperaturkoeffizienten der spezifischen Wärme einer Flüssigkeit zu ermitteln.

Man läßt dann dieselbe Flüssigkeitsmenge durch zwei Rohrsysteme fließen, die so zueinander an-

geordnet sind, daß sich zwischen ihnen leicht ein Wärmeaustausch vollzieht. Vor Eintritt in das eine Rohrsystem wird die Flüssigkeit auf eine bestimmte Temperatur t_1 erwärmt, die sich innerhalb des Kalorimeters auf t_2 erniedrigt; sodann wird die Flüssigkeit vor Eintritt in das zweite Rohrsystem auf die Temperatur t_3 abgekühlt, die sich im Kalorimeter auf t_4 erhöht. Muß nun zur Aufrechterhaltung des stationären thermischen Gleichgewichts der Flüssigkeitsmasse m noch die Wärmemenge q innerhalb des Kalorimeters, z. B. durch elektrische Heizung, zugeführt werden, so gilt für die spezifischen Wärmen c folgende Beziehung:

$$c_{1,2}(t_1 - t_2) + \frac{q}{m} = c_{3,4}(t_4 - t_3).$$

Henning.

Austrittsarbeit s. Einsteinsche Quantengleichung.

Austrittsluke, Austrittspupille s. Strahlenbegrenzung.

Austrittsstrahlung. Trifft eine radioaktive (oder Kathoden- oder Röntgen-) Strahlung ein Volumenelement an der Stirnfläche V und verläßt es an der Rückfläche R , so pflegt man von der im Volumenelement erregten Sekundärstrahlung die aus R austretende, als „Austrittsstrahlung“ (engl. emergence radiation), die bei V austretende als „Eintrittsstrahlung“ (engl. incidence radiation) zu bezeichnen.

K. W. F. Kohlrausch.

Auswägen eines Gefäßes s. Raummessung.

Auswahlprinzip. Die *Bohrsche Frequenzbedingung* (s. d.) macht eine Aussage darüber, welche *Frequenz* die beim Übergang zwischen zwei beliebigen stationären Quantenzuständen eines Atoms oder Moleküls aus- oder eingestrahelte monochromatische Energiestrahlung besitzt; sie besagt aber nicht, zwischen *welchen* derartigen Zuständen Übergänge überhaupt möglich sind. Auf Grund von Betrachtungen über die Erhaltung des *Drehimpulsmoments* bei der Ausstrahlung eines eine Symmetrieachse besitzenden Atoms, die zum Teil von der klassischen Elektrodynamik Gebrauch machen, gelang es Rubinowicz, zu zeigen, daß die „azimutale“ Quantenzahl, welche das Gesamt-Drehimpulsmoment mißt, sich bei einem Quantenübergang nur um ± 1 ändern kann oder überhaupt unverändert bleiben muß. Dieses *Auswahlprinzip*, dem noch eine Regel über die *Polarisation* des ausgestrahlten Lichtes (zirkular und senkrecht zur Elektronenbahnebene im Falle einer Änderung um ± 1 , sonst lineare Polarisation) zur Seite gestellt werden konnte, schränkt die Zahl der möglichen Quantenübergänge erheblich ein, indem nur solche stationäre Zustände unmittelbar miteinander in Verbindung treten können, in denen sich der Drehimpuls des Atoms um nicht mehr als $h/2\pi$ unterscheidet. In wesentlich allgemeinerer und systematisch befriedigenderer Weise ergeben sich die Auswahl- und Polarisationsverhältnisse für ganz beliebige Atome und Moleküle auf Grund des *Bohrschen Korrespondenzprinzips* (s. d.).

In der neueren *Quantenmechanik* (s. d.), bzw. *Wellenmechanik* (s. d.), werden die genannten Prinzipie entbehrlich, hier liefert die Theorie von vornherein nur die „erlaubten“ Quantenübergänge, einschließlich der richtigen Intensitäts- und Polarisationsverhältnisse.

Näheres s. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*. IV. Aufl. Braunschweig 1924.

Auswaschen heißt in der analytischen Chemie die Befreiung eines zur Wägung bestimmten Niederschlages von seiner Mutterlauge durch Nachspülen mit einer geeigneten Waschflüssigkeit. (Über die chemische Natur der Waschflüssigkeit s. „Niederschlag“.) Ein Niederschlag wird gewöhnlich auf demselben Filter gewaschen, auf dem er ursprünglich gesammelt worden war. Das Auswaschen ist beendet, wenn die durchgegangene Waschflüssigkeit nicht mehr die qualitative Reaktion eines der Bestandteile der Mutterlauge gibt.

Flüssigkeiten können durch Ausschütteln mit anderen Flüssigkeiten, mit denen sie nicht mischbar sind, von solchen Verunreinigungen befreit werden,

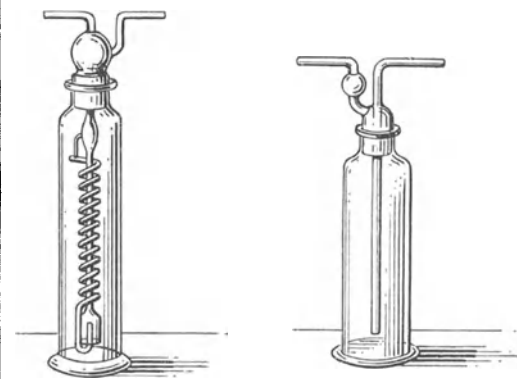


Fig. 1.

Fig. 2.

Gaswaschflaschen.

die in beiden Flüssigkeiten löslich sind. Der Wirkungsgrad dieser Operation ist dann durch den Verteilungssatz (s. d.) gegeben. Die beiden Flüssigkeitsphasen werden danach mit Hilfe eines Scheidetrichters (s. d.) voneinander getrennt.

Gase werden meistens in der Weise gewaschen, daß man sie langsam durch eine Flüssigkeit, die die Verunreinigung absorbiert, hindurchperlen läßt. Hierzu dienen Waschflaschen, deren Gestalt aus den vorstehenden Figuren ersichtlich ist. Die Flaschen von der Form von Figur 1, bei der die Gasblasen länger mit der Waschflüssigkeit in Berührung bleiben, wirken wesentlich intensiver als das vielgebrauchte einfache Modell (Fig 2). Rauch kann durch Auswaschen nur mangelhaft entfernt werden, besser durch Filtrieren des Gases durch einen dichten Glaswollebausch, am besten auf elektrischem Wege (s. Rauchentfernung). Günther.

Näheres s. J. Houben, *Die Methoden der organischen Chemie*. Leipzig 1921. 1. Bd., S. 417—426.

Autogenes Schneiden. Mit dem Ausdruck: „Autogenes Schneiden“ bezeichnet man das in gewisser Hinsicht selbsttätig vor sich gehende Abtrennen (Durchbrennen) von Metallen, wenn sie nach örtlicher intensiver Vorerhitzung einem gerichteten Sauerstoffstrom ausgesetzt werden. Wird z. B. Schmiedeeisen oder Stahl an einer Stelle auf ca. 1350° erhitzt und dann einem begrenzten intensiven Strahl hochprozentigen Sauerstoffs ausgesetzt, so verbrennt das Eisen an der von Sauerstoffstrom getroffenen Stelle rapide zu Eisenoxyd, das weggeblasen wird. Da die Verbrennungswärme der in Frage kommenden Metalle, bezogen auf ihre Volumeneinheit, außerordentlich viel größer ist als die der besten Verbrennungsgase (bei Eisen z. B. ca. 12900 cal pro Liter gegen 2½ cal pro Liter

Wasserstoff), so werden durch die freiwerdende große Reaktionswärme die unmittelbar benachbarten Eisenpartien anschließend gleichfalls auf die Verbrennungstemperatur erhitzt. Soweit sie in Richtung des scharf begrenzten Sauerstoffstrahls liegen, werden sie ebenfalls verbrannt und ausgeblasen, während die nicht von dem intensiven Sauerstoffstrom getroffenen Teile unverbrannt stehen bleiben. Indem dieser Vorgang sich in Richtung des Sauerstoffstrahls fortsetzt, lassen sich bei geeignet gebauten und exakt bewegten Brennern außerordentlich genaue Schnittfugen relativ geringer Breite selbst durch sehr dicke und harte Materialien in beliebiger Kurvenführung erzielen. Selbst unter Wasser sind derartige Zerschneidungen möglich. Nicht alle Metalle, selbst nicht alle Eisenarten, sind in gleichem Maße autogen schneidbar. Die praktische Schneidbarkeit eines Metalls wird sehr wesentlich davon bestimmt, ob die Temperatur, bei der es intensiv im Sauerstoffstrahl verbrennt, und der Schmelzpunkt seines Oxyds unter seiner Schmelztemperatur liegen. Schmilzt umgekehrt das Metall schon unterhalb der Entzündungstemperatur, wie dies z. B. bei Gußeisen, Kupfer der Fall ist, so bilden sich unerwünscht breite Schmelzrinnen; bzw. das festbleibende Metalloxyd hindert, sich festsetzend, den genauen Fortgang der Schneidverbrennung.

Carl Müller.

Autogene Schweißung s. Schweißen.

Autoheterodyne s. Audion.

Autoklaven. Nach Thilorier kann man in stabilen, festabgeschlossenen Gefäßen (Autoklaven) erhebliche Drucke erzeugen, indem in ihnen Gase oder Dämpfe entwickelt werden.

H. Ebert.

Autokollimation, Autokollimator s. Lichtbrechung.

Autolumineszenz radioaktiver Substanzen s. Leuchterscheinungen.

Autorotation (Eigendrehung) eines Flügels. Bringt man das Modell eines Flügels oder Flugzeugs so im Luftstrom an, daß es um die Luftstromachse frei rotieren kann, so steht es infolge eines großen der Drehung entgegenwirkenden Dämpfungsmomentes bei kleinen Anstellwinkeln still. Bei Anstellwinkeln, welche größer sind als der zum Auftriebsmaximum gehörige, tritt an Stelle dieses dämpfenden ein anfaches Moment, das zu einem stationären Gleichgewichtszustand mit bestimmter Drehgeschwindigkeit führt, der sog. Autorotation; diese Drehgeschwindigkeit hängt von der Luftstromgeschwindigkeit, dem Anstellwinkel und der Spannweite des Flügels ab. Die praktische Bedeutung der Autorotation liegt darin, daß diese Bewegung unter Umständen recht stabil zu sein scheint und bei Flugzeugen leicht auftritt, wenn der Anstellwinkel groß geworden ist. Diese Bewegung des Flugzeugs — als „Trudeln“ (engl. spin) bezeichnet — bedeutet eine große Gefahr beim Fliegen und ist die Ursache vieler Abstürze.

L. Hopf.

Autotransformator s. Spartransformator.

Auxetophon ist eine Abart des Grammophons (s. Phonograph). Statt der üblichen Membran des Grammophons wird durch den auf der Klangplatte entlang laufenden Wiedergabestift ein Metallgitter in Schwingungen versetzt, welches sich vor den spaltförmigen Öffnungen der festen Wand der Schallkapsel befindet. Durch die Schallkapsel strömt von der Seite der festen Gitterwand her ein konstanter Luftstrom unter etwa $\frac{1}{7}$ Atmosphäre Über-

druck. Dieser Luftstrom wird synchron mit den Schwingungen des durch den Wiedergabestift bewegten Gitters abgeschnitten oder durchgelassen. Auf diese Weise erhält man Klangwellen von sehr großer Intensität und verhältnismäßig großer Naturtreue.

E. Waetzmann.

Avanzinisches Gesetz besagt, daß bei ebenen Flächen im Luftstrom mit abnehmendem Anstellwinkel der Druckpunkt (s. d.) gegen die Vorderkante der Fläche rückt. Bei gewölbten Flächen im flugtechnisch wichtigen Bereich ist es umgekehrt.

L. Hopf.

Avogadro'sche Temperaturskala. Reduziert man die Temperaturangaben eines Gasthermometers von endlicher Gasdichte (gemessen bei 0°) auf die Angaben eines gleichartigen Thermometers von unendlich kleiner Gasdichte, d. h. auf den Avogadro'schen Zustand (s. d.), so erhält man die von Kamerlingh Onnes sog. Avogadro'sche Temperaturskala, die sich praktisch nicht von der thermodynamischen Skala unterscheidet. Im Prinzip kann indessen zwischen beiden Skalen dann ein Unterschied erwartet werden, wenn man bei der Extrapolation vom endlichen Druck auf den Druck Null von so geringen Gasdichten ausgeht, daß für den Fall eines mehratomigen Gases bereits Dissoziation eintritt, oder wenn es sich um so tiefe Temperaturen handelt, daß die Gesetze der Gasentartung (s. d.) in Frage kommen.

Henning.

Avogadro'sche Zahl s. Loschmidtsche Zahl.

Avogadro'scher Zustand wird von Kamerlingh Onnes und Keesom (Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V,1) derjenige Zustand eines Gases genannt, der durch die Gleichung $p v = R T$ dargestellt wird. Er soll wesentlich dadurch charakterisiert werden, daß alle Gase, die sich in diesem Zustand befinden, bei gleicher Temperatur T und gleichem Druck p gleich viel Moleküle in der Volumeneinheit besitzen. Für sie soll also das Avogadro'sche Gesetz (s. d.) streng gelten. — Der Avogadro'sche Zustand läßt sich für einatomige Gase bei sehr geringem Druck verwirklichen. Bei mehratomigen Gasen muß die Bedingung hinzugefügt werden, daß keine Dissoziation eintritt. — Der Avogadro'sche Zustand ist von dem idealen Gaszustand (s. ideales Gas) insofern zu unterscheiden, als für ihn die spezifische Wärme nicht unabhängig von der Temperatur sein und die innere Arbeit beim Joule Thomson-Effekt nicht verschwinden muß, wie es für den idealen Gaszustand gefordert wird. Man kann dies z. B. aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung (s. d.) herleiten, aus der für kleine aber im übrigen beliebige Gasdichten diese innere Arbeit bei Erniedrigung des Druckes um eine Einheit zu $\frac{2a}{RT^2}$

folgt. Hierbei bedeutet a die van der Waalssche Konstante für die Anziehung der Moleküle aufeinander. Sie ist unabhängig von der Gasdichte, wiewohl ihr Einfluß auf den Druck oder das spezifische Volumen mit der Gasdichte abnimmt. Nur bei idealen Gasen ist $a = 0$.

Henning.

Avogadro'sches Gesetz. Nach diesem Gesetz ist das Volumen V , das eine bestimmte Masse M eines genügend verdünnten Gases bei gegebener absoluter Temperatur T und gegebenem Druck p einnimmt, unabhängig von der spezifischen Beschaffenheit des Gases, lediglich durch die Zahl

der vorhandenen Moleküle bestimmt. Ein Volumen Wasserstoff von gegebener Masse enthält hiernach also unter sonst gleichen Bedingungen ebensoviel Moleküle wie das gleiche Volumen Sauerstoff oder irgendeines anderen Gases, obwohl die in dem Volumen vorhandenen Gasmassen sehr verschieden sind. Diese Gasmassen verhalten sich wie die Molekulargewichte der Gase, so daß also in 2 g Wasserstoff ebensoviel Moleküle vorhanden sind wie in 32 g Sauerstoff. Die Anzahl dieser Moleküle, deren Gesamtmasse in Gramm durch die Zahl des Molekulargewichts ausgedrückt ist, d. h. die Zahl der im Mol enthaltenen Moleküle, wird durch die Loschmidtsche Zahl $\mathfrak{N} = 6,06 \cdot 10^{23}$ angegeben.

Sind in einem Gasvolumen V im ganzen ν Moleküle vom Molekulargewicht μ vorhanden, so gilt nach der Zustandsgleichung des idealen Gases $pV = M R T$, wenn p den Druck und R die Gaskonstante (s. d.) für die Masseneinheit bedeutet und $M = \nu \mu$ ist. Führt man noch das Molekulargewicht m des Gases ein, so ist $m = \mathfrak{N} \mu$ oder $pV = \frac{\nu}{\mathfrak{N}} \cdot m R T$ zu setzen.

Da nun \mathfrak{N} unabhängig vom Gas ist, so folgt hieraus nach dem Avogadroschen Gesetz, daß V unabhängig von $m R$ sein muß, oder daß die mit dem Molekulargewicht multiplizierte Gaskonstante $R = m R$, welche als die molekulare Gaskonstante bezeichnet wird, unabhängig von der speziellen Beschaffenheit des Gases ist.

Auf dem Avogadroschen Gesetz beruht eine wichtige Methode zur Bestimmung des Molekulargewichts eines Gases oder eines Dampfes. Nachdem das Molekulargewicht des Sauerstoffs willkürlich zu 32 festgesetzt ist, ergibt das

Verhältnis der Dichte eines Gases $D = \frac{M}{V} = \frac{p}{R T}$

zur Dichte des Sauerstoffs $D_0 = \frac{M_0}{V_0} = \frac{p}{R_0 T}$ bei

gleichem Druck p und gleicher Temperatur T die

Beziehung $\frac{D}{D_0} = \frac{R_0}{R} = \frac{m}{m_0} = \frac{m}{32}$ oder $m = 32 \frac{D}{D_0}$.

Dient nicht Sauerstoff, sondern Luft als Vergleichs-

gas, so hat der Zahlenfaktor den Wert 28,95.

Es gibt Fälle, bei denen das Molekulargewicht eines Gases sich nicht für alle Temperaturen und Drucke als gleichwertig ergibt. Sind die Änderungen gering und treten sie bei großen Gasdichten auf, so ist in den meisten Fällen der Grund darin zu suchen, daß die Zustandsgleichung nicht in der Form der idealen Gase angesetzt werden darf. Bedeutende Änderungen des Molekulargewichts beruhen immer auf chemischen Einflüssen, Dissoziation oder Assoziation der Moleküle. Bei der Dissoziation wächst die Molekülzahl; dagegen nimmt bei gleichbleibendem Druck die Dichte und mit ihr das Molekulargewicht ab; bei der Assoziation ist das Gegenteil der Fall.

Henning.

Axialturbine s. Turbine.

Axialer Vektor s. Vektorrechnung.

Axiator heißt ein Affinor, der seinem konjugierten Affinor entgegengesetzt gleich ist (schiefsymmetrischer Affinor: $\Phi_c = -\Phi$, $ax\Phi = \Phi$ ts $\Phi = 0$). (Weiteres s. Affinorrechnung.)

F. Schleicher.

Axiom heißt ein Satz, aus dem im Rahmen eines theoretischen Zusammenhangs andere Sätze logisch gefolgert werden, ohne daß er selbst in diesem

Rahmen bewiesen wird. Axiom bedeutet also soviel wie oberste Voraussetzung. Im allgemeinen stehen mehrere Axiome an der Spitze einer Theorie; sie bilden ein Axiomensystem.

Die Bedeutung der axiomatischen Methode ist zunächst logischer Art; durch die axiomatische Gliederung einer Theorie wird ihre innere logische Struktur aufgedeckt. Man verlangt drei innerlogische Eigenschaften für ein Axiomensystem: Unabhängigkeit (d. h. kein Axiom darf ganz oder teilweise aus den anderen folgen), Widerspruchsfreiheit (d. h. es darf nicht zugleich ein Satz und sein Gegenteil aus dem Axiomensystem beweisbar sein), Vollständigkeit (d. h. von jedem aus den Begriffen der Theorie willkürlich gebildeten Satz muß beweisbar sein, ob er aus den Axiomen folgt oder nicht).

Die große praktische Bedeutung der axiomatischen Methode besteht darin, daß mit ihr die Voraussetzungen einer Theorie zuerst deutlich ans Licht gestellt werden, und die Frage nach der Wahrheit der Theorie reduziert wird auf die Frage nach der Wahrheit der Axiome. Es bestehen drei Möglichkeiten für die Geltung von Axiomen:

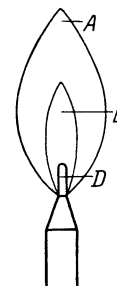
1. die Axiome sind unbeweisbar, aber wir können uns dem Glauben an ihre Wahrheit nicht entziehen;
2. die Axiome sind willkürliche Satzungen, also Definitionen;
3. die Axiome sind Erfahrungssätze; dieser Fall gliedert sich in
 - a) die Axiome sind direkt durch Erfahrungen beweisbar;
 - b) Folgerungen aus den Axiomen sind durch Erfahrungen beweisbar, und die Geltung der Axiome wird daraus induktiv erschlossen.

In der Einordnung der Axiome der verschiedenen Wissenschaften in die genannten drei Klassen besteht eins der wichtigsten und umstrittensten erkenntnistheoretischen Probleme; es ist insbesondere umstritten, ob es überhaupt Axiome nach 1 gibt.

Reichenbach.

Azetylen-Sauerstoffflamme. Die Azetylen-Sauerstoffflamme ist die heißeste der gegenwärtig bekannten Gasflammen (3200—3400°). Ihre hohe Temperatur hat ihre Ursache darin, daß zu der durch die Verbrennung erzeugten Wärme noch die Wärmeabgabe hinzukommt, die beim Zerfall des Azetylens auftritt. Der Verbrennungsvorgang der Azetylen-Sauerstoffflamme, die als Schweißflamme ihres zugleich reduzierenden Charakters wegen von hoher Bedeutung geworden ist, vollzieht sich in 2 Stufen. (Vgl. die Figur, die zugleich die Temperaturverteilung erkennen läßt. Bei wasserfreiem Brenngasgemisch liegen die Werte noch etwas höher.) D ist der blendend weiß leuchtende kegelförmige oder zylindrische Flammkern eines Azetylen-Schweißbrenners (vgl. Art. „Schweißbrenner“), an dessen charakteristisch scharf begrenztem Rand das Azetylen plötzlich in seine Bestandteile C_2 und H_2 zerfällt. Die erste Verbrennungsstufe erfolgt in der an

schließenden Zone B mit unzureichenden Mengen Sauerstoff nach der Gleichung $C_2H_2 + 2O = 2CO + H_2$. Die weitere Verbrennung vollzieht sich dann



Azetylen-Sauerstoffflamme.

in der Zone A (der oxydierenden Streuflamme) mit Hilfe des die Flamme umgebenden Luftsauerstoffs nach der Reaktion $2\text{CO} + \text{H}_2 + 3\text{O} = 2\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$. Infolge dieser vorteilhaften Ausnutzung des Luftsauerstoffs braucht man dem Azetylen an Stelle der theoretisch für 2 Raumteile C_2H_2 erforderlichen 5 Teile Sauerstoff nur etwa 4 Teile O auf 3 Teile Azetylen C_2H_2 in Gestalt von Sauerstoff zuzuführen. Die wirksamste, heißeste und zugleich reduzierende Flammenstelle, welche allein das Schmelzgut treffen soll, liegt in der Zone B dicht vor dem Kern D.

Carl Müller.

Azidkathode s. Azidröhre.

Azidröhre. (Verstärkung elektr. Ströme), elektr. Entladungsröhre zur Verstärkung usw. mit Glühkathode, welche Azide der Erdalkalien oder ähnlicher Metalle enthält (s. Glühkathode). *H. Rukop.*

Azimut s. Himmelskoordinaten.

Azimut, astronomisches, eines Punktes B, gemessen vom Beobachtungspunkte A aus, ist der Winkel, den eine durch die Vertikale in A und den Punkt B gelegte Ebene mit der Meridianebene in A bildet. Man zählt das Azimut meist von Süden in der Richtung nach Westen. Die Bestimmung dieses Winkels erfolgt auf astronomischem Wege (s. auch Azimut, geodätisches und Vertikalschnitt).

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 134 ff.

Azimut, geodätisches, eines Punktes B, gemessen im Ausgangspunkte A, ist der Winkel, welchen die A mit B verbindende geodätische Linie auf der Erdoberfläche mit der Meridianlinie bildet. Auf der Kugel fällt das geodätische Azimut mit dem astronomischen (s. d.) zusammen. Auf dem Rotationsellipsoid ist der Unterschied zwischen beiden eine Größe, die von der Abplattung abhängt. Bei Distanzen, wie sie in geodätischen Dreiecksnetzen vorkommen, ist der Betrag so klein, daß er meist vernachlässigt werden kann. Er nimmt aber mit der Entfernung rasch zu und erreicht für diametrale Punkte der Erde den Wert 180° (s. Vertikalschnitt).

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 212 ff.

Azotometrie s. Elementaranalyse.

α -Strahlen. Bei der Umwandlung des nicht beständigen Atomes einer radioaktiven Substanz werden in fast allen bekannten Fällen Elementarbestandteile des Atomes mit großer Gewalt abgestoßen, der verbleibende Rest bildet das Atom des neuentstandenen „Zerfallsproduktes“. Die abgeschleuderten Korpuskeln können negativ oder positiv geladen sein; erstere werden als β -Strahlen (s. d.), letztere als α -Strahlen bezeichnet. Als bewegte Träger von Elektrizität werden sie in longitudinalen elektrischen Feldern verzögert oder beschleunigt, in transversalen elektrischen oder magnetischen Kraftfeldern aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt; Größe und Richtung dieser Ablenkung hängt bei vorgegebener Feldstärke von Größe und Vorzeichen der Teilchenladung e sowie von der Geschwindigkeit v und der mitgeführten Masse m ab und erlaubt daher einerseits die entgegengesetzt geladenen α - und β -Strahlen räumlich

zu trennen, andererseits v und $\frac{e}{m}$ zu bestimmen,

wo $\frac{e}{m}$ als „spezifische Ladung“, d. i. Ladung der Massen-Einheit, bezeichnet wird. Endlich ermittelt

eine direkte Messung der von den α -Teilchen mitgeführten Ladung den Wert für e und damit auch für m . Es ergibt sich: Die Ladung der α -Teilchen beträgt zwei Elementarquanten (s. d.), also $e = 9.55 \cdot 10^{-10}$ st. E. Ihre Masse beträgt $6.60 \cdot 10^{-24}$ g und sie erweisen sich als Heliumatome, die durch den Verlust zweier Elektronen einen positiven Ladungsüberschuß obiger Größe zeigen. Die Anfangsgeschwindigkeiten v sind je nach dem zerfallenden Atom, dem die α -Teilchen (α -T.) entstammen, verschieden, für eine bestimmte Atomart aber immer dieselben, demnach charakteristisch für den Zerfallsprozeß. Die bisher beobachteten v -Werte (vgl. die Tabelle am Schlusse dieses Kapitels) liegen zwischen

1 und $2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. — Bei jedem einzelnen Atom-

zerfall wird ein einziges α -T. abgestoßen. Eine Zählung (vgl. w. u.) der von einem Präparat entsendeten α -T gibt daher die Zahl der im Präparat in der Zeiteinheit zerfallenden Atome; man findet, daß z. B. 1 g Radium $3,72 \cdot 10^{10}$ (neuerer Wert $3,5 \cdot 10^{10}$), 1 g Thorium $4,5 \cdot 10^8$ α -T. pro Sek. abstößt. Werden diese α -T. alle in einem abgeschlossenen Raum aufgefangen, so muß sich, wenn sie Heliumatome darstellen, eine Heliumentwicklung nachweisen lassen, die von einem g Ra in einem Jahr 174 mm^3 ausmachen sollte. In der Tat wurde experimentell die Jahresproduktion zu 169 mm^3 festgestellt.

Der nach Ausschleuderung eines α -T. verbleibende Atomrest erfährt einen Rückstoß derart, daß seine Bewegungsgröße $m'v'$ gleich der des α -T. mv ist. Seine Geschwindigkeit v' wird demnach

$3-4 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; seine Ladung ist, was nur im Hoch-

vakuum konstaterbar ist, zunächst Null, geht aber durch Abstoß von Elektronen bald in eine positive über (vgl. „Rückstoß“). — Beim Durchdringen von Materie geht dem α -T. infolge von Zusammenstößen mit den Molekülen des Mediums Energie verloren; seine Geschwindigkeit nimmt infolgedessen ab, bis das α -T. stecken bleibt, „absorbiert“ ist. Der ganze dabei zurückgelegte Weg heißt die „Reichweite“ (s. d.) und ist bei Beobachtung an parallelen α -Strahlen und bei vorgegebenem Medium (gewöhnlich Luft) eine für die Anfangsgeschwindigkeit des α -T. und damit für den Atomzerfall charakteristische Größe. Der Betrag, um den die Reichweite in Luft vermindert wird, wenn zuvor ein anderes Medium bestimmter Dicke zu durchlaufen war, heißt dessen „Luftäquivalent“. — (Hierüber, sowie über die Beziehung zwischen Reichweite, Anfangsgeschwindigkeit und Lebensdauer vgl. den Artikel „Reichweite“.)

Außer dem Geschwindigkeitsverlust erleidet das α -Teilchen beim Durchgang durch Materie auch eine Änderung seiner Bewegungsrichtung (s. d. Artikel „Zerstreuung“) und endlich findet eine Umladung statt, die bewirkt, daß nicht nur zweifach, sondern auch einfach oder gar nicht geladene α -Teilchen vorkommen. Auf dem Wege durch Materie erfährt das Teilchen durch Aufnahme und Abgabe von Elektronen eine mehrfache Umladung. Das Verhältnis $\text{He}_{++}/\text{He}_+$ der zweifach zu einfach geladenen α -Teilchen ist von der Art des durchlaufenen Materiales unabhängig, dagegen proportional mit v^n , wo n nach den neuesten Versuchen gegeben ist durch $n = 6,4 - 4,2v/v_0$.

Die beim Zusammenstoß mit den Molekülen verlorene Energie zeitigt nun eine Reihe Erschei-

nungen, deren praktisch wichtigste die Ionisierung ist: Elektrisch neutrale Moleküle eines Gases (aber auch von Flüssigkeiten) werden unter Einwirkung der α -Strahlung in positiv und negativ geladene Bestandteile gespalten, die, längs der Kraftlinien eines elektrischen Feldes wandernd, eine Leitfähigkeit des vorher isolierenden Gases bedingen und so eine bequeme und ungemein empfindliche Meßmethode für die Zahl der ausgeschleuderten α -Partikel und dadurch auch für Stärke des α -strahlenden Präparates ermöglichen. Das Ionisierungsvermögen, das ist die Zahl der pro Längeneinheit der Flugbahn erzeugten Ionenpaare, ist verkehrt proportional der Geschwindigkeit des α -T., so daß die ionisierende Wirkung gegen das Ende der Reichweite zu wächst, um scharf auf Null zu sinken, wenn die Reichweite überschritten ist. Die gesamte, durch ein α -T. bewirkte Ionisierung k ist von der Größe der Reichweite R abhängig, und zwar nach der empirischen Beziehung $k = k_0 R^{2/3}$, worin die Konstante k_0 (d. i. die Zahl der von einem α -T. der Reichweite $R = 1$ erzeugten Ionenpaare) den Wert $6.25 \cdot 10^4$ für Luft, von 0° Celsius und 760 mm Druck hat. Durch Anlegen sehr hoher Spannungen an die Elektroden des Kondensators, in dem die Ionisierung durch α -T. erfolgt, gelingt es, den frisch erzeugten Ionen eine derartige Beschleunigung zu erteilen, daß sie nun ihrerseits imstande sind, zu ionisieren; dadurch erfolgt eine so kräftige Verstärkung des Ionisierungseffektes, daß jedes einzelne α -T. eine deutlich meßbare Wirkung hervorruft und für entsprechend schwache Präparate mit genügend langsamer Folge der α -T. eine Zählung (s. d.) durchgeführt werden kann. — Die Ionisierung flüssiger Dielektrika beträgt etwa 1 Promille des Wertes in Luft und ist wegen der starken Absorption auf dünne Flüssigkeitsschichten in unmittelbarer Umgebung des Ionisators beschränkt. In festen Isolatoren ist eine Ionisierung bisher nicht mit Sicherheit nachgewiesen. Insofern die in Luft erzeugten Ionen in einer schwach mit Wasserdampf übersättigten Atmosphäre als Kondensationskerne dienen, werden sich entlang der Bahn der α -T. Nebelstreifen ausbilden, die subjektiv beobachtet oder photographisch festgehalten eine Sichtbarmachung des Weges der α -Teilchen ermöglichen (Wilson's Nebelmethode, s. d.).

Wird die gesamte Energie der α -T. absorbiert und in Wärme verwandelt, so läßt sich der Effekt vorausberechnen zu $\frac{1}{2} Z m v^2 \text{ Erg/sec} = \frac{1}{2} Z m v^2 \frac{\text{cal}}{\text{Stunde}}$, wenn Z die Zahl der pro Sekunde ausgeschleuderten α -T. bedeutet. Handelt es sich um den gleichzeitigen Zerfall mehrerer Atomarten mit verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten ihrer α -T., so ist obiger Ausdruck für jede α -Type getrennt zu rechnen und dann zu summieren über alle Typen. Bei Ra im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten bis einschließlich Ra-C sind z. B. mehr als 90% des gesamten Wärmeeffektes auf Rechnung der α -Strahlung zu setzen (vgl. den Artikel „Wärmeentwicklung“).

Wie die Ionisierung dürften auch die chemischen Wirkungen größtenteils auf Dissoziation der von den α -T. getroffenen Moleküle beruhen. So werden Halogenwasserstoffe zersetzt und zum Teil in Chlor- bzw. Brom- oder Jodsauerstoffverbindungen übergeführt. Oder man kann Brom und Jod aus den

zugehörigen Wasserstoffsäuren abspalten. Leicht konstatierbar ist die Bildung von Ozon (0,72 g in der Stunde von 1 g Ra). Ammoniak wird in H und N zerlegt, Kohlensäure in CO und O usw. — Papier wird brüchig, Kautschuk hart, Quarzglas bekommt Risse unter dem Einfluß der α -Strahlung; Hg, Al, Pb usw. oxydieren, eine Reihe organischer Substanzen werden unter Gasentwicklung zersetzt (z. B. Hahnfett unter Bildung von CO_2 , worauf bei der Aufbewahrung von Präparaten zu achten ist); auch ein Einfluß auf die Koagulierung von Eiweiß ist konstatierbar u. a. m. Die Ionisation des Wassers scheint von chemischer Dissoziation des Moleküles begleitet. Ob der Effekt ein direkter oder ein indirekter ist, ist nicht zu entscheiden. Es vermag die Emanation von 1 g Ra während ihrer ganzen Lebensdauer $136,7 \text{ cm}^3$ Gas zu bilden, wovon 6.5 cm^3 den β -Strahlen, der Rest der Wirkung der α -Strahlen zuzuschreiben ist.

Einige Substanzen, insbesondere Diamant und Zinksulfid (Sidotblende) werden zur Fluoreszenz erregt, und zwar zerlegt sich unter der Lupe das gleichmäßige Aufleuchten der getroffenen Fläche in eine Reihe einzelner Lichtblitze, die, wie man durch Abzählen nachweisen kann, beim Auftreffen je eines α -T. entstehen. Auch die Präparate selbst leuchten (Autolumineszenz), hauptsächlich unter dem Einfluß ihrer eigenen α -Strahlung (vgl. den Artikel „Leuchterscheinungen“, „Szintillation“, „Spinthariskop“).

Unmittelbar an den α -Strahlern anliegende Gläser weisen meistens Verfärbungserscheinungen auf, die sich genau über die Eindringungstiefe der α -T. (0,04 mm in Glas) erstrecken; ähnlich kommen die in pleochroitischen Kristallen manchmal auftretenden Halo-Erscheinungen zustande (vgl. den Artikel „Verfärbung“).

Auf photographischen Platten bilden sich bei senkrechtem Einfall der α -T. Schwärzungspunkte, bei streifender Inzidenz geradlinige Punktfolgen, entsprechend der α -Reichweite in Gelatine, aus. Die Zahl der zu einer solchen Punktfolge gehörigen Schwärzungspunkte ist kleiner als die auf dieser Strecke vorhandene Kornzahl, ein Zeichen, daß nicht jedes Silberpartikel beeinflußt wird.

Die physiologischen Wirkungen der α -Teilchen dürften wegen ihrer geringen Eindringungstiefe (0,1 mm) in den lebenden Organismus nur bei injizierten Präparaten in Betracht kommen. Die Hauptsache des beobachteten Einflusses radioaktiver Präparate wird den β -Strahlen zuzuschreiben sein.

α -T. können auch sekundäre Strahlen auslösen. So werden beim Auftreffen auf Wasserstoffatome, sei es in reinem Wasserstoff oder in wasserstoffhaltigen Verbindungen (z. B. Wachs) positiv geladene Korpuskeln (vgl. „H-Strahlen“) erzeugt. Aber auch aus nicht wasserstoffhaltigen Materialien, z. B. aus einer ganzen Anzahl von chemischen Elementen, werden solche H-Teilchen durch Zertürmung des Atomkernes herausgeschlagen (vgl. „Atomzertrümmerung“). In fast allen Materialien werden ferner Elektronen (negativ mit einem Elementarquantum geladen) ausgelöst, die wegen ihrer kleinen Anfangsgeschwindigkeit — die sich als unabhängig von der Natur des Sekundärstrahlers erweist — nur geringes Ionisierungsvermögen besitzen. Vgl. den Artikel „ δ -Strahlung“.

Die folgende Tabelle enthält die α -strahlenden radioaktiven Substanzen, die Reichweite R in cm

für Luft von 760 mm Druck und 0° Celsius, die Anfangsgeschwindigkeit v in 10^9 cm/sec und k , die Gesamtzahl der von jedem α -T. auf seinem Wege in Luft erzeugten Ionenpaare; für 15° gilt $R_{15} = R_0 \cdot 1.055$; für 20°: $R_{20} = R_0 \cdot 1.073$; die Abhängig-

keit von Druck und Temperatur ist gegeben durch: $R_{t,p} = R_{0,760} \frac{1 + 0,00366t}{0,001315p}$, wobei t in Celsiusgraden, p in mm Hg gemessen wird.

K. W. F. Kohlrausch.

Substanz	U _I	U _{II}	Jo	Ra	Ra Em	RaA	RaC	RaC'	Po	Th	RdTh	ThX
R_0 cm =	2.53	2.91	3.03	3.21	3.91	4.48	3.6	6.60	3.72	2.75	3.81	4.13
$v \cdot 10^{-9} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ =	1.40	1.46	1.48	1.51	1.61	1.69	1.57	1.92	1.59	1.44	1.60	1.64
$k \cdot 10^{-5}$ =	1.16	1.27	1.31	1.36	1.55	1.70	1.47	2.20	1.50	1.23	1.53	1.61

Substanz	Th Em	ThA	ThC	ThC'	Pa	RdAc	AcX	AcEm	AcA	AcC	AcC'
R_0 cm =	4.80	5.39	4.53	8.17	3.48	4.43	4.14	5.49	6.24	5.22	6.1
$v \cdot 10^{-9} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ =	1.73	1.80	1.70	2.06	1.55	1.68	1.65	1.81	1.89	1.78	1.9
$k \cdot 10^{-5}$ =	1.78	1.92	1.71	2.54	1.44	1.69	1.61	1.95	2.12	1.88	2.1

α -Strahlen s. auch Rückstoß.

α -Umwandlung nennt man den Zerfall eines instabilen radioaktiven Atomes, der dadurch charakterisiert ist, daß der Übergang in die neue Gleichgewichtslage durch Abstoßung eines α -Teilchens (d. i. ein Heliumatom, geladen mit 2 positiven Elementarquanten) aus dem Atomkerne eingeleitet wird. Dadurch wird erstens das Atomgewicht um die dem Heliumatom zukommenden 4 Einheiten verringert. Zweitens wird durch den Verlust der beiden positiven Elektrizitätsquanten die Kernladung verkleinert, das Kraftfeld innerhalb des Atomes geändert und es wird auch zu Veränderungen in dem den Kern umkreisenden Elektronensystem kommen, was wiederum seinen Einfluß auf die chemischen, spek-

tralen, elektrochemischen usw. Eigenschaften des neuentstandenen Atomes haben muß. Alle diese Konsequenzen der α -Umwandlung lassen sich kurz zusammenfassen in der Konstatierung, daß bei einem α -Zerfall das neuentstandene Atom im periodischen System der Elemente um zwei Stellen nach links rückt. Vgl. dazu den Artikel „Verschiebungsregel“ und die daselbst gegebene Abbildung.

α -Umwandlungen finden statt bei den folgenden der bisher bekannten radioaktiven Substanzen: U_I, U_{II}, Io, Ra, Ra Em, Ra A, Ra C, Ra C', Po; Pa, Rd Ac, Ac X, Ac Em, Ac A, Ac C, Ac C'; Th, Rd Th, Th X, Th A, Th C, Th C'.

K. W. F. Kohlrausch.

B

Babinets Kompensator kommt bei der Untersuchung elliptisch polarisierten Lichtes zur Verwendung. Mit seiner Hilfe läßt sich in den Weg eines Lichtstrahles eine Kristallplatte von beliebiger wirksamer Dicke einschalten und somit in den Lichtstrahl eine beliebige Phasendifferenz einführen. Der Kompensator besteht aus zwei sehr spitzwinkligen Quarzkeilen von gleichem Keilwinkel, von denen der längere durch eine Mikrometerschraube mit Meßtrommel verschiebbar ist. Die optischen Achsen der Keile sind senkrecht zueinander orientiert und liegen parallel AB (Fig. 1) bzw. senkrecht zu CD (zur Zeichenebene), was in der Figur durch die Schraffur bzw. Punktierung angezeigt wird. Daher geht der ordentliche Strahl, welcher den

ersten kurzen Keil senkrecht zum Hauptschnitt (d. i. zur Zeichenebene) schwingend durchsetzt hat, durch den zweiten Keil als außerordentlicher Strahl und umgekehrt. Da sich nun im Quarz der außerordentliche Strahl langsamer fortpflanzt als der ordentliche, so wird der resultierende Phasenunterschied sich bei Verschiebung des längeren Keiles ändern.

Mit der Lupe E visiert man durch den Analysator F nach der Mitte G des feststehenden Keils, die durch eine Blende markiert sei. Liegen an dieser Stelle gleich dicke Schichten der beiden Keile hintereinander, so heben sich die Wirkungen beider Keile auf. Sobald man aber aus dieser Stellung den beweglichen Keil verschiebt, resultiert ein

Phasenunterschied, dessen Betrag der Verschiebung des Keiles proportional ist. Auf diese Weise kann man den Gangunterschied messen, der zur Phasendifferenz der Komponenten des auf den Kompen-

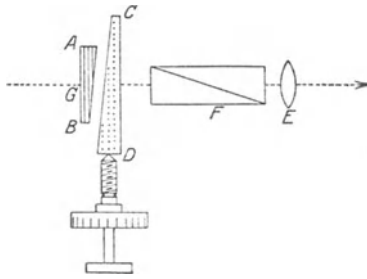


Fig. 1. Babinetscher Kompensator.

sator fallenden, elliptisch oder zirkular polarisierten Lichtes hinzugefügt werden muß, um linear polarisiertes Licht zu erzeugen. Damit ist dann auch die ursprüngliche Phasendifferenz der Lichtstrahlen bestimmt.

Zur Eichung des Instruments läßt man einfarbiges, geradlinig polarisiertes Licht einfallen und wertet die Meßtrommel in Gangunterschied für die betreffende Farbe aus. Die Polarisationssebene des das Licht polarisierenden Nicols wird unter 45° gegen die Hauptschnitte der Keile geneigt, der Analysator zum Polarisator gekreuzt, dann ist das Gesichtsfeld von schwarzen Streifen durchzogen, die parallel zu den Keilkanten, d. i. senkrecht zur Zeichenebene, verlaufen. Durch Drehen der

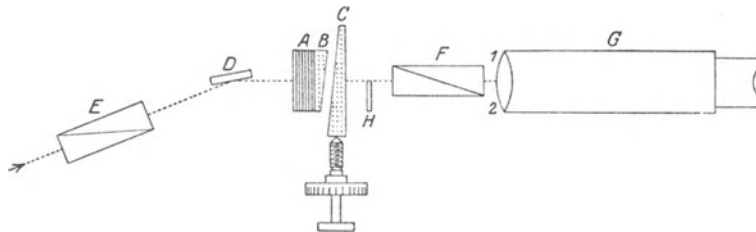


Fig. 2. Soleil-Babinetscher Kompensator mit Halbschatteneinstellung.

Trommel stellt man nun zwei benachbarte Streifen nacheinander zentrisch in die Blende bei G ein; sind p_0 und p_1 diese beiden Trommeleinstellungen, so entsprechen die $p_1 - p_0$ Trommelteile gerade dem Gangunterschied einer Wellenlänge λ , d. h. der Phasenverschiebung 2π . Bedeutet demnach die Konstante ε die durch Drehung der Trommel um 1 Trommelteil erzeugte Phasenverschiebung, so

$$\text{wird einfach } \varepsilon = \frac{2\pi}{p_1 - p_0}.$$

An den dunklen Stellen beträgt die durch den Kompensator bewirkte relative Phasenverschiebung der beiden Komponenten $\pm 2k\pi$, wo k eine ganze Zahl ist. Den absoluten Nullpunkt des Kompensators, d. h. die Trommeleinstellung, bei der an der Blende gleich dicke Schichten der beiden Quarze hintereinander liegen, folglich $k=0$ ist, findet man bei Beleuchtung mit weißem Lichte. Dann erscheint nur ein Streifen beim Einstellen in die Blende wirklich dunkel, für den eben $k=0$ ist, während alle anderen Streifen gefärbt sind, weil ε von der Wellenlänge abhängt.

Will man Gangunterschiede in einem größeren Gesichtsfelde kompensieren, so muß die Konstruktion des Kompensators etwas geändert werden. An Stelle der Quarzkeile muß dann nämlich eine planparallele Quarzplatte von veränderlicher Dicke verwendet werden. Man erhält so den Soleil-Babinetschen Kompensator, der in Fig. 2 skizziert ist. Er besteht aus der planparallelen Quarzplatte A und den beiden Quarzkeilen B und C, von welchen der letztere wieder durch eine Mikrometerschraube verschoben werden kann. Die optischen Achsen der Keile einerseits und der Platte andererseits sind senkrecht zueinander orientiert, was in der Figur durch die Punktierung bzw. Schraffur angezeigt wird. Hier ist der Nullpunkt diejenige Trommeleinstellung, bei der das ganze Gesichtsfeld dunkel wird. Will man z. B. die Änderungen bestimmen, welche geradlinig polarisiertes, einfallendes Licht durch Reflexion an der Metallfläche D erfährt, so setzt man diese auf das Tischchen eines Spektrometers, dessen Spaltrohr außen am Objektiv den Polarisator E trägt, während der Kompensator nebst Analysator F an dem Fernrohr G vorgesteckt werden. Da dieses auf Unendlich eingestellt ist, so werden im vorliegenden Falle die Nicols und der Kompensator von Parallelstrahlen-Büscheln durchsetzt.

Mit dem Soleil-Babinetschen Kompensator beläuft sich bei den Einstellungen auf größte Dunkelheit der mittlere Fehler e einer einzelnen Einstellung des verschiebbaren Keiles auf etwa $\pm \frac{1}{450}$ bis $\frac{1}{180} \lambda$ Phasenunterschied je nach den vorliegenden Umständen. Diese Einstellungsgenauigkeit e hat man auf verschiedene Weise

durch Halbschattenvorrichtungen, ähnlich wie bei den Polarisationsapparaten, zu steigern versucht. Eine sehr große Genauigkeit von $e = \frac{1}{25000} \lambda$ ist mit dem elliptischen Halbschatten-Polarisator und Kompensator von Brace erreichbar. Indessen lassen sich mittels dieser Anordnung direkt nur kleinere Phasenverzögerungen ausmessen, wobei die Berechnung der Resultate eine recht umständliche ist. Um Gangunterschiede beliebiger Größe bestimmen zu können, hat dann Tool die Methode von Brace mit derjenigen von Stokes vereinigt, bei welcher elliptisches Licht mit Hilfe eines Kompensators von angenähert $\frac{1}{4}$ Wellenlänge in lineares verwandelt wird. Aber auch diesem Halbschattenpolarimeter für elliptisches Licht ist die Kompliziertheit der Beobachtung und Ausrechnung eigen. Wesentlich einfacher in dieser Hinsicht ist das Halbschattenpolarimeter von Zehnder, welches eine Phasenverschiebung von $e = \frac{1}{1500} \lambda$ noch deutlich erkennen läßt. Schulz hat einen Apparat zur Untersuchung der Doppelbrechung optischer Gläser angegeben, bei welchem $e = \frac{1}{2200} \lambda$ beträgt. Weiter ist von Szivessy der Kompensator durch Hinzufügen einer Halbschattenplatte bedeutend empfindlicher gemacht worden, ohne die übliche einfache Gebrauchsart des Soleilschen Kompensators grundsätzlich zu ändern. Er setzt die Halbschattenvorrichtung aus zwei Quarzplatten und vier Quarzkeilen mit bestimmten Lagen der optischen Achsen

ausmessen, wobei die Berechnung der Resultate eine recht umständliche ist. Um Gangunterschiede beliebiger Größe bestimmen zu können, hat dann Tool die Methode von Brace mit derjenigen von Stokes vereinigt, bei welcher elliptisches Licht mit Hilfe eines Kompensators von angenähert $\frac{1}{4}$ Wellenlänge in lineares verwandelt wird. Aber auch diesem Halbschattenpolarimeter für elliptisches Licht ist die Kompliziertheit der Beobachtung und Ausrechnung eigen. Wesentlich einfacher in dieser Hinsicht ist das Halbschattenpolarimeter von Zehnder, welches eine Phasenverschiebung von $e = \frac{1}{1500} \lambda$ noch deutlich erkennen läßt. Schulz hat einen Apparat zur Untersuchung der Doppelbrechung optischer Gläser angegeben, bei welchem $e = \frac{1}{2200} \lambda$ beträgt. Weiter ist von Szivessy der Kompensator durch Hinzufügen einer Halbschattenplatte bedeutend empfindlicher gemacht worden, ohne die übliche einfache Gebrauchsart des Soleilschen Kompensators grundsätzlich zu ändern. Er setzt die Halbschattenvorrichtung aus zwei Quarzplatten und vier Quarzkeilen mit bestimmten Lagen der optischen Achsen

zusammen und erzielt damit eine Einstellungs-
genauigkeit von $e = \frac{1}{4100} \lambda$.

Da aber diese Vorrichtung, um völlig störungsfrei zu sein, eine sehr genaue Schleifarbeit und Justierung erfordert, die nicht ganz einfach ist und deshalb auch mit sehr hohen Herstellungskosten verknüpft wäre, so ist sie neuerdings von Szivessy durch eine einzige einfache Halbschattenplatte H (Fig. 2) ersetzt worden. Diese besteht aus einer sehr dünnen, doppelbrechenden, planparallelen Kristallplatte und bedeckt nur die eine Gesichtsfeldhälfte 2. Mit dem Fernrohr G ist nunmehr scharf auf die Begrenzungslinie von H einzustellen. Die Verhältnisse gestalten sich besonders einfach, wenn die Hauptschwingungsrichtungen von H mit den Richtungen der optischen Achsen des Kompensators zusammenfallen. Bezeichnet man dann diejenigen Trommeleinstellungen, bei welchen das aus dem Analysator F tretende Licht in den beiden Gesichtsfeldhälften 1 und 2 gleiche Intensität besitzt, als Halbschattenstellungen, so ergibt sich für die den Halbschattenstellungen entsprechenden Phasenverzögerungen φ des Kompensators:

$$\varphi = \pm k\pi - \frac{\delta}{2}, \text{ worin } k \text{ eine ganze Zahl und } \delta \text{ die}$$

durch H bewirkte Phasenverzögerung bedeutet. Eine nähere Berechnung lehrt nun, daß die Empfindlichkeit der Einstellungen auf gleiche Helligkeit der Gesichtsfeldhälften am größten wird, wenn die Polarisations Ebenen der beiden Nicols unter 45° gegen die optischen Achsen des Kompensators geneigt sind. In diesem Falle und bei der üblichen Anordnung mit gekreuzten Nicols werden alsdann die Bestimmungen der Halbschattenstellungen

$$\text{besonders genau, wenn } \varphi = \pm 2k\pi - \frac{\delta}{2} \text{ ist und } \delta$$

nahe gleich $\pm 4n\pi$ gewählt wird, unter n wieder eine ganze Zahl verstanden. Das Gesichtsfeld wird hierbei ziemlich dunkel erscheinen.

Die empfindlichen Halbschattenstellungen liegen, wie man erkennt, sehr nahe bei den dunklen Nullstellungen des Kompensators ohne Halbschattenplatte. Um von einer dieser empfindlichen Halbschattenstellungen zur folgenden zu gelangen, muß φ eine Änderung von $\pm 2\pi$ erhalten; wie beim einfachen Soleil-Babinetschen Kompensator entsprechen also auch beim Halbschattenkompensator die Umdrehungen der Trommel zwischen zwei aufeinanderfolgenden dunklen Halbschattenstellungen einer relativen Verzögerung von einer ganzen Wellenlänge. Da δ für eine gegebene Halbschattenplatte eine Funktion von λ ist, so wird offenbar eine sehr dünne Platte, deren δ für sichtbares Licht nahe bei Null liegt, am geeignetsten sein. Als Material kommt dabei wohl nur Glimmer in Frage, der allein die Eigenschaft vorzüglicher Spaltbarkeit mit geringer Doppelbrechung in Richtung senkrecht zur Spaltfläche vereinigt. Mit einem solchen Halbschattenkompensator beobachtete Szivessy für grünes Licht von $\lambda = 0,546 \mu$ und für ein Glimmerblättchen von $\delta = 0,142 \pi$ die Einstellungs-genauigkeit zu $e = \pm \frac{1}{1900} \lambda$ Phasenunterschied.

Schönrock.

Näheres s. Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1906, S. 94; 1909, S. 296; 1911, S. 129; 1913, S. 205, 247; 1914, S. 131; 1920, S. 217; 1922, S. 183; 1923, S. 17; 1925, S. 553; 1926, S. 198, 454; 1927, S. 148.

Bäder konstanter Temperatur. Bäder konstanter Temperatur (Thermostaten) werden in fast allen Zweigen der experimentellen naturwissenschaft-

lichen Forschung benutzt. Besonders ausgedehnt ist ihre Verwendung in der Physik, wo man ihrer z. B. für die Vergleichung von Thermometern oder für andere thermische Arbeiten bedarf.

1. Zwischen 0° und 100° verwendet man in der Regel kleine oder große Wasserbäder, die nach Bedarf durch Eis oder Schmelzwasser unter Zimmer-temperatur abgekühlt oder durch warmes Wasser, mittels durchströmenden Dampfes oder durch elektrische Heizung erwärmt werden. Bei Thermometervergleichen ist zwecks guter Ausbildung der Quecksilberkuppen meist eine langsam ansteigende Badtemperatur erwünscht, man reguliert dann von Hand, was nur geringe Übung erfordert. Verlangt man wirklich konstante Temperaturen, so bedarf man zur Heizung eines über längere Zeit konstanten elektrischen Stromes, wie er von großen Akkumulatorenbatterien geliefert wird; oder aber man heizt mit Leuchtgas, dessen Zufuhr durch einen Gasdruckregulator abgedrosselt wird. Der wirksame Bestandteil eines solchen Gasdruckregulators ist ein Flüssigkeits- oder Gas- oder Dampfdruckthermometer, dessen Gefäß sich in dem Wasserbade selbst befindet. Steigt die Temperatur des Bades, so wird die Thermometer- bzw. die Absperrflüssigkeit vorgetrieben und engt die Gaszufuhr ein. — Die Badflüssigkeit muß gut durchgemischt werden; man bedient sich dazu kräftig wirkender, meist elektrisch angetriebener Rührvorrichtungen.

Oberhalb 100° bis 250° verwendet man ähnlich gebaute Bäder, die an Stelle des Wassers mit Öl gefüllt sind, bis etwa 250° Palmin, das in frischem Zustande fast ebenso durchsichtig ist wie Wasser.

Zwischen 225° und 600° dient das Salpeterbad; die Füllung besteht aus Kali- und Natronsalpeter im Verhältnis der Molekulargewichte (101:85). Diese Bäder werden fast immer elektrisch geheizt; die Heizspule aus Nickeldraht wird auf das durch Asbestpappe isolierte Eisengefäß außen aufgewickelt und ist vor Berührung mit der sich über den Gefäßrand ausbreitenden Flüssigkeit durch einen mit diesem verschweißten Eisenblechmantel geschützt. Der Boden des Gefäßes wird mittels eines rostförmigen Heizkörpers erwärmt. Eine andere Form benutzt einen drahtbewickelten Einsatz zum elektrischen Heizen des Bades von innen heraus. Auch das Salpeterbad soll mit einer kräftigen Rührvorrichtung versehen sein.

Innerhalb eines weiten Temperaturintervalles ist — insbesondere zu Thermometervergleichen oder zu Ausdehnungsmessungen nach der Rohr- methode (s. d.) — als Temperaturbad ein metallischer Vollzylinder mit tiefen Bohrungen zur Aufnahme der Thermometer usw. brauchbar. Der Zylinder wird entweder durch Eintauchen in verflüssigte Gase oder durch elektrisches Heizen mittels aufgelegter Drahtwicklungen auf die gewünschte konstante Temperatur gebracht.

Oberhalb 600° bedient man sich eines — bis 300° abwärts brauchbaren — elektrisch geheizten Luftbades. Eine Röhre aus Porzellan oder dergleichen trägt die Heizspule, die für Temperaturen bis 1000° aus Nickel, bis 1500° aus Platin, bis 1800° aus Iridium besteht. Der Verschleiß der beiden letztgenannten Metalle, von denen Iridium immer, Platin vielfach nicht als Draht, sondern als dünnes Blech in Zylinder- oder Bandform verwendet wird, ist bei der höchsten Temperatur groß wegen der Zerstäubung bei Zutritt von Sauerstoff; man verwendet deshalb eine Stickstoffatmosphäre. Die Enden des

Heizrohres erhalten einen Zusatz an Windungen oder an besonderen Spulen, um eine gleichmäßigere Verteilung der Temperatur im Innern des Rohres zu erzielen und den Temperaturabfall nach den Enden des Rohres zu vermeiden. Gasdichten Abschluß gewährt bis 1300° außer Quarzglas glasiertes Porzellan, bis 1500° glasierte Marquardtsche Masse. Doch schmilzt die Glasur beider Stoffe schon bei 1100° und hält alsdann nur noch Unterdruck aus. Die Ofentemperatur steigt bei Heizspulen aus einfachen Metallen oberhalb 200° ziemlich proportional der Stärke des Heizstromes an.

2. Neben den Flüssigkeits- und Luftbädern werden schmelzende und verdampfende Körper als Bäder konstanter Temperatur verwendet. Für die Zwecke der Thermometrie ist das schmelzende Eis von allergrößter Bedeutung; s. d. Artikel Eispunkt; für die Verkörperung der thermodynamischen Temperaturskale werden außerdem die Schmelzpunkte einer Reihe von Metallen (Quecksilber, Zinn, Cadmium, Zink, Antimon, Silber, Gold, Kupfer, Palladium, Platin) benutzt; s. d. Artikel: Temperaturskalen.

Unter den siedenden Flüssigkeiten steht das Wasser (100°) an erster Stelle; der Wassersiedepunkt ist neben dem Eispunkt der hauptsächlichste Fixpunkt der Thermometrie. Außer ihm sind folgende Siedepunkte von Bedeutung:

Aceton	57°	Terpentinöl	160°
Chloroform	61°	Orthotoluidin	197°
Methylalkohol	65°	Methylbenzoat	199°
Äthylalkohol	78°	Äthylbenzoat	212°
Isobutylbromid	88°	Naphthalin	218°
Propylalkohol	96°	Chinolin	235°
Toluol	109°	Amylbenzoat	257°
Paraldehyd	124°	Glyzerin	285°
Amylacetat	141°	Phenylxylylathan	300°
Metaxylyl	149°	Benzophenon	306°

Endlich ist an dieser Stelle auch der Schwefelsiedepunkt (444,60°) zu erwähnen, der in der Platinthermometrie eine Rolle spielt; s. die Artikel Temperaturskalen und Widerstandsthermometer.

Die angegebenen Siedepunkte gelten nur für den normalen Luftdruck von 760 mm Quecksilber; ändert sich der äußere Druck, so ändern sich auch die Siedepunkte nicht unbeträchtlich. Das macht nichts aus, solange man die aus der siedenden Flüssigkeit entwickelten Dämpfe nur als Bäder benutzt und die Temperatur unmittelbar, etwa durch ein eintauchendes Thermometer ermittelt. Will man dagegen ein Thermometer mit Hilfe der bekannten Siedetemperatur eichen, so hat man die Abhängigkeit der Siedetemperatur vom Druck zu berücksichtigen, die aber nur in wenigen Fällen (Wasser, Naphthalin, Benzophenon, Schwefel; s. d. Artikel Temperaturskalen) hinreichend genau bekannt ist. In diesem letzteren Falle muß man auf die Konstruktion der Siedegefäße große Sorgfalt verwenden. Man benutzt doppelwandige Siederohren, in denen der im Innern aufsteigende Dampf durch den im Mantel absteigenden oder bereits kondensierenden Dampf vor Wärmeabgabe nach außen möglichst geschützt wird. Als Druck ist in Rechnung zu stellen der äußere Luftdruck vermehrt um den Überdruck im Siedeapparat, der deshalb sorgfältig gemessen werden muß.

3. Für konstante Temperaturen unterhalb 0° kommen zunächst die Gemische von Eis und ver-

schiedenen Salzen (Kältemischungen, Kryohydrate) in Betracht, und zwar geben mit 100 Teilen Eis

10 Teile	Kaliumsulfat	— 1,9°
13 „	Kaliumnitrat	— 2,9°
30 „	Kaliumchlorid	— 10,6°
25 „	Ammoniumchlorid	— 15,0°
33 „	Natriumchlorid	— 21,2°
200 „	Calciumchlorid	— 35,0°

Ferner erhält man mit

Natriumphosphat	— 0,5°
Natriumsulfat	— 1,1°
Bariumchlorid	— 7,0°

wenn man Eis in kleinen Mengen zusetzt und während des Schmelzens stets nachgibt. Weiter haben sich bewährt

zwischen —65° und 0° ein Alkoholbad, das durch Verdampfen flüssiger Kohlensäure gekühlt wird; bei —78,3° ein Gemisch von Alkohol und fester Kohlensäure, im Vakuummantelgefäß angesetzt. Die Temperatur schwankt etwas mit dem Luftdruck und ist ein wenig höher als der nach dem statischen Verfahren beobachtete Siedepunkt der Kohlensäure;

zwischen —150 und 0° ein Alkohol- oder Petrolätherbad, das durch verdampfende flüssige Luft gekühlt wird;

zwischen —195 und —183° ein Bad aus einem Gemisch von flüssigem Stickstoff und flüssigem Sauerstoff (flüssiger Luft) oder aus einem Bestandteil allein;

bei —252° ein Bad aus flüssigem Wasserstoff. *Scheel.*

Näheres s. Holborn, Scheel, Henning, Wärmetabellen S. 17—20. Braunschweig 1919.

Bändchenlautsprecher, Bändchenmikrophon. Von Schottky und Gerlach entwickelte elektrodynamische Geräte der Firma Siemens & Halske, die in ihrer Wirkungsweise dem Saitengalvanometer entsprechen. Da das Prinzip der beiden Geräte das gleiche ist und die Ausführung sich nur wenig unterscheidet, sei nur der Bändchenlautsprecher beschrieben. In dem Felde eines sehr starken Elektromagneten (etwa 10000 Gauß) befindet sich ein vom elektrischen Wechselstrom durchflossenes Aluminiumbändchen von nur 5—10 μ Dicke und etwa 10 cm Länge. Durch die außerordentlich geringe Masse (30 mg) und durch eine Querriffelung wird erreicht, daß die Eigenfrequenz des Bändchens unhörbar tief liegt und daß das Band in der Querrichtung vollkommen stabil ist. Die elastischen Kräfte sowie die Massenträgheit des als Membran wirkenden Bändchens sind geringer, als die Reaktionskräfte, die die in Bewegung gesetzte Luft auf die Membran ausübt. Dadurch wird eine nahezu vollkommen getreue Wiedergabe von Sprache, Musik und Gesang erreicht. Bei der Verwendung als Mikrophon werden in dem Membranband beim Besprechen durch die Bewegung im Magnetfeld Wechselströme induziert.

E. Alberti.

Näheres s. W. Schottky, Elektrische Nachrichten-Technik 2, 157. 1925.

Baersches Gesetz. Aus der Tatsache, daß bei vielen russischen Flüssen das rechte Ufer hoch (Bergufer), das linke niedrig (Wiesenufer) ist, folgerte K. E. von Baer 1860, daß hier eine Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation vorläge. Durch die auf der nördlichen Halbkugel nach rechts gerichtete Kraft der Ablenkung, die v. Baer auf Bewegungen in meridionaler Richtung

beschränkt glaubte, während sie tatsächlich bei jeder Bewegungsrichtung auf der Erdoberfläche wirksam ist, wird nach seiner Ansicht der Fluß gezwungen, allmählich sein Bett so lange nach rechts zu verlegen, bis höheres Gelände dieser Wanderung ein Ziel setzt.

Gegen dieses Gesetz wird vielfach geltend gemacht, daß die Wirkung der Rechtsablenkung viel zu gering sei, um eine derartige Verlegung der Stromläufe zu verursachen. Man glaubt, daß mehr die Bodenbeschaffenheit und die Formen des Geländes sowie das Vorherrschen bestimmter Windrichtungen und andere exogene Vorgänge (s. d.) von bestimmendem Einfluß auf die Erscheinung sind.

O. Baschin.

Näheres s. K. E. v. Baer, Über ein allgemeines Gesetz in der Gestaltung der Flußbetten. Bull. Ac. des Sc., St. Pétersbourg, 1860, II.

Bahnbeschleunigung s. Beschleunigung.

Bahnbestimmung. Hierunter versteht man im allgemeinen die Bestimmung der Keplerschen Bahnelemente eines Himmelskörpers (Komet oder Planet) aus geozentrischen Beobachtungen. Den ersten Versuch dieser Art machte der englische Astronom Halley an dem nach ihm benannten Kometen nach einer geometrischen Methode. Es gibt eine Menge von Methoden, die nicht alle angeführt werden können, die aber in zwei Hauptgruppen zerfallen, die Näherungs- und die analytischen Methoden. Erstere suchen zunächst rasch rohe Elemente zu erhalten, die dann durch eine zweite und dritte Rechnung verbessert werden. Die analytischen Methoden führen direkt zu den Elementen.

Die allgemeine Bahnbestimmung beruht auf drei Beobachtungen des Gestirnsortes mit den dazugehörigen Zeiten. Diese 3 Beobachtungen sind gerade notwendig, um eine Bahn zu bestimmen. Die Bewegung eines Körpers wird durch 6 Größen gegeben (6 Elemente) und ebensoviele Größen sind in 3 Beobachtungen nach Rektaszension und Deklination enthalten. Durch die 3 Beobachtungen werden 3 Gerade im Raum festgelegt, auf denen je ein Punkt der Bahn liegen muß. Diese 3 Punkte haben nun folgende Bedingungen zu erfüllen:

1. Sie müssen mit der Sonne in einer Ebene liegen.
2. Sie müssen auf einem Kegelschnitt liegen, dessen einer Brennpunkt die Sonne ist (1. Keplersches Gesetz).
3. Für die Bewegung des Körpers in seiner Bahn müssen das zweite und dritte Keplersche Gesetz Geltung haben.

Die Näherungsmethode wurde von Gauß ausgearbeitet und noch in einigen Punkten von Encke verbessert. Es wird hier ein mathematischer Ausdruck für die heliozentrische Distanz des Gestirnes im mittleren der 3 Beobachtungsorte gebildet, der durch eine Gleichung 8. Grades dargestellt wird. Diese Methode ist jetzt noch am meisten unter dem Namen der Gauß-Enckeschen im Gebrauch.

Will man eine genäherte Kometenbahn rechnen, so ist die Annahme einer Parabel (Exzentrizität = 1,00) zulässig. Hierzu findet die Methode von Olbers Anwendung, die auf eine Gleichung 6. Grades führt und bei der von der mittleren Beobachtung nur eine Koordinate verwandt wird.

Für eine genäherte Planetenbahn (Kreisbahn) genügen 2 Beobachtungen.

In Amerika ist die auf Laplace zurückgehende Methode von Leuschner seit einiger Zeit üblich geworden.

Die bekannteste analytische Methode stammt von Charlier.

Bottlinger.

Näheres s. Bauschinger, Lehrb. d. Bahnbestimmungen.

Bahnelemente s. Planetenbahn.

Bahngeschwindigkeit s. Geschwindigkeit.

Bakelit ist ein in der Elektrotechnik viel verwandtes Isoliermaterial. Es ist ein synthetisches Kunstharz, welches durch Reaktionen zwischen Phenolen und Formaldehyd entsteht. Im Zustand A ist es in Alkohol, Azeton, Natronlauge usw. löslich und schmilzt bei Erwärmung. Durch längeres Erhitzen entsteht unlösliches Bakelit B, welches in der Wärme plastisch ist und deshalb in Formen gepreßt werden kann. Bei noch längerem Erhitzen und bei Anwendung von Druck geht Bakelit B in den Zustand C über, in welchem es unlöslich und nicht schmelzbar ist. Das Bakelit wurde von Prof. Baekeland erfunden.

K. Pohlhausen.

Näheres s. H. Schering, Die Isolierstoffe der Elektrotechnik. 1924. Julius Springer, Berlin.

Balalaika s. Saiteninstrumente.

Balken und Stäbe. Unter Stabquerschnitten versteht man jene Figuren, in welchen die Mantelfläche des Stabes von Ebenen normal zu seiner „Mittellinie“ geschnitten wird. Der geometrische Ort der Flächenmittelpunkte (Schwerpunkte) der verschiedenen Stabquerschnitte ist die Stabachse. Stäbe mit gerader Achse heißen Balken und solche, deren Achse eine ebene oder räumliche Kurve ist, heißen krumme Stäbe, oder kurz Stäbe. Zur Berechnung der Spannungen und Formänderungen von stabförmigen Körpern sind schon vor langer Zeit Näherungstheorien aufgestellt worden, und zwar ist ein erster uns bekannter Versuch einer Festigkeitsberechnung von auf Biegung beanspruchten Balken bereits von Galilei unternommen worden. Die z. Z. übliche technische Näherungstheorie geht im wesentlichen auf Jakob Bernouilli, Euler, Navier und B. de Saint Venant zurück. Sie setzt dünne Stäbe voraus und betrachtet nur die Formänderungen der Stabachse näher. Die Gestaltänderung der Stabachse wird in jedem ihrer Punkte durch sechs Verzerrungsgrößen beschrieben (s. weiter unten), welche mittels einfacher Hypothesen aus Schnittkraft und Schnittmoment (s. Spannungsergebnanten und Spannungsmomente) berechnet werden. Die Verzerrungen an beliebiger Stelle des Balkens werden hypothetisch auf die Verzerrungsgrößen für die Stabachse zurückgeführt, im allgemeinen jedoch nicht weiter beachtet. Die Verteilung der Spannungen über den Querschnitt wird teilweise nach den Annahmen über die Verzerrungskomponenten berechnet, zum Teil werden dafür auch besondere Hypothesen eingeführt. Die verschiedenen Hypothesen widersprechen sich teilweise, so daß die Kompatibilitätsbedingungen (s. d.) in den meisten Fällen nicht erfüllt sind. Eine genaue Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Näherungstheorie und denen der mathematischen Elastizitätstheorie besteht nur in wenigen besonders einfachen Fällen. Indes ist die Genauigkeit der Näherungswerte für Spannungen und Formänderungen in den praktisch wichtigen Fällen vollkommen ausreichend.

a) Prismatischer Balken: Sei (O, x, y, z) ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen z-Achse in die Balkenachse fällt, x und y in die Trägheits-

hauptachsen des Querschnitts, e_x, e_y, e_z die den Koordinatenachsen parallelen Einheitsvektoren. Wir bezeichnen mit E, G, m die elastischen Konstanten des isotropen Balkenmaterials, mit F den Flächeninhalt der Querschnittsfigur. Die Gesamtheit der in einem Querschnitt $z = \text{konstant}$ auf den Stabteil mit der äußeren Normalen $+e_z$ ausgeübten Spannungen \bar{s}_z sind einer Schnittkraft $\mathcal{S} = Q_x e_x + Q_y e_y + N e_z$ und einem Schnittmoment $\mathcal{M} = M_x e_x + M_y e_y + M_z e_z$ statisch gleichwertig. Im folgenden sind die bei der Näherungstheorie zugrundegelegten Zusammenhänge zwischen den Spannungsergebnissen und den Spannungen und Verzerrungen andererseits kurz zusammengestellt.

1. Normalkraft (Zug- oder Druckkraft N in der Balkenachse wirkend). Die ihr entsprechenden Normalspannungen sind in einiger Entfernung von den Stäben gleichmäßig über den Balkenquerschnitt verteilt. Ihr Betrag ist

$$(1) \quad \sigma_z = \frac{N}{F},$$

alle übrigen Komponenten des Spannungstensors bezüglich des Koordinatensystems (O, x, y, z) verschwinden. Die Dehnungen der „Fasern“ in der Längsrichtung sind in allen Punkten des Querschnitts gleich groß

$$(2) \quad \varepsilon_z = \frac{N}{EF}.$$

Die Dehnungen nach den Querrichtungen sind

$$(3) \quad \varepsilon_x = \varepsilon_y = -\frac{\varepsilon_z}{m},$$

die Schiebungen verschwinden. Die Normalschnitte $z = \text{konst.}$ werden auch nach der Deformation als eben vorausgesetzt, was jedoch meist nur annähernd der Fall ist. Z. B. im Falle eines lotrecht hängenden zylindrischen Stabes, der nur durch sein Eigengewicht belastet ist, wölben sich die Querschnitte nach Rotationsparaboloiden, deren Gestalt an allen Stellen die gleiche ist, wenn man von den lokalen Störungen in der Nähe der Aufhängungsstelle absieht (s. Saint Venantsches Prinzip). Bei Stäben mit schwach veränderlichem Querschnitt liegen die Verhältnisse ähnlich.

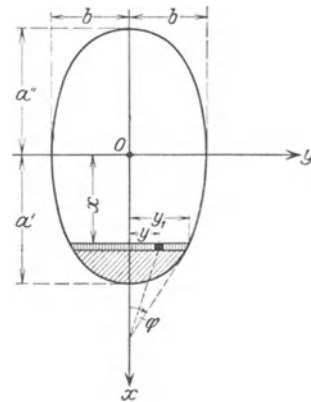
Nach neuerem Sprachgebrauch ist es üblich, unter *Dehnung* eines geraden Stabs insbesondere eine Verlängerung ($\varepsilon_x > 0$) zu verstehen und Verkürzungen ($\varepsilon_y < 0$) als *Stauchung* zu bezeichnen.

2. Querkraft Q_x und Q_y , im Querschnittschwerpunkt angreifend, erzeugen Schiebungen γ_x in der z, x -Ebene und γ_y in der y, z -Ebene. Die Näherungstheorie setzt

$$(4) \quad \gamma_x = \frac{Q_x}{\alpha_x GF}, \quad \gamma_y = \frac{Q_y}{\alpha_y GF},$$

worin α_x und α_y von der Querschnittsform abhängige Koeffizienten bedeuten. Ist der Querschnitt bezüglich der x - und y -Achsen symmetrisch, so verschwinden alle anderen Verzerrungskomponenten für die Balkenachse. Bei Querschnitten, die bezüglich der Trägheitshauptachsen unsymmetrisch sind, tritt noch eine Verwindung (Torsion) des Balkens auf. Der Betrag des Dralls hängt von der Entfernung des sog. *Schubkraftmittelpunkts* des Querschnitts vom Schwerpunkte ab. Der Drall ist gleich Null, wenn die Querkraft nicht im Schwerpunkt, sondern im Schubkraftmittelpunkt angreifen. Nach obigem sind die beiden Punkte bei doppelt symmetrischen Querschnitten identisch.

Die Verteilung der Schubspannungen über den Querschnitt ist eine der schwächsten Stellen der Näherungstheorie. Ist der Balkenquerschnitt be-



Verteilung der Schubspannungen über den Querschnitt des Balkens.

züglich der x -Achse symmetrisch und nur eine Querkraft Q_x vorhanden ($Q_y = 0$), so sind die Schubspannungen τ_{zx} und τ_{yz} an einer beliebigen Stelle (x, y) des Querschnitts nach der Näherungstheorie aus

$$(5) \quad \begin{cases} \tau_{zx} = \frac{S_x}{2y_1 J_y} Q_x \\ \tau_{yz} = \frac{y}{y_1} \operatorname{tg} \varphi \cdot \tau_{zx} \end{cases}$$

zu berechnen. Darin bedeutet $S_x = \int_x^{a'} 2y_1 x dx$

das „Statische Moment“ des schraffierten Flächenanteils (vgl. die obenstehende Figur) bezüglich der y -Achse und $J_y = \int_{-a''}^{+a'} 2y_1 x^2 dx$ das „Trägheits-

moment“ in bezug auf die y -Achse. $y = y_1(x)$ ist die Gleichung der Randlinie (vgl. die Figur), so daß $2y_1$ die parallel zur y -Achse gemessene Querschnittsbreite an der betrachteten Stelle

(x, y) ist. $\operatorname{tg} \varphi = -\left(\frac{dy_1}{dx}\right)_x$ gibt die Steigung der

Tangente an die Randlinie, zugleich die Richtung der resultierenden Schubspannung im Berührungspunkte der Tangente. Die größte Schubspannung τ_{zx} tritt nach der ersten der Gleichungen (5) in der y -Achse (Schwerachse) auf. Ihr Betrag wird erhalten, wenn man das Integral für S_x von $x = 0$ bis $x = a'$ bzw. a'' erstreckt. Die größte resultierende

Schubspannung $\sqrt{\tau_{zx}^2 + \tau_{yz}^2} = \frac{\tau_{zx}}{\cos \varphi}$ ist

$$(6) \quad \max \tau = \beta_x \frac{Q_x}{F},$$

d. h. β_x mal so groß, wie wenn man die Schubspannungen gleichmäßig über den Querschnitt verteilt. Ist der Querschnitt auch bezüglich der y -Achse symmetrisch ($a' = a''$, usw.), so sind die Gleichungen (5) und (6) nach Vertauschung von x und y sinngemäß anzuwenden. Die Näherungstheorie gibt z. B. für Kreisquerschnitte

$$\alpha_x = \alpha_y = \frac{5}{6}, \quad \beta_x = \beta_y = \frac{3}{2}, \quad \text{d. h.}$$

$$(7) \quad \max \tau = \frac{3}{2} \cdot \frac{Q}{F}, \quad \gamma = \frac{6}{5} \frac{Q}{GF}$$

und für Rechteckquerschnitte

$$\alpha_x = \alpha_y = \frac{27}{32}, \quad \beta_x = \beta_y = \frac{4}{3}, \quad \text{d. h.}$$

$$(8) \quad \max \tau = \frac{4}{3} \frac{Q}{F}, \quad \gamma = \frac{32}{27} \frac{Q}{FG},$$

unabhängig vom Seitenverhältnis h/b des Rechtecks und unabhängig von der Richtung der Querkraft Q . Dies gilt jedoch nur in erster Annäherung, solange das Seitenverhältnis h/b sich nicht zu sehr vom Wert eins entfernt.

Ein Spannungszustand mit den Komponenten τ_{zx} und τ_{yz} nach den Gleichungen (5) ist im allgemeinen in einem isotropen, prismatischen Stabe nicht möglich, da die so berechnete Spannungsverteilung, von wenigen Sonderfällen abgesehen, den Kompatibilitätsbedingungen (s. d.) nicht genügt. Der Wert der Schubspannung τ_{zx} stellt jedoch in sehr vielen Fällen eine gute Annäherung an den Mittelwert der nach der mathematischen Elastizitätstheorie berechneten Schubspannungen (über einen Streifen parallel zur y -Achse und von der Breite $2y_1$) dar. Dem entsprechend sind die nach den Gleichungen (4) berechneten Werte der Schiebungen der Balkenachse für die meisten praktischen Zwecke genügend genau. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Querschnittsform ziemlich „konzentriert“ ist. Bei starker Gliederung des Querschnitts können die Fehler u. U. eine unzulässige Größe erreichen. In den meisten technisch wichtigen Fällen geben die Gleichungen (5) trotz all ihrer Mängel genügende Anhaltspunkte für die Größenordnung der Schubspannungen. Hinsichtlich der Formänderungen ist noch zu bemerken, daß die „zusätzlichen Durchbiegungen infolge der Querkraft“ bei dünnen Stäben im Vergleich zu den Formänderungen infolge der Momente in den meisten Fällen eine so geringe Rolle spielen, daß sie bei den technischen Anwendungen i. a. mit Recht vernachlässigt werden.

Auf den Fall der Schubbeanspruchung von unsymmetrischen Stabquerschnitten kann hier nicht eingegangen werden.

3. Bieugungsmomente. Wirkt nur ein Bieugungsmoment um die Trägheitshauptachse y des Querschnitts ($M_x = 0$), dessen Größe M_y längs der Balkenachse beliebig veränderlich ist, so wird die Balkenachse zu einer ebenen Kurve verbogen, die in der x, z -Ebene liegt und deren Krümmung an jeder Stelle z durch

$$(9) \quad \kappa_x = \frac{1}{\rho_x} = \frac{M_y}{E J_y}$$

gegeben ist. Darin bedeutet $J_y = \int x^2 dF$ das Trägheitsmoment des Balkenquerschnitts bezüglich der Hauptachse y . Nach der technischen Näherungstheorie bleiben die Querschnitte auch nach der Verbiegung eben und normal auf der verbogenen Balkenachse (Naviersche Annahmen). Es verschwinden alle Spannungskomponenten bezüglich ($0, x, y, z$), ausgenommen die Biegungsnormalspannung σ_z , für die man danach

$$(10) \quad \sigma_z = \frac{M_y x}{J_y}$$

erhält. Nach diesen sog. Navierschen Annahmen sind Dehnungen ϵ_z und Biegungsspannungen σ_z lineare Funktion des Abstandes x von der Biegungsachse. Für $x = 0$ verschwinden Dehnungen und

Spannungen, weswegen die Ebene $x = 0$ *neutrale Schicht* heißt, die y -Achse *Nulllinie*. Die größten Spannungen σ_z treten in den am weitesten von der Nulllinie entfernten „Fasern“ auf. Bezeichnet a' den größten Abstand auf der Seite der Zugspannungen, a'' desgleichen auf der Druckseite, so sind

$$(11) \quad \max \sigma_z = + \frac{M_y}{W_y'}, \quad \min \sigma_z = - \frac{M_y}{W_y''},$$

wenn mit $W_y' = \frac{J_y}{a'}$ und $W_y'' = \frac{J_y}{a''}$ die sog. *Widerstandsmomente* in bezug auf die y -Achse bezeichnet werden. Für Biegung um die zweite Hauptachse x des Querschnitts gelten genau entsprechende Gleichungen, die man durch Vertauschung von x und y erhalten kann. Die Navierschen Annahmen sind nur bei der reinen Biegung von prismatischen Stäben genau erfüllt. Bei dünnen Balken mit schwach veränderlichem Querschnitt und bei Biegung durch Querkraft (veränderliches Moment M_y) treffen die Navierschen Annahmen nicht mehr zu, jedoch geben die Gleichungen (9) bis (11) auch dann noch eine gute Annäherung.

4. Torsionsmoment M_z um die Stabachse. Für die Berechnung der Spannungsverteilung und Deformation verwendet die Näherungstheorie einfache Gleichungen, welche von der St. Venantschen Torsionstheorie übernommen sind. Die Verdrehung je Längeneinheit der Stabachse (Drall) wird aus

$$(12) \quad \omega = \frac{M_z}{G J_z}$$

berechnet. Die Torsionssteifigkeit $G J_z$ (s. Torsion) wird entsprechend der Querschnittsform nach St. Venant eingesetzt, für Querschnitte von verwickelter Form auch oft durch Torsionsversuche bestimmt. Bei „konzentrierten“ Querschnittsformen setzt man oft

$$(13) \quad J_z = \frac{F^4}{40 J_p},$$

worin J_p das polare Trägheitsmoment und F der Flächeninhalt des Querschnitts ist. Bei Querschnitten, die aus einzelnen „Streifen“ zusammengesetzt sind, ist die Torsionssteifigkeit annähernd gleich der Summe der Steifigkeiten der einzelnen Streifen. Ähnliches gilt auch bei Hohlquerschnitten. Bei Rechteckstreifen (kurze Seite = a , lange Seite = b , $\frac{b}{a} \gg 1$) kann man

$$J_z = \frac{a^3 b}{3}$$

setzen. Für die technisch wichtigen **ITC**-Walzeisenprofile gilt dann nach Föppl

$$(14) \quad J_z = 1,12 \text{ bis } 1,31 \Sigma \left(\frac{a^3 b}{3} \right).$$

Die Spannungsverteilung im einzelnen wird im allgemeinen nicht näher betrachtet. Die größte auftretende Schubspannung wird aus

$$(15) \quad \max \tau = \frac{M_z}{W_z}$$

berechnet, wo W_z eine Art „Widerstandsmoment gegen Verdrehung“ ist. Die Werte W_z findet man für eine große Zahl Querschnittsformen, z. B. im Taschenbuch „Hütte“ angegeben.

b) Krumme Stäbe. Die in den Abschnitten a) 1 bis 4 angedeuteten Zusammenhänge gelten zunächst nur für gerade Stäbe mit konstantem Querschnitt in mehr oder weniger guter Annäherung. In der technischen Näherungstheorie werden sie

jedoch auch bei dünnen Balken, deren Querschnitt längs der Achse langsam veränderlich ist und bei gekrümmten Stäben, deren Querschnittsabmessungen klein gegenüber den Krümmungsradien sind, ohne jede Änderung angewendet. Die Querschnittsgrößen F, J, W usw. sind dann eben nicht mehr konstant, sondern von der Stelle der Stabachse abhängig, bei krummen Stäben sind die Richtungen der Einheitsvektoren e_x, e_y, e_z längs der Stabachse veränderlich und man versteht dann unter κ_x und κ_y die Krümmungsänderungen $\left(\frac{1}{\rho_x} - \frac{1}{\rho_x}\right)$ usw., sowie unter ω die Änderung der Dralls der ursprünglich krummen Stabachse. Die Gesamtverschiebung usw. eines beliebigen Punktes der Stabachse findet man durch Integration der entsprechenden Teilwirkungen längs des ganzen Stabes. Sind die Formänderungen klein, so werden die Einzelwirkungen einfach superponiert. Bei dünnen Stäben sind große Verschiebungen auch dann noch möglich, wenn die Verzerrungsgrößen klein bleiben und die Spannungen die Elastizitätsgrenze nicht überschreiten. Für solche Fälle ist eine besondere Theorie entwickelt worden (s. Elastische Linie).

c) Stäbe mit starker Krümmung. Für die Biegung von Stäben, bei denen die Querschnittsabmessungen gegenüber den Krümmungshalbmessern nicht klein sind, ist eine im wesentlichen von Résal und Grashof stammende Näherungstheorie im Gebrauch, welche die Naviersche Annahme der ebenen Querschnitte beibehält. Es ergibt sich eine hyperbolische Verteilung für die nach Voraussetzung allein auftretenden Biegnormalspannungen. Die neutrale Linie geht dann auch bei reiner Biegung nicht mehr durch den Schwerpunkt des Querschnitts. Die Genauigkeit der entsprechenden Werte genügt i. a. für die meisten praktischen Zwecke. *F. Schleicher.*

Näheres s. Die Lehrbücher der techn. Festigkeitslehre, z. B. A. Föppl, Vorlesungen 3. Bd.

Ballistik. Die praktische Ballistik umfaßt den Betrieb des praktischen Schießens. Die theoretische Ballistik, von der allein hier die Rede ist, hat es zu tun mit dem Studium der beim Schuß aus der Waffe auftretenden Bewegungserscheinungen, also mit den Bewegungen des Geschosses und der Waffe und den daran sich anschließenden Fragen, soweit diese der mathematischen und physikalischen bzw. chemischen Untersuchungsweise unterliegen können. Und zwar verfolgt die sog. innere Ballistik das Verhalten des Geschosses, der Waffe und der Ladung von dem Moment der Entzündung des Pulvers ab bis zum Aufhören der Einwirkung der Pulvergase auf das Geschöß, die äußere Ballistik weiterhin von dem letztgenannten Moment ab bis zu demjenigen, wo das Geschöß in das Ziel eingedrungen ist und daselbst zur Ruhe kommt.

Hinsichtlich der dabei in Betracht kommenden Aufgaben ist folgendes zu sagen: Bei dem speziellen innerballistischen Hauptproblem handelt es sich darum, den Gasdruck und die Geschößgeschwindigkeit innerhalb des Rohrs als Funktion der Zeit und des Geschößwegs zu ermitteln und für irgendeinen Moment den Bruchteil der Ladung zu finden, der bis dahin verbrannt ist; dabei ist angenommen, daß für die gewählte Pulversorte die verschiedenen Pulverkonstanten (s. d.) bekannt und daß das Kaliber, die Rohrlänge, der Verbrennungsraum, die Drallkurve, das Geschößgewicht und das

Ladungsgewicht gewählt seien. Oder auch, es sind außer den Pulverkonstanten gegeben: das Kaliber, die Rohrlänge, der maximale Gasdruck, die Drallkurve und die Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses, und es sind zu bestimmen der Ladungsraum und das Ladungsgewicht. Sekundäre Probleme zu diesem Hauptproblem beziehen sich auf die Bewegungen der Waffe, einschließlich der Rohrschwingungen, auf die günstigste Gestalt der Drallkurve, auf die Rohrerwärmung beim Schuß, auf die Ausbrennungerscheinungen und damit auf die Lebensdauer der Rohre, auf die Ermittlung des Widerstands beim Einpressen des Geschosses in die Züge und des Widerstands in den Zügen, auf die Bewegung des verbrannten und des unverbrannten Pulvers und auf die Nachwirkung der aus der Mündung auströmenden Pulvergase gegenüber Geschöß und Waffe, auf den Mündungsknall und dessen Abdämpfung, endlich auf die Ursache des „Mündungsfeuers“ und des „Feuers aus der Mündung“ und auf deren Beseitigung.

Ferner das spezielle außerballistische Problem im engsten Sinne ist die Aufgabe, bei gegebenen Anfangsdaten die verschiedenen Flugbahnelemente (s. d.) zu berechnen oder graphisch zu ermitteln, wenn für die betreffende Geschößform der Luftwiderstand in Funktion der Geschößgeschwindigkeit und die Luftdichte in ihrer Abhängigkeit von der augenblicklichen Höhe des Geschosses über dem Erdboden bekannt ist; bei diesem speziellen Problem ist vorausgesetzt, daß die Geschößlängsachse dauernd in der Bahntangente liege und daß von störenden Einflüssen wie Wind, Geschößpendelungen, Erdrotation usw. abgesehen werden dürfe. Der Einfluß des Winds, der Geschößrotation, der Erdrotation, sowie einer Eigenbewegung der Waffe oder des Ziels oder der Waffe und des Ziels, ferner die Wirkung des Geschosses im Ziel, speziell die sog. Dum-Dum-Wirkung, und umgekehrt die Wirkung des Ziels auf das Geschöß, das Verhalten der Zündergeschosse, endlich die zufälligen und die konstanten Geschößabweichungen bilden wichtige sekundäre Probleme der äußeren Ballistik.

Die experimentelle Ballistik umfaßt die sämtlichen Messungs-, Beobachtungs- und Registriermethoden, die sich auf die mannigfaltigen Bewegungen von Geschöß, Waffe und Pulver beziehen.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Näheres s. Lehrbuch der Ballistik von C. Cranz. Verlag von J. Springer in Berlin; Bd. I, 1925, äußere Ballistik, unter Mitwirkung von O. v. Eberhard u. K. Becker; Bd. II 1926, innere Ballistik, unter Mitwirkung von O. Poppenberg u. O. v. Eberhard; Bd. III, 1927, experimentelle Ballistik, unter Mitwirkung von K. Becker u. O. v. Eberhard; in allen drei Bänden zahlreiche Literaturangaben.

Ballistische Galvanometer. Galvanometer, die zur Messung eines Stromstoßes bzw. einer Elektrizitätsmenge dienen. Diese werden aus dem ersten maximalen Ausschlag des Galvanometers berechnet, wenn man seine Gleichstromempfindlichkeit und die Dämpfungskonstante kennt. Die Galvanometer (s. Galvanometer), wofür man solche nach dem Nadel- und dem Drehspulsystem verwenden kann, dürfen keine zu kurze Schwingungsdauer haben, da der Stromstoß im wesentlichen schon abgelaufen sein muß, ehe eine merkliche Bewegung des drehbaren Systems eingetreten ist. Auch die Ablesung des Umkehrpunktes wird bei kurzer Schwingungsdauer schwierig; es wird daher meist eine halbe Schwingungsdauer von wenigstens 10 Sek. angewendet.

Die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers läßt sich aus seiner Gleichstromempfindlichkeit c und dem logarithmischen Dämpfungsdekrement A berechnen. Zunächst ist die dem beweglichen System durch die Elektrizitätsmenge Q erteilte Anfangsgeschwindigkeit $u_0 = q Q/K$, wenn K das Trägheitsmoment des Systems und q die sog. „dynamische Galvanometerkonstante“, d. h. das Drehmoment des Stromes von der Stärke 1 (=10 Amp.) bedeutet. Entsteht nun beim Durchfließen der Elektrizitätsmenge Q durch das Galvanometer ein ballistischer Ausschlag φ_1 , so berechnet sich Q aus der Gleichung:

$$Q = \varphi_1 \frac{c T_0}{2\pi} k \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi}{A}$$

Hierin ist noch T_0 die (ganze) Schwingungsdauer des ungedämpft schwingenden Systems, $k = e^A$ das Dämpfungsverhältnis zweier gleichsinniger aufeinanderfolgender Ausschläge, c der „Reduktionsfaktor“ des Galvanometers (s. Galvanometer).

Die ballistische Empfindlichkeit kann auch durch Eichung des Galvanometers mit einer bekannten Elektrizitätsmenge ermittelt werden (Kondensator-entladung, Pendelunterbrecher, Induktionsstoß mit Erd- oder Magnetinduktor, Stromstoß einer Normal- spule oder einer Gegeninduktivität). *W. Jaeger*. Näheres s. *Jaeger*, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Ballistische Messung einer Elektrizitätsmenge (vgl. auch „Ballistisches Galvanometer“). Eine Elektrizitätsmenge Q , welche eine gewisse Zeit t fließt, wird durch $\int i dt$ bestimmt und gemessen. Direkt läßt sich das Integral durch die verschiedenen Voltmeter und Elektrizitätszähler ermitteln. Speziell die auf einem Kondensator befindliche Menge Q wird außer durch Bestimmung der Kapazität und der Spannung vornehmlich durch Entladung des Kondensators über ein ballistisches Galvanometer gemessen. In diesem Fall wird die Elektrizitätsmenge aus dem sog. „ballistischen“ Ausschlag berechnet, wozu aber die Kenntnis der nötigen Konstanten des ballistischen Galvanometers notwendig ist (s. d.). Die Berechnung hat jedoch nur dann strenge Gültigkeit, wenn die Schwingungsdauer des Galvanometersystems so groß ist, daß der Stoß innerhalb einer Zeit verläuft, in der das System noch in Ruhe ist.

Durch den Stromstoß erhält das System eine Anfangsgeschwindigkeit, die der Elektrizitätsmenge proportional ist, und einen ersten, ballistischen Ausschlag, der dieser Geschwindigkeit, also auch der Strommenge Q , nahe proportional ist. Die quantitative Messung beruht auf folgender Überlegung. Die dynamische Galvanometerkonstante des Instrumentes, d. h. das in elektromagnetischem Maße ausgedrückte Drehmoment des Stromes von 1 e. m. CGS (=10 Amp.) sei q , das Trägheitsmoment des Systems K . Dann ist die Geschwindigkeit u_0 , welche dem Stromstoß $\int i dt$ entspricht, gegeben durch:

$$u_0 = \frac{q}{K} \int i dt = \frac{q}{K} \cdot Q.$$

Unter Berücksichtigung der Gleichung, welche die Abhängigkeit des ersten Ausschlages φ_1 von der Geschwindigkeit u_0 zum Ausdruck bringt, gelangt man nach einigen Umformungen zu dem Ausdruck

$$Q = \frac{c \cdot T_0}{2\pi} k^{(1/\pi)} \operatorname{arctg} (\pi/A) \cdot \varphi_1,$$

worin k das Dämpfungsverhältnis, A das logarithmische Dekrement, T_0 die ganze Schwingungsdauer in ungedämpftem Zustand und c die Galvanometerkonstante in Ampere/Skalenteil bedeuten. Die Elektrizitätsmenge Q erhält man dann in Coulomb. Für den aperiodischen Grenzfall, der, wie H. Diesselhorst gezeigt hat, für den ballistischen Gebrauch des Drehspulgalvanometers am vorteilhaftesten ist, ergibt sich

$$Q = c \cdot T_0 \cdot e^{\varphi_1/2\pi}$$

(e = Basis der nat. Logarithmen).

Bei einem völlig ungedämpften System erhält man

$$Q = \frac{c \cdot T_0}{2\pi} \cdot \varphi_1,$$

wobei der Faktor des Ausschlages φ_1 als ballistische Empfindlichkeit bezeichnet wird. *R. Jaeger*.

Ballistische Methode für magnetische Messungen.

Bei der ballistischen, für genauere magnetische Messungen wohl verbreitetsten Methode bildet die zu untersuchende Probe, an der sich, im Gegensatz zur magnetometrischen Methode, keine Pole ausbilden sollen, einen sog. magnetischen Kreis (s. d.) oder einen Teil desselben von möglichst gleichförmigem Querschnitt. Man verwendet also als Probe entweder einen bewickelten Ring, oder einfacher einen zylindrischen Stab bzw. ein Blechbündel, das durch ein Joch (s. d.) zu einem magnetischen Kreis zusammengeschlossen wird. Die Probe ist umgeben von einer eng anschließenden, mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Sekundärspule und einer vom Magnetisierungsstrom durchflossenen Primärspule. Beim Einschalten des Stroms, der in der Primärspule ein Feld von bestimmter Größe erzeugt, wird die vorher unmagnetische Probe magnetisiert; dadurch entsteht an den Enden der Sekundärspule eine ihrer Windungszahl und der Größe des Induktionsflusses entsprechende Spannung, die sich in Form eines Stromstoßes ausgleicht, der das Galvanometer zum Ausschlagen bringt. Der Ausschlag ist direkt proportional der verwendeten Feldstärke in der Magnetisierungsspule, dem Querschnitt und der Permeabilität der Probe, der Zahl der Sekundärwindungen und der Empfindlichkeit des Galvanometers sowie umgekehrt proportional dem Widerstand im Sekundärkreis. Man wird also unter Berücksichtigung dieser Daten, die natürlich bekannt sein müssen, aus dem Galvanometerausschlag einen Schluß auf die Permeabilität des Materials ziehen können, d. h. man wird aus der bekannten Feldstärke, welche sich aus der Windungszahl pro Zentimeter und der Stärke des Magnetisierungsstroms ergibt, die zugehörige Induktion der Probe finden können.

Genau derselbe Vorgang spielt sich ab, wenn man die Stärke des Magnetisierungsstromes, also die Größe des bereits bestehenden Feldes, plötzlich ändert; auch dann kann man aus der Größe des Galvanometerausschlages auf die Änderung des Induktionsflusses im Innern der Probe schließen, so daß man schließlich in der Lage ist, mit Hilfe der gemessenen Ausschläge und der zugehörigen Stromstärken eine ganze Magnetisierungskurve bzw. eine Hystereseschleife zusammensetzen. Als ballistisches Galvanometer verwendet man, um magnetische Störungen von außen zu vermeiden, vorteilhaft ein Drehspulgalvanometer. Dies muß natürlich geeicht werden, d. h. es muß bestimmt werden, welcher Ausschlag bei Verwendung eines bestimmten Vorschaltwiderstandes erfolgt, wenn

durch eine mit dem Galvanometer verbundene Sekundärspule von gegebener Windungszahl ein bestimmter Kraftlinienfluß tritt. Hierzu dient entweder ein käufliches Normal gegenseitiger Induktion oder besser eine sog. Normalspule, d. h. eine lange, sehr gleichmäßig bewickelte Primärspule von bekanntem, gleichförmigem Querschnitt und bekannter Windungszahl/cm, welche in der Mitte eine mit dem Galvanometer verbundene Sekundärspule von ebenfalls bekannter Windungszahl trägt. Aus dem Ausschlag des Galvanometers beim Kommunizieren eines bekannten, die Primärspule durchfließenden Stromes läßt sich dann die Empfindlichkeit des Galvanometers ohne weiteres berechnen.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, Braunschweig 1918.

Ballistischer Koeffizient s. Flugbahnberechnung.

Ballistisches Luftgewicht s. Tageseinflüsse beim Schießen.

Ballistisches Pendel s. Pendel (math. Theorie).

Ballistisches Problem s. Wurf.

Balloelektrizität. Als „Balloelektrizität“ bezeichnete zuerst Christiansen 1913 die „Wasserfallelektrizität“, d. h. diejenige Elektrizität, die beim Zerstäuben von Flüssigkeiten und der Bildung von Tropfen eintritt. Als Gegenstand eingehenderer Untersuchungen findet sich die Balloelektrizität zuerst bei J. J. Thomson und P. Lenard (1894 bis 1895).

Lösungen von Salzen, Säuren und Basen, die einen sehr schwachen Einfluß auf die Balloelektrizität ausüben, nennt man *kataballisch*. Das Vorzeichen der Ladung beim Aufspritzen auf eine Platinplatte ist verschieden. Lösungen, die eine positive Ladung ergeben, nennt man *kataballisch* (Wasser, wässrige Lösungen von Ölen, Filterpapier, Ammoniak), Lösungen, die eine negative Ladung ergeben, nennt man *anaballisch* (Trichloressigsäure, Lösungen von Chinin und Anilin). Mischungen geben mitunter eine größere Wirkung als die Summe der Komponenten (*hyperballisch*). Die balloelektrische Ladung geht in hohem Maße der Oberflächenaktivität parallel.

In bezug auf neuere Literatur siehe besonders J. Traube, Ann. d. Phys. (4) 62, 165, 1920, wo man auch die ältere Literatur angegeben findet. J. J. Nolan und H. V. Gill (Phil. Mag. (6) 46, 225—244, 1923), haben insbesondere die in Regenwasser gelösten Stoffe untersucht, wobei der außerordentlich große Einfluß von Verunreinigungen der Lösung auf Größe und Vorzeichen der Ladung deutlich wird.

K. Kähler und C. Dorno (Ann. d. Phys. (4) 77, 71—80, 1925) bestätigten die von Lenard gefundene Tatsache (Lenardeffekt), daß bei Wasserzerstäubung die größeren Tropfen positive Ladung tragen, während der fein verteilte Wasserstaub negativ geladen ist. Auch bei festen Stoffen fand sich i. a. der Lenardeffekt wieder. Die Versuche der genannten Verfasser widersprechen den Ergebnissen, die A. Stäger (Ann. d. Phys. 76, 49—70, 1925) mitteilt. Balloelektrische Erscheinungen entstehen auch bei dem Ausströmen von Gasen und Dämpfen. (Vgl. Dampfelektroskopmaschine von Armstrong.) *R. Jaeger.*

Ballonaufstiege s. Aerologie.

Balmersche Formel, Balmerserie s. Serienspektren.

Bandenspektren und Quantentheorie. Die Bohrsche Quantentheorie der Spektrallinien ordnet in

Übereinstimmung mit zahlreichen experimentellen Ergebnissen den Bandenspektren als Träger die *Molekeln* zu. Der Umstand, daß man zur Zeit noch über kein einziges brauchbares Molekülmodell (s. d.) auf Bohr-Rutherford'scher Grundlage verfügt, hat zur Folge, daß es auch noch nicht gelungen ist, irgendein Bandenspektrum quantitativ mit Hilfe universeller Konstanten allein, darzustellen. In qualitativer Hinsicht hingegen kann der Bau der Bandenspektren quantentheoretisch als in den wesentlichsten Zügen geklärt gelten, namentlich durch die Arbeiten von Schwarzschild, Heurlinger, Lenz und Kratzer. Es zeigte sich hierbei, daß die Bandenemission im wesentlichen durch *drei* verschiedene Teilvorgänge an der Molekel bedingt wird: die *Rotation* der Molekel als Ganzes überlagert gewisse ihrer Konfigurationsänderungen, nämlich Übergänge zwischen verschiedenen *Schwingungszuständen* der Atome, welche die Molekel bilden, gegeneinander, und *Übergänge peripherer Elektronen* der Molekel zwischen verschiedenen ihrer Quantenbahnen. Alle drei Vorgänge werden nach der Theorie „gequantelt“ und bedingen, wie sich leicht zeigen läßt, das Auftreten von mindestens fünf verschiedenen Quantenzahlen in der allgemeinen Bandenformel. Entsprechend diesen drei Teilvorgängen ergibt sie auch die drei hinsichtlich ihrer Wellenlängen-Größenordnung scharf voneinander getrennten Arten von Bandenspektren: das *reine Rotationsspektrum* im langwelligen, das *Rotations-schwingungsspektrum* im kurzwelligen Ultrarot, sowie das eigentliche *Bandenspektrum* im sichtbaren und ultravioletten Teil des Spektrums.

Charakteristisch für die Bandenformeln ist infolge der Molekelrotation das Auftreten der *molekularen Trägheitsmomente*, welche in denselben, dem gegenwärtigen Stande der Theorie entsprechend, noch die Rolle empirisch zu bestimmender Konstanten spielen. Da diese Trägheitsmomente bei sonst ungeänderter Konfiguration für aus Atomen *isotoper* Elemente bestehende Molekeln offensichtlich *verschieden* ausfallen müssen, konnten meßbare Isotopieeffekte an den Bandenlinien gewisser Gase als möglich vorhergesagt werden; eine quantitative Bestätigung dieser Folgerung ist zuerst 1920 an den von Imes gemessenen Rotations-schwingungsbanden des HCl-Gases nachgewiesen worden. Da jede *Anregung* der Atomschwingungen oder der Elektronenbewegungen des Molekels mit einer Konfigurationsänderung seiner Bestandteile gleichbedeutend ist, muß sich dabei auch das Trägheitsmoment ändern, wobei sowohl Zunahme als Abnahme denkbar ist, was die Erfahrung bestätigt. Von großem theoretischem Interesse ist, daß es den Bandenspektren zufolge keine freien Moleküle in rotationslosen Zuständen gibt. Die Spektren gestatten die Ermittlung von Dissoziations- und Ionisationsenergien der Moleküle, ferner zeigen sie, daß ein Molekül bei entsprechender Elektronenanregung ohne zu zerfallen weitaus mehr Energie in sich aufnehmen kann, als seiner Dissoziationsenergie entspricht, was für den Dissoziations- und Reaktionsmechanismus von fundamentaler Bedeutung ist.

Betreffs der allgemeinen theoretischen Grundlagen s. Bohrsche Theorie der Spektrallinien.

Näheres s. Franck u. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße. Berlin 1926.

Bandmaße s. Längenmessungen.

Bandmikrophon s. Bändchenlautsprecher.

Bandströmung = Laminarströmung (im Gegensatz zu Flechtströmung = Turbulente Strömung) s. Poiseuillesche Strömung und laminare Bewegung von Flüssigkeiten. *Eisner.*

Banjo s. Saiteninstrumente.

Bar. Die Einheit des Druckes im absoluten Maßsystem ist das bar = dyn/cm²; 10⁶ bar sind ein Megebar; 1 mHg = 1,33322 Megabar; 1 Atm = 1,03328 kg/cm² = 1,01325 Megabar s. Druckmessung. *H. Ebert.*

Barisches Windgesetz. Von Boys-Ballot aufgestellter Satz über die Beziehungen zwischen Luftdruckverteilung und Windrichtung: Auf der nördlichen Halbkugel hat ein Beobachter, der den Wind im Rücken hat, den Ort niedrigsten Luftdruckes stets zu seiner Linken, auf der südlichen Halbkugel zu seiner Rechten. *O. Baschin.*

Bariumplatincyanür. Doppelsalz von der Formel Ba Pt Cy₄ · 4 H₂O von grünlichgelber Farbe, das bei der Bestrahlung mit Röntgenstrahlen hell gelbgrün fluoresziert, ohne merklich nachzuleuchten. Es wurde früher fast ausschließlich zur Herstellung der bei Röntgendurchleuchtungen benutzten Leuchtschirme (s. d.) verwandt. Bei länger dauernder Bestrahlung spaltet es Kristallwasser ab und verfärbt sich dabei ins Bräunliche. Zugleich nimmt die Fluoreszenzhelligkeit ab. Vgl. auch d. Art. „Dosismesser für Röntgenstrahlen“. *Behnken.*

Barkhauseneffekt ist eine Erscheinung, die bei Annäherung eines Magneten an ein Stück Eisen auftritt. Legt man um ein Stück Eisen eine Spule und verbindet diese über eine Verstärkerschaltung mit einem Telephon, so hört man beim raschen Nähern eines Magneten ein prasselndes Geräusch, das folgendermaßen zu erklären ist: die einzelnen Elementarmagnete des Eisen lagern sich infolge der magnetischen Induktion um, und zwar geschieht diese Umlagerung nicht stetig, sondern gruppenweise, wodurch in der Spule stoßweise Induktionsströme erzeugt werden. *Klingsporn.*

Barogramm eines Flugzeugs heißt die Kurve, welche beim Anstieg eines Flugzeugs von einem registrierenden Barometer aufgezeichnet wird. Das Barogramm dient als Unterlage für die Steigfähigkeitswertung; doch darf seine Angabe nicht direkt dazu verwendet werden; denn der Abstand zweier Schichten bestimmten Druckes ist von Tag zu Tag verschieden, und die Steigfähigkeit in einer bestimmten Höhe hängt nicht vom Druck, sondern von der Luftdichte in dieser Höhe ab. Zum Zwecke der Wertung muß also das an einem beliebigen Tage erfolgte Barogramm umgerechnet werden auf das Barogramm, welches vom gleichen Flugzeug bei einer bestimmten normalen Dichte- und Druckverteilung in der Atmosphäre erfolgen worden wäre. Zu diesem Zweck muß nur noch die Temperatur in allen Höhen am Versuchstage gemessen sein. *L. Hopf.*

Barograph. Barometer, die mit einer Einrichtung des selbsttätigen Anzeigens versehen sind, nennt man Barographen. Sie registrieren den jeweiligen Barometerstand in Abhängigkeit von der Zeit. Dementsprechend sind zwei Weiterungen gegenüber den Barometern nötig: 1. irgendwie einen Schreibstift mit den Bewegungen des Quecksilbers oder der Membran zwangsläufig zu verbinden, und 2. mit diesem Stift den jeweiligen Barometerstand auf das Koordinatensystem zu übertragen, das auf einer von einem Uhrwerk getriebenen Trommel befestigt ist.

Solche Instrumente werden sowohl in der Meteorologie, wie auch in der Luftschiffahrt benötigt. Bei letzterer soll aus den Änderungen des Luftdruckes auf die jeweilige Höhe, in der sich das Flugzeug befindet, geschlossen werden. Sehr häufig wird dann der Barograph mit einer diesbezüglichen Zusatzskale versehen, so daß man direkt die jeweilige Höhe ablesen kann. Aus der Steigung der Kurve ergibt sich die Änderung der Höhe mit der Zeit, d. h. also die Steig- oder Fallgeschwindigkeit des Flugzeuges. Es gilt ungefähr, daß bei 11 m Anstieg der Barometerstand um 1 mm abnimmt. Ganz allgemein gilt für den Höhenunterschied h die Jordansche Formel: $h = 18450 (\log b_0 - \log b_1) (1 + 0,00367 \cdot t) (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi + 0,0000003 H)$, ohne Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Luftfeuchtigkeit. Es bedeuten b₀ und b₁ die korrespondierende Barometerstände, t die mittlere Temperatur der Luftsäule, φ die geographische Breite, H die mittlere Meereshöhe der beiden Orte in Metern. Die folgende Tabelle 1 gibt h in Abhängigkeit von b₁, wenn b₀ = 762 mm, φ = 50° und t = 0° ist; beträgt aber die mittlere Temperatur der Luftsäule nicht 0°, sondern t⁰, so ist zu den Werten h der Tabelle der Betrag $\Delta h = t \frac{dh}{dt}$ zu addieren (s. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik). Leipzig. (Teubner 1927. Tab. 43).

Tabelle 1.

b ₁ mm	h m	dh/dt	b ₁ mm	h m	dh/dt
750	127	0,5	400	5170	19,0
700	680	2,5	350	6240	22,9
650	1275	4,7	300	7481	27,4
600	1917	7,0	250	8950	32,8
550	2615	9,6	200	10740	39,4
500	3379	12,4	100	16295	59,8
450	4225	15,4	10	34890	128,1

Tabelle 2.

z in m	B in mm Hg	z in m	B in mm Hg	z in m	B in mm Hg
0	762,00	2000	596,00	4000	461,90
100	752,84	100	588,58	100	455,93
200	743,80	200	581,26	200	450,04
300	734,84	300	574,00	300	444,20
400	725,97	400	566,81	400	438,44
500	717,18	500	559,70	500	432,74
600	708,49	600	552,68	600	427,10
700	699,90	700	545,73	700	421,51
800	691,41	800	538,85	800	416,01
900	683,00	900	532,04	900	410,55
1000	674,65	3000	525,31	5000	405,15
1100	666,39	100	518,63	100	399,81
1200	658,25	200	512,05	200	394,54
1300	650,18	300	505,54	300	389,33
1400	642,20	400	499,12	400	384,16
1500	634,29	500	492,75	500	379,09
1600	626,46	600	486,44	600	374,05
1700	618,72	700	480,20	700	369,07
1800	611,08	800	474,04	800	364,14
1900	603,51	900	467,93	900	359,27
2000	596,00	4000	461,90	6000	354,46

Der „Deutschen Höhenskala“ liegt die Gleichung zugrunde:

$$B = 762 \left[1 - \frac{0,005 \cdot z}{283} \right].$$

Sie soll bis $z = 6000$ m angewendet werden. Tabelle 2 gibt die Zuordnung des Barometerstandes B zu der Höhe z .

Quecksilberbarometer (s. Barometer) sind durch mannigfache Kunstgriffe zu Barographen umgebaut. Entweder ist in den offenen (Czermak) 6,83 oder geschlossenen (Fuess) Schenkel ein Schwimmer hineingebracht, der die Schwankungen des Quecksilbers in diesem mitmacht und diese mit Hilfe eines Schreibstiftes aufzeichnet. Bei den Waagebarographen wird das veränderliche Gewicht des Barometerrohres zur Registrierung benutzt. In dieser Weise hergerichtet ist der Winkelbarograph nach Moreland und Secchi, der hydrostatische Barograph nach Schreiber, der Rollenbarograph und endlich der Laufgewichtsbarograph nach Sprung, der wegen seiner Vollkommenheit vielfach im Gebrauch ist.

Am einfachsten läßt sich die Registrierung bei Aneroidbarometern anbringen, indem der Zeiger selbst als Schreibstift ausgebildet wird. Der Barograph von E. Becker hat zwei übereinander befindliche Sätze von je fünf Dosen eines gewöhnlichen Beckerschen Aneroidbarometers (s. Barometer). Beide Untergruppen besitzen je eine innere Feder. Durch die Verwendung zweier getrennter Sätze ist überdies die Möglichkeit einer guten Temperaturkompensation gegeben, indem die eine Kammer einen positiven, die andere einen negativen Temperaturkoeffizienten erhält.

In ihren Mängeln sind diese Art von Barographen den Aneroidbarometern gleich. Vor allen ist es die elastische Nachwirkung, die hier störend wirkt. Die Firma Goertz hat einen nachwirkungsfreien Barographen nach Bennewitz herausgegeben, bei dem ebenfalls zwei Gruppen von Dosen mit in bezug auf Nachwirkung entgegengesetztem Verhalten gekoppelt werden. *H. Ebert.*

Näheres s. H. Geiger u. K. Scheel, Handb. d. Phys. Bd. II, S. 327 ff. Berlin 1926. — H. Ebert, Über die barometrische Höhenskala, ZS. f. Instkt. 49, 407, 1929.

Barometer. Zur Messung des Luftdruckes dient eine mit Maßstab versehene Torricellische Röhre. Die Höhe einer Quecksilbersäule bei 0° und international festgesetzter Schwere von $980,665 \text{ cm/sec}^2$ ist der Barometerstand. Man hat je nach dem Verwendungszweck dem Quecksilberbarometer verschiedene Formen gegeben. Unter diesen sind drei die üblichen: 1. das Gefäßbarometer, 2. das Heberbarometer und 3. eine Verbindung von beiden: das Gefäß-Heberbarometer. Ersteres ist unmittelbar dem Torricellischen Apparat nachgebildet (s. Fig. 1). Werden die Schwankungen des Quecksilberspiegels im unteren großen Gefäß nicht berücksichtigt, so muß der Durchmesser des letzteren gegenüber dem langen Schenkel sehr groß sein, oder aber es wird eine entsprechende Teilung am Instrument angebracht. Da Barometer dieser Art nicht transportiert werden können und daher an ihrem einmal festgelegten Ort verbleiben müssen, heißen sie auch Standbarometer.

Fortin (s. Fig. 2) hat solche Gefäßbarometer für den Transport hergerichtet. Der Boden des unteren Gefäßes besteht aus einem Leder- oder

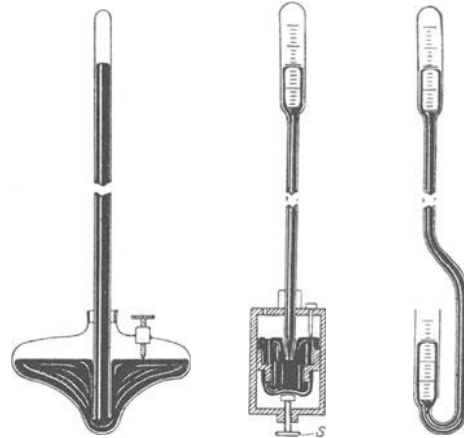


Fig. 1.
Gefäß-
barometer.

Fig. 2.
Fortinsches
Barometer.

Fig. 3.
Heber-
barometer.

Kautschukbeutel, gegen den der runde Kopf einer Schraube s drückt. Durch Betätigung dieser Schraube kann das Quecksilber zur Berührung mit der Spitze eines Elfenbeinstiftes gebracht werden, die den Nullpunkt der Skale darstellt. Es genügt dann eine Teilung nur am oberen Ende des Instrumentes.

Die zweite Form: das Heberbarometer besteht aus zwei parallelen Schenkeln, von denen der lange geschlossen, der kurze offen ist (s. Fig. 3). Es wird die Höhendifferenz der oberen und unteren Kuppe bestimmt. Zur Verhinderung des Eintritts von Luftblasen und zum besseren Transport haben die einzelnen Herstellerfirmen besondere und mannigfache Kunstgriffe angebracht.

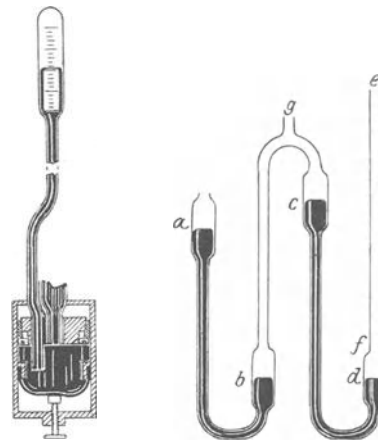


Fig. 4.
Wild-Fuesssches
Gefäß-Heber-
Barometer.

Fig. 5.
Amontonsches
Barometer.

Die dritte gebräuchliche Form: das Gefäß-Heberbarometer, das eine Vereinigung der beiden Typen darstellt, ist von Wild-Fuess gebaut worden (s. Fig. 4).

Von den vielen anderen Formen sei das von Amonton erwähnt, das zur Verkürzung des Instrumentes den langen Schenkel unterteilt (s. Fig. 5).

Notwendige Bedingungen für das Richtigeigen eines Barometers ist die Kenntnis des Vakuums im Torricellischen Raum, bestimmbar nach der

Aragoschen Hebemethode oder, etwas ungenauer, mit einer besonders angebrachten Geißler'schen Röhre, die Reinheit des verwendeten Quecksilbers und endlich die Möglichkeit eines guten und sicheren Einstellens auf die Quecksilberkuppe, wie z. B. das an Fuess'schen Instrumenten übliche Visieres gewährleistet (s. Fig. 6). F ist eine auf feinem Gewinde laufende Schraube, mittels der der Nonnion N auf die Quecksilberkuppe eingestellt werden kann, so daß die Kante des geschlitzten Schlittens scharf mit der Quecksilberkuppe abschneidet; K ist eine Klemmschraube.

Fig. 6.
Barometer-Visier
von Fuess.

An Korrekturen sind zu berücksichtigen: 1. der Einfluß der Temperatur sowohl beim Quecksilber, als auch beim Maßstab. Eine Berücksichtigung der Änderung des im Torricellischen Raum vorhandenen Quecksilberdampfes mit der Temperatur erübrigt sich. Die ersten beiden können zu der Formel zusammengefaßt werden: H_0 , der gesuchte Barometerstand, $= h(1 - \gamma - \beta)t$, wo $\gamma - \beta$ der sog. scheinbare Ausdehnungskoeffizient des Quecksilbers gegen das Material der Skale bedeutet. Dieser Koeffizient = 0,000163 für Messing gegen Quecksilber und = 0,000174 für Quecksilber gegen Glas. 2. Der Einfluß der Kapillarität: Der Kapillardruck ist dem zu messenden hydrostatischen Druck der Luft hinzuzufügen, d. h. die zu messende Barometerhöhe ist zu klein: Kapillardepression. Der Einfluß kann durch Verwendung von Röhren mit großem Durchmesser, sowie auch durch Verwendung gleich weiter Röhre für die beiden Schenkel beträchtlich herabgesetzt werden. 3. Einfluß der Änderung der Schwerebeschleunigung: Diese hängt von der geographischen Breite und von der Höhe des Ortes H über dem Meeresspiegel ab. Daher muß die Barometerhöhe mit $(1 - 0,0026 \cos \varphi - 0,0000003H)$ multipliziert werden. 4. Einfluß meteorologischer Faktoren: a) Berücksichtigung des der Luftfeuchtigkeit entsprechenden Dampfdruckes des Wassers. b) Addition des Gewichtes einer Luftsäule von einer Höhe, die der Höhe des betreffenden Ortes über dem Meeresspiegel entspricht. Dadurch wird der Barometerstand gefunden, den der Ort haben würde, wenn er in der Höhe des Meeresspiegels läge. Auf diese Weise werden Linien gleichen Barometerstandes gefunden: Isobaren.

Barometer mit anderen Flüssigkeiten. Statt Quecksilber ist auch Wasser, Glyzerin oder Schwefelsäure genommen. Indes ist durch die Unhandlichkeit dieser Apparate und das Verhalten dieser Flüssigkeiten eine höhere Genauigkeit nur schwer zu erzielen.

Es sind auch kombinierte Barometer gebaut, die zweierlei Flüssigkeiten enthalten. Am gebräuchlichsten ist das Kontrabarometer von Huygens, das ein Heberbarometer darstellt, dessen eigentlich

kurzer Schenkel in eine enge offene Röhre ausläuft, deren Querschnitt sehr viel kleiner ist, als der der beiden Schenkel. In diesem engen Rohr befindet sich — dem Quecksilber übergeschichtet — eine im Verhältnis zu diesem spezifisch leichtere Flüssigkeit. Man kann leicht 5—6fache Vergrößerung der durch Änderung des Luftdruckes bedingten Schwankungen erreichen. Zur absoluten Messung eignet sich das Instrument nicht.

Betriebssicherer und handlicher ist eine zweite Gruppe von Apparaten zur Messung vom Luftdruck, die auf dem Prinzip der Federwaage beruht: die Aneroidbarometer. Sie sind aber sekundäre Meßinstrumente, da sie durch Vergleich mit Flüssigkeitsbarometern geeicht werden müssen.

Ihr Hauptteil ist ein kapselförmiges Gebilde, das entweder als Dose mit leicht durchbiegbaren Flächen aus Kupfer oder Neusilberblech (Vidi, Naudet, Goldschmidt, Becker) oder als kreisförmig gekrümmtes Rohr mit dünnen Wänden (Bourdon) hergerichtet ist, welche beide fast luftleer gemacht sind. Dem Luftdruck wird entweder durch eine besondere Feder F (s. Fig. 7) oder durch die

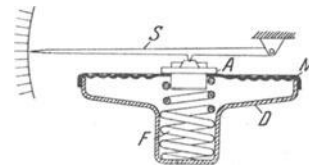


Fig. 7.
Schema des Aneroidbarometers mit Feder.

kräftigen eigenen Membranen (KK, Fig. 8) oder durch das Rohr das Gleichgewicht gehalten. Ändert sich jener, so stellt die Feder kraft ihrer elastischen Eigenschaften das gestörte Gleichgewicht wieder her und folgt so durch diese ihre Änderungen den Schwankungen des Luftdruckes. Besondere Vorrichtungen gestatten diese Bewegungen deutlich sichtbar zu machen.

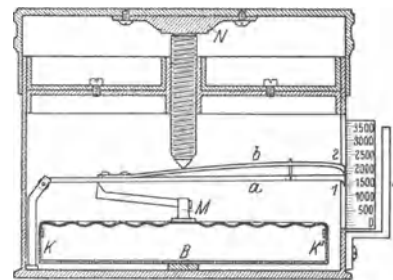


Fig. 8.
Schema eines Aneroidbarometers mit starker Membran.

Die Firma C. P. Goerz baut ein Aneroidbarometer für die besonderen Zwecke der Luftschiffahrt, indem die beweglichen Teile des Instrumentes so gelagert sind, daß ihre Massen in bezug auf die Drehachse statisch und dynamisch ausgeglichen sind. Dieses Barometer arbeitet daher erschütterungsfrei.

Als Korrektion bei diesen Instrumenten ist besonders der Einfluß der Temperatur zu beachten. Im allgemeinen genügt der Ansatz:

$$At = A_{18}[1 + a(t - 18)],$$

wo A_t und t die Ablesungen bei den Temperaturen t und 18° , a der Temperaturkoeffizient sind. a ist meistens negativ und hängt im geringen Maße noch

vom Luftdruck selbst ab. Dazu kommt die Abweichung des Instrumentes vom Sollwert, der durch Eichung mit einem Quecksilberbarometer gefunden wird.

Ein Nachteil der Aneroidbarometer, der besondere Beachtung verdient und durch Verwendung nur guten Materials herabgesetzt werden kann, ist die elastische Nachwirkung, d. h. die Erscheinung, daß die Angaben des Instrumentes bei abnehmendem und zunehmendem Druck verschieden sind. Dieser schädliche Einfluß wird gering durch Verwendung von dünnen, harten Membranen, starken Federn und Doppeldosen, die, wie z. B. Bennewitz vorgeschlagen, so gegeneinander gekoppelt werden, daß ihre Nachwirkungserscheinungen sich gegenseitig aufheben.

H. Ebert.

Barometerkonstante s. Barometrische Höhenmessung.

Barometerprobe. Bei Messung von Drucken unterhalb einer Atmosphäre kann man den Schenkel eines Barometers verkürzen. Dadurch entsteht ein kleiner U-förmiger Apparat, dessen geschlossener Schenkel zunächst ganz mit Quecksilber gefüllt ist. Unterhalb eines bestimmten Druckes löst sich dieses und fällt soweit herab, bis die Quecksilbersäule dem zu messenden Druck das Gleichgewicht hält. Ein solcher Apparat heißt Barometerprobe.

H. Ebert.

Barometerstand, Einfluß auf Flammenlampen s. Einheitslichtquellen 4 u. 5.

Barometrische Höhenmessung. Sie beruht auf der Tatsache, daß der Luftdruck bei ruhender, in stabilem Gleichgewichtszustande befindlicher Atmosphäre in geometrischer Progression nach oben hin abnimmt. Die barometrische Höhenformel, nach der sich die Höhendifferenz zweier Punkte berechnen läßt, lautet: $Z = 18400$

$$(1,00157 + 0,00367 \vartheta \left(\frac{1}{1 - 0,378 \frac{\varphi}{\eta}} \right) 1 + 0,00259$$

$$\cos 2 \lambda \left(1 + \frac{Z + 2z}{R} \right) \log \frac{H_0}{H}. \text{ In dieser Formel}$$

bedeutet:

Z = die Höhendifferenz der unteren und oberen Station in m,

ϑ = die mittlere Temperatur der Luftsäule,

φ = die mittlere Spannkraft des Wasserdampfes der Luftsäule in mm Hg,

η = den mittleren Luftdruck in mm Hg,

λ = die geographische Breite,

z = die Seehöhe der unteren Station in m,

R = den Erdradius in m,

H_0 = den Luftdruck an der unteren Station,

H = den Luftdruck an der oberen Station.

Den Wert 18400 nennt man die Barometerkonstante.

Unter der barometrischen Höhenstufe versteht man für irgendeine Höschicht jene Höhendifferenz, die einer Luftdruckdifferenz von 1 mm entspricht. Sie nimmt mit der Höhe, also mit abnehmendem Luftdruck zu, wie die folgenden für eine Luftdrucktemperatur von 0° geltenden Zahlen zeigen:

Luftdruck	760	700	650	600	550 mm Hg
Höhenstufe	10,5	11,4	12,3	13,3	14,5 m
Luftdruck	500	450	400	350 mm Hg	
Höhenstufe	15,9	17,8	20,0	22,8 m	

Eine einfache Regel gestattet die angenäherte Berechnung der mittleren Höhenstufe bei 0° im

Kopfe auszuführen: Man dividiert die Zahl 16000 durch die Summe der unten und oben gemessenen Luftdruckwerte in mm Hg. Die so ermittelte Höhenstufe wird dann um 0,4% für jeden Grad der mittleren Lufttemperatur erhöht (bei negativen Temperaturen vermindert). Um die Höhendifferenz selbst zu erhalten, muß die Differenz beider Luftdruckwerte (in mm Hg) mit der so korrigierten Höhenstufe multipliziert werden.

Die Genauigkeit der einzelnen barometrischen Höhenmessung wird vor allem beeinträchtigt durch die Schwierigkeit einer genauen Bestimmung von ϑ , sowie durch den Mangel an Ruhe und Gleichgewicht in der Atmosphäre. In umgekehrter Weise wie die Berechnung einer Höhe erfolgt die Reduktion des Luftdruckes auf das Meeresniveau. Sie bietet nur für geringe Höhen bis zu etwa 500 m ausreichende Genauigkeit. S. a. Höhenmessung.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrb. d. Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Barometrisches Maximum und Minimum s. Wetter.

Barotropisches Phänomen. Bei einem binären Gemisch zweier Stoffe von beträchtlich verschiedener kritischer Temperatur kann es vorkommen, daß im Falle der koexistierenden flüssigen und dampfförmigen Phasen letztere die größere Dichte besitzt. Dann sinkt das Gas unter die Flüssigkeit. Diese Erscheinung heißt das barotropische Phänomen. Sie wurde zuerst von Kamerlingh Onnes im Jahre 1906 an einem Gemisch von einem Teil Helium und sechs Teilen Wasserstoff beobachtet, und zwar bei einem Druck von 49 Atmosphären und der Temperatur des siedenden Wasserstoffs.

Henning.

Barre s. Flutbrandung.

Barretter. Apparat zum Nachweis hochfrequenter Schwingungen der drahtlosen Telegraphie. Ein sehr dünner Platindraht von 0,002 mm Durchmesser und 0,4 mm Länge, der zur Verringerung der Wärmeausstrahlung von einem kleinen versilberten Glasrohr umgeben ist, befindet sich in einem größeren birnenförmigen Glasgefäß. Wird er mit einem Telephon in den Stromkreis eines galvanischen Elementes eingeschaltet und werden diesem Stromkreis Hochfrequenzschwingungen zugeführt, so bewirken diese eine momentane zusätzliche Erhitzung des Platindrahtes, eine Zunahme seines Widerstandes, eine Abnahme des den Stromkreis durchfließenden Gleichstromes, die im Telephon als Knacken zu hören ist.

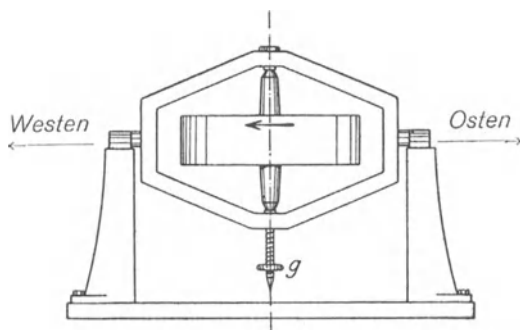
Güntherschulze.

Näheres s. Zenneck u. Rukop, Lehrb. d. drahtlosen Telegraphie. Stuttgart 1925.

Barriere-Eis. Ein in der Südpolarregion vorkommender Eistypus. Zahlreiche aus dem antarktischen Plateau herabströmende und in das Meer mündende Gletscher vereinigen sich vor der Küste zu einer gemeinsamen schwimmenden Eismasse, die durch den auf sie fallenden Schnee verebnet wird und eine Eistafel von gewaltigen Dimensionen bildet. An dem Außenrande stürzt die Eistafel, deren Oberfläche im Durchschnitt etwa 40 m über dem Meere liegt, in senkrechten Mauern zum Meere ab. Das erste, durch die Entdeckung von J. C. Roß 1841 im Süden des Roßmeeres bekannt gewordene Barriere-Eis-Vorkommen bedeckt eine Fläche von etwa 300000 qkm.

O. Baschin.

Barygyroskop. So heißt ein von Ph. Gilbert erdachter Kreiselapparat zum Nachweise der Erdrotation. Ein mit dem Drehimpuls \mathcal{E} (s. Impuls) begabter Kreisel (s. nachstehende Figur) ist in einem in wagerechten Schneiden schwingenden Kardanring so gelagert, daß seine Figurenachse immer in der Meridianebene des Beobachtungsorts von der geographischen Breite φ bleibt. Durch ein bewegliches Übergewicht g in der Entfernung a unter dem Mittelpunkt des Kardanringes kann der ursprünglich genau mit jenem Punkte sich deckende Schwerpunkt des schwingenden Systems so weit aus seiner astatischen Lage entfernt werden, daß die Achse des Kreisels, solange dieser noch keine Eigendrehung besitzt, die Lotlinie anzeigt. Nachdem der Kreisel



Gilbertsches Barygyroskop.

angetrieben worden ist, tritt seine Achse unter dem Einfluß der Erddrehung $\omega = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ sek}^{-1}$ aus der Lotrechten heraus und stellt sich nach dem Abklingen etwaiger Schwingungen unter einem Winkel ϑ_0 gegen die Lotlinie ein, für den

$$\operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{\mathcal{E} \omega \cos \varphi}{\mathcal{E} \omega \sin \varphi \pm a G}$$

wird; es gilt das obere oder untere Vorzeichen, je nachdem der Kreisel von oben gesehen im Gegenzeigersinne oder im Uhrzeigersinne läuft; im ersten Falle erfolgt der Ausschlag ϑ_0 des Übergewichts G nach Süden, im zweiten Falle nach Norden, und zwar mit größerem oder kleinerem Betrage als im ersten Falle, je nachdem die geographische Breite nördlich oder südlich ist.

Näheres s. Ph. Gilbert, Journ. de Phys. Paris 2 (1883), S. 106.

Basen — Salze — Säuren. Die Tatsachen, welche der Theorie der elektrolytischen Dissoziation (s. d.) zugrunde liegen, stehen im besten Einklang mit der Auffassung, daß das wirksame Agens aller Säuren freies Wasserstoff-Ion und das der Basen freies Hydroxylion ist, während bei der Salzbildung diese Ionengattungen zu Wasser zusammentreten (s. Neutralisation und Hydrolyse), so daß in der Lösung eines Salzes lediglich oder im wesentlichen die Metallionen der Base und die Anionen des Säurerestes neben unzerspaltenen Salz molekülen in Lösung vorhanden sind. So entsteht das Kochsalz bei der Einwirkung von Chlorwasserstoffsäure auf Natronlauge. Die Stärke einer Base oder Säure richtet sich nach dem Werte der Konzentrationen an freien OH^- - bzw. H^+ -Ionen. Daher ist das elektrische Leitvermögen dieser Stoffe ein sicheres Kennzeichen für ihren Gehalt an freien Ionen.

Während im allgemeinen der Neutralisationsvorgang oder seine Umkehrung, die Hydrolyse, in unmeßbar kurzer Zeit abläuft, ist neuerdings eine Klasse von Körpern bekannt geworden, bei denen

diese Umwandlungen allmählich in meßbarer Zeit vor sich gehen. Nach Hantzsch bezeichnet man derartige Verbindungen als Pseudobasen- oder Pseudosäuren. Diese Stoffe sind in zwei tautomeren Formen nebeneinander existenzfähig, einer neutralen und einer mit basischem oder saurem Charakter. Zum Beispiel wandelt sich neutrales Phenylnitromethan in sauer reagierendes Isophenylnitromethan um.

J. Ch. Ghosh versucht das Verhalten aller schwachen organischen Basen und Säuren als „Pseudoverbindungen“ im Sinne der Gleichgewichtsisomerie zu deuten.

H. Cassel.

Näheres s. Lehrbücher der Chemie und Elektrochemie und bei J. Ch. Ghosh, Zeitschr. f. physik. Chem. Bd. 98. 1921. Siehe auch unter Maßanalyse.

Basilarmembran s. Ohr.

Basisapparate sind Meßapparate, welche dazu dienen, die Grundlinie (Basis) zu messen, von der die Berechnung eines Triangulierungsnetzes ihren Ausgang nimmt. Bis vor kurzem waren hierfür ausschließlich feste Meßstangen in Verwendung, deren Länge vor dem Gebrauche durch Vergleich mit einem Normalmaßstab (étalon) aufs genaueste bestimmt werden mußte. Solche werden auch heute noch vielfach benützt. Zur Durchführung der Meßarbeiten muß vorerst eine entsprechend lange gerade Strecke vorgerichtet werden durch Entfernung von Buschwerk, Ausfüllen von Gräben usw. Die Meßstangen werden auf eigene Unterlagen gelegt, welche nicht nur eine sichere Lagerung ermöglichen, sondern auch noch mit Hilfe von Schrauben kleine Verschiebungen der Stangen gestatten, um dieselben genau in die richtige Richtung zu bringen und an die bereits liegende Stange nahe genug und ohne Stoß anschließen zu können. Es erscheint praktischer, die Stangen nicht aneinander zu stoßen, sondern einen kleinen Zwischenraum zu lassen, der nun mit möglichst großer Genauigkeit zu messen ist; dazu dienen Meßkeile, Schieber mit Nonien, Mikroskoptheodolit usw. Die meisten Apparate bestehen aus mehreren Stangen von etwa 4 m Länge; es gibt aber auch Apparate mit nur einer Meßstange (spanischer Basisapparat).

Besondere Aufmerksamkeit muß der Temperatur der Stangen zugewendet werden. Es werden entweder die Quecksilberkugeln von Thermometern in den Stangenkörper eingebettet (österreichischer Apparat), oder die Stangen als Metallthermometer aus zwei übereinanderliegenden Lamellen von Metallen mit verschiedenem Ausdehnungskoeffizienten gebildet (Bessel). Die Ausdehnungskoeffizienten müssen auf das genaueste ermittelt werden.

In neuester Zeit verwendet man statt der festen Maßstäbe die sogenannten Jäderin-Drähte oder -Bänder, welche über zwei Böcke gelegt und durch Gewichte gespannt werden; man wählt sie in einer Länge von 24 oder 50 m. Die Messung mit diesen Instrumenten geht viel rascher vonstatten, als mit den Stangenapparaten. Man vermeidet auch die Vorrichtung des Terrains und kann kleine Hindernisse leicht überspannen. Die Länge der Drähte wird an einer mit Stangenapparaten vorher gemessenen Hilfsbasis bestimmt. Sie muß häufig kontrolliert werden, da die Drähte oder Bänder empfindlich sind und leicht mikroskopischen Knickungen unterliegen, wodurch die Länge verändert wird.

Die Länge einer Basis für eine große Triangulierung wurde früher meist mit 3—10 km angenommen. Mit den Drähten kann man leicht auf 30—40 km gehen. Die Genauigkeit einer modernen Basismessung ist etwa 1:1000000 bis 1:2000000.

A. Prey.

Näheres s. W. Jordan, Handb. d. Vermessungskunde. Bd. 3.

Basisfarbe s. Dichroismus.

Basismessung s. Basisapparate und Triangulierung.

Baßtuba s. Zungeninstrumente.

Bauakustik. Sie behandelt vorwiegend diejenigen akustischen Fragen, die sich auf den Schutz von Gebäuden und Wohnräumen gegen Erschütterungen und gegen das Eindringen von Schall beziehen. Die Untersuchungsmethoden für die hörbaren Schwingungen (Schall) und für die Schwingungen unterhalb der Hörgrenze (Erschütterungen) sind oft die gleichen, so daß durch das Hören oder Nichtthören der erzeugten Schwingungen eine strenge Grenze nicht gegeben ist. Ein radikales Schutzmittel würde natürlich die Beseitigung der Störungen sein. Deshalb ist eine der wichtigsten Aufgaben des Bauakustikers die, die Entstehung von Geräuschen und Erschütterungen nach Möglichkeit zu verhindern (geeignete Straßenpflasterung, gutes Verlegen der Schienen der elektrischen Bahnen, Auswuchten von Maschinen, Bereifung von Wagenrädern, Auspuffdämpfung der Motorwagen usw.). Es müssen also alle Faktoren, die zur Entstehung von Lärm und Erschütterungen Anlaß geben, sowie ihre Wirkungen genau geprüft werden, wobei auch seismographische Methoden angewandt werden. Soweit sich die Störungsursachen nicht beseitigen lassen, muß versucht werden, die Fortleitung der Störungen zu verhindern. Dazu müssen die Gesetze der Fortleitung studiert werden, und es müssen Isolierstoffe gegen die Ausbreitung der Schwingungen geschaffen werden, eine Aufgabe, der sich die Technik in neuerer Zeit energisch zugewendet hat.

Lärm erreicht sein Opfer in der Regel durch Vermittlung der umgebenden Luft, wenn er auch auf dem Wege von der Entstehungsstelle an vielfach durch feste Körper fortschreitet. Gelegentlich kann er auch unmittelbar aus festen oder flüssigen Körpern auf den menschlichen Körper übergehen und — im wesentlichen durch Knochenleitung — dem Mittelohr zugeleitet werden. Man denke z. B. an den Lärm in schlechtgefederten Eisenbahnwagen mit Holzsitzen. Durch Isolation des Körpers (Luftkissen) wird neben den fühlbaren Erschütterungen auch der Lärm vermindert. Erschütterungen, die nur in Luft verlaufen, pflegen nicht zu stören, wenn wir von starken Explosionen und dergleichen absehen. Dagegen sind Erschütterungen, die durch feste (oder flüssige) Körper fortgeleitet werden, sehr unangenehm. Bauwerke können schon durch kleine, namentlich dauernde Erschütterungen bis zur Ribildung beansprucht werden, und welche katastrophalen Folgen größere Erschütterungen haben können, lehrt jedes Erdbeben. Die Periode der Erschütterungen ist dabei durchaus nicht gleichgültig.

Ein gutes Beispiel dafür, wie Luftschall abzuhalten ist, geben Fenster und Türen. Luftschlitze und Löcher sind unbedingt zu vermeiden, da hier namentlich die hohen Töne in großer Stärke durchgehen. Die Verwendung von Doppelfenstern (in getrennten Rahmen!) ist in akustischer Beziehung

nicht so sehr wegen der dazwischenliegenden Luftschicht nützlich als vielmehr deshalb, weil der durch die Ritzen des einfachen Fensters dringende Schall besser abgehalten wird, wenn er noch eine zweite Fensterschicht zu passieren hat. Aber auch bei sehr gut schließenden Fenstern und Türen können noch große Schallenergien (namentlich tiefe Töne) hindurchdringen. Wir kommen damit auf den wichtigsten Punkt beim Durchgang von Schall durch geschlossene Türen und Fenster und durch Wände. Der auftreffende Schall versetzt diese plattenartigen Gebilde in Transversal-(Biegungs-)Schwingungen. Die Energie dieser Schwingungen wird infolge der großen Flächen der Wände in vorzüglicher Weise an die auf der anderen Seite befindliche Luft weitergegeben. Berger äußert sich dahin, daß die Biegungsschwingungen bei dünnen Wänden und Platten „die unangenehmsten und gefährlichsten Umformer von Luft- in Bodenschall und umgekehrt“ sind. Demgemäß müssen Türen schwer und gut versteift, Fensterscheiben möglichst dick und klein sein, damit ihr Mitschwingen bei auftreffendem Schall möglichst herabgesetzt wird. Wände dürfen natürlich nicht direkt durchlässig (stark porös) sein, aber vor allem sind auch bei ihnen die Biegungsschwingungen zu unterbinden und unschädlich zu machen. Früher schlug man hauptsächlich möglichst harte, schwere, nichtschwingungsfähige Stoffe vor. Jedoch können auch leichtere Stoffe bei geeigneter Anordnung die Weitergabe von Schall durch Biegungsschwingungen verhindern. Es werden dazu Doppelwände mit einer Zwischenschicht konstruiert. Die Außenschichten sollen hart und luftundurchlässig sein (Holzplatten usw.), die Zwischenschichten elastisch oder plastisch (Kork usw.) und evtl. noch mit Einlagen von dünnen Bleiplatten oder dergleichen versehen sein. Diese Zwischenschichten verhindern dann, daß die Schwingungen der einen Außenschicht auf die andere Außenschicht übertragen werden.

Während es grundsätzlich keine Schwierigkeiten macht, die Fortleitungen von Luftschwingungen durch Wände aus schallhartem Material (Produkt aus Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dichte des Mediums groß) zu verhindern, ist es umgekehrt leider nicht möglich, feste schwingende Körper vollkommen durch Luftschichten zu isolieren, weil diese Körper nicht frei in der Luft schweben können. Ihre Unterstützungspunkte oder Flächen müssen deshalb durch feste Stoffe isoliert werden, die nach Möglichkeit keine Biegungsschwingungen ausführen und möglichst schallweich (Produkt aus Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dichte des Mediums klein) sind. Die Technik hat bereits eine größere Zahl von Stoffen hergestellt, die mit Erfolg benutzt werden können. Natürlich können auch Luftschichten (Isolierschächte) zur Verhinderung der Ausbreitung von Wellenbewegungen, namentlich von Oberflächenwellen, mitbenutzt werden. Besonders wichtig ist es, schon den Störungsherd möglichst gut zu isolieren. Je homogener oder härter der Boden oder die Wände sind, desto besser leiten sie den Schall fort. Deshalb bringt es in jedem Falle — ob es sich um die vorsorgliche Isolierung des Herdes oder um die Isolierung gewisser Punkte fernab von dem Herde handelt — gewisse Vorteile mit sich, den Schallweg möglichst inhomogen zu machen, also den Schall Schichten verschiedener Materials passieren zu lassen.

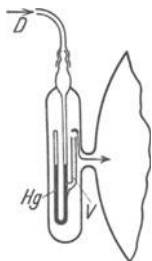
E. Waetzmann.

Näheres s. F. Weisbach, Bauakustik. Berlin 1919.

Baudotapparat. Apparat für Schnelltelegraphie, 1874 von Baudot erfunden. Die Buchstaben, Zahlen und Zeichen der zu übertragenden Telegramme werden aus je fünf sehr kurzen, teils positiven, teils negativen Stromstößen gleicher Dauer zusammengesetzt. Die positiven und negativen Stromstöße unterscheiden sich dadurch, daß einmal der positive, einmal der negative Pol einer Batterie an die Leitung gelegt wird. Beim Geber ist eine Klaviatur mit fünf Tasten, mit welchen die fünf Stromstöße nach dem Alphabet des Baudotapparates ausgelöst werden. Diese gelangen alsdann über die Leitung zu einem mit dem Sender gleichlaufenden Empfänger und betätigen dort durch fünf nacheinander ansprechende Elektromagnete fünf Hebel. Beim Empfänger läuft ein Typenrad mit am Rande aufgravierten Buchstaben und Zeichen um. Gegen dieses Typenrad wird ein abrollender Papierstreifen durch den Übersetzer in dem Augenblick gedrückt, in dem der zu druckende Buchstabe dem Papierstreifen gegenübersteht. *E. Alberti.*

Näheres s. K. Streckler, Die Telegraphentechnik.

Bauerventil. Regeneriereinrichtung für gashaltige Röntgenröhren (Ionenröhren) von der in der



Bauerventil.

Figur schematisch dargestellten Konstruktion. Das eigentliche Ventil V ist ein kleines Glasrohr, das mit porösen Tonplättchen gefüllt ist. Für gewöhnlich ist es nach außen durch Quecksilber abgeschlossen. Soll der Röntgenröhre etwas Luft zugeführt werden, so wird durch einen Handdruckballon bei D etwas Luft eingedrückt, welche das Quecksilber verdrängt und dadurch das Ventil V freimacht, durch welches nunmehr ein wenig Luft hindurchdiffundieren kann. Die Einrichtung hat ihren Namen von ihrem Erfinder Heinz Bauer.

Behnken.

Näheres s. G. Loose, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen. Bd. XVIII, S. 156. 1912.

Beattie-Regel stellt eine Beziehung zwischen den galvanomagnetischen Eigenschaften der Metalle und den thermoelektrischen her.

Nach ihr haben Halleffekt und Thermokraft entsprechende Zeichen. *Hoffmann.*

Näheres s. Suter, Elektr. theor. (1920) 82 und 93.

Beaufort-Skala. Von der Meteorologenkonferenz 1913 zur allgemeinen Annahme empfohlene Skala zur Schätzung der Stärke des Windes (s. d.).

O. Baschin.

Baumé-Grade s. Aräometer.

Bechstein-Photometer. Flimmerphotometer s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen. Universalphotometer und Beleuchtungsmesser s. Universalphotometer.

Beckeffekt. Steigerung der Temperatur des anodischen Kraters durch künstliche Erhöhung der Stromdichte (s. Lichtbogen). *Güntherschulze.*

Becken s. Behälter.

Beckmannsches Thermometer ist ein Quecksilberthermometer mit einem nur wenige Grade in weiter Teilung umfassenden Skalenumfang, das mit einer Vorrichtung versehen ist, Teile des Quecksilberfadens in eine oberhalb der Teilung befindliche Erweiterung (vgl. die schematische Figur) abzuwerfen. Man kann so den tiefsten vorkommenden Temperaturgrad auf den Anfang der Teilung verlegen und von diesem aus jede höhere Temperatur messen,

solange sie nur in dem Bereich der Teilung bleibt. — Das Beckmannsche Thermometer dient zur genauen Messung von Temperaturdifferenzen und wird bei physikalisch-chemischen Arbeiten, z. B. bei der Molekulargewichtsbestimmung durch Gefrierpunktniedrigung viel benutzt. — Die abgelesene Temperaturdifferenz bedarf noch einer Korrektur, weil der Gradwert des Instruments (s. d. Artikel Quecksilberthermometer) von der wirksamen Quecksilbermenge abhängt und um so kleiner wird, je mehr Quecksilber in die obere Erweiterung abgeworfen worden ist. *Scheel.*

Näheres s. Beckmann, Zeitschr. f. physik. Chemie. Bd. 51, S. 329—343. 1905.

Becquerel-Effekt. Beschickt man ein U-Rohr, das mit zwei unangreifbaren Elektroden versehen ist, mit einer beliebigen Salzlösung und belichtet sodann den einen Schenkel mit absorbierbarer Strahlung, während der andere Schenkel sowie beide Elektroden im Dunkeln verbleiben, so zeigt ein an diese Kette, die sogenannte Photogalvanische Zelle, gelegtes empfindliches Galvanometer einen Ausschlag, der nach Entfernen der Lichtquelle langsam wieder zurückgeht [Becquerel (1839)]. Man nimmt an, daß das beobachtete Potential auf der verschiedenen elektromotorischen Wirksamkeit der normalen und der durch Energieaufnahme angeregten Ionen beruht. Bei gleichzeitiger Belichtung der Elektrode im bestrahlten Schenkel überlagern sich noch lichtelektrische Effekte in der Phasengrenzfläche. Quantitative Deutungen fehlen. *J. Eggert.*

Näheres s. T. Swensson, Lichtelektrische Untersuchungen an Salzlösungen. Uppsala 1919.

Becquerelstrahlung. Zusammenfassender Ausdruck für die von radioaktiven Substanzen spontan, unbeeinflusst durch chemische oder physikalische Einwirkungen, ausgesendeten α -, β - und γ -Strahlen, deren Vorhandensein an ihren ionisierenden, fluoreszenzerregenden, photographischen, physiologischen, erwärmenden usw. Wirkungen erkannt wird. Diese Benennung stellt eine Ehrung Henry Becquerels vor, dessen Untersuchungen im Jahre 1896 den Anstoß zu den epochalen Entdeckungen auf dem Gebiete der Radioaktivität gegeben hatten. *K. W. F. Kohlrausch.*

Bedeckungsveränderliche. Wenn ein Doppelsternsystem im Raume so orientiert ist, daß die Sonne und Erde ihrer Bahnebene naheliegen, so müssen sich dessen Komponenten während ihrer Konjunktionen für unseren Anblick bedecken, der Stern uns also weniger Licht zusenden, als in einigem Abstand von der Konjunktion. Die Bedeckungsveränderlichen sind also nur scheinbare Veränderliche (s. Veränderliche Sterne). Die Beobachtung der Bedeckungsveränderlichen ist wichtig, weil wir aus ihrer Lichtkurve Bahnelemente ableiten können, die uns mancherlei Aufschlüsse über die Beschaffenheit der Sterne geben. Im einfachsten Fall der Bedeckungsveränderlichen ist die Helligkeit außerhalb der Bedeckung völlig konstant. Je nachdem, ob beide Körper eine merkliche Oberflächenhelligkeit besitzen, oder der eine als völlig dunkel angesehen werden kann, beobachtet man zwei Minima oder ein Minimum während eines Umlaufes. Die Bedeckung kann partiell, ringförmig oder



Beckmannsches Thermometer.

total sein. Da die Oberfläche der Sterne ebenso wenig wie die der Sonne gleichförmig leuchtet, sondern eine Randverdunklung aufweist, deren Grad wir nur schätzen können, ist die Ableitung der Elemente infolge der Hypothese der Randverdunklung etwas unsicher. Wahrscheinlich ist die Randverdunklung bei den weißen Sternen sehr gering, bei den gelben und vor allem bei den roten dagegen stark. Wenn zwei verschiedene Minima beobachtet sind, lassen sich folgende Elemente ableiten.

P die Periode.

e cos ω , e ist die Exzentrizität, ω die Länge des Periastrons.

r_1 und r_2 die Radien der beiden Komponenten in Teilen des mittleren gegenseitigen Abstandes. i die Neigung. Sie ist immer nahezu 90° .

δ die mittl. Dichte $\frac{\text{Masse beider Komponenten}}{\text{Volumen beider Komponenten}}$.

Sind von dem Stern zugleich spektroskopische Bahnelemente bekannt (s. Doppelsterne), so lassen sich beide Elementensysteme kombinieren. Besonders wichtig sind hier die Fälle, in denen die spektroskopische Bahn beider Komponenten bekannt ist. Man findet dann als besonders wichtige Größen a die Halbachse der Bahn in Kilometern,

r_1 und r_2 die Halbmesser der beiden Komponenten in Kilometern,

m_1 und m_2 die Massen der beiden Komponenten, δ_1 und δ_2 die Dichten der beiden Komponenten, ferner aus dem Spektrum und der daraus gefolgerten Oberflächenhelligkeit die absolute Helligkeit jeder Komponente.

Nicht immer ist die Helligkeit der Bedeckungsveränderlichen außerhalb der Bedeckung konstant. Stehen die beiden Komponenten sehr nahe beieinander, so deformieren sie sich zu dreiachsigen Ellipsoiden und bestrahlen sich außerdem gegenseitig derart, daß ihre einander zugekehrten Seiten heller sind als die abgekehrten. Vor der eigentlichen Bahnbestimmung müssen solche Kurven rektifiziert werden. Sterne mit konstanter Maximalhelligkeit nennt man auch nach dem zuerst entdeckten Stern Algol Algol-Sterne, solche, bei denen sich die Elliptizität in der Lichtkurve bemerkbar macht, nach ihrem Prototyp β Lyrae-Sterne.

Es gibt auch einzelne Sterne, die nur die durch Elliptizität hervorgerufene Lichtschwankung ohne den Bedeckungseffekt zeigen. Die Neigung ist hier zu klein, um eine Bedeckung entstehen zu lassen. Ein Einzelstern als dreiachsiges (Jacobysches) Ellipsoid ist bisher noch nicht gefunden worden, obwohl dieser Fall theoretisch möglich ist.

Bottlinger.

Bedingt periodische Systeme heißen jene mechanischen Probleme, deren Hamilton-Jacobische Differentialgleichung sich durch Separation der Variablen vollständig integrieren läßt und bei welchen die Koordinaten und Impulse durch die Integration exakt als *mehrfach-periodische* Funktionen der Zeit darstellbar werden. In Gegensatz zu den gewöhnlichen (*einfach*)-periodischen Problemen eignet diesen eine größere Anzahl voneinander unabhängiger Perioden. Erreicht dieselbe ihre Höchstzahl, nämlich die Anzahl der Freiheitsgrade des Problems, so heißt dieses *nicht-entartet*, ist die Anzahl der unabhängigen Perioden (ihr *Periodizitätsgrad*) geringer, so spricht man von *entarteten* Problemen. Im rein periodischen Fall liegt also unter Umständen der höchste Grad von

„Entartung“ vor; er kann aus dem allgemeineren dadurch erhalten werden, daß man den verschiedenen Perioden desselben lineare ganzzahlige Bedingungen von genügender Anzahl auferlegt, woraus sich der Name erklärt. Die Bahnkurve eines bedingt periodischen Systems erfüllt im Phasenraum ein bestimmtes endliches Volumen überall *dicht*, dessen Dimensionszahl gleich der Zahl der unabhängigen Perioden ist.

Ebenso wie es beim 3- und n-Körperproblem Klassen von rein periodischen Lösungen gibt, existieren auch bedingt-periodische Lösungstypen dieser Probleme. Bedingt-periodische Systeme sowie analoge Lösungstypen allgemeinerer Probleme spielen eine große Rolle in der statistischen Mechanik und in der älteren Quantentheorie, in letzterer namentlich mit Rücksicht auf das Bohrsche Korrespondenzprinzip.

Näheres s. Charlier, *Mechanik des Himmels*. 2 Bde. Leipzig 1902—1907; für die physikalischen Anwendungen vgl. Smekal, *Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie* usw. *Enzyklopädie d. math. Wiss.* Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Bedingte Beobachtungen s. Quadrate, Methode der kleinsten.

Beersches Gesetz. Nach Lambert (1760) gilt für den Vorgang der Lichtschwächung in homogenen Schichten das Gesetz

$$J_D = J_0 \cdot e^{-k \cdot d},$$

wobei J_0 die Intensität des auffallenden Lichtes, J_D diejenige der hindurchgelassenen Strahlung, d die Dicke der Schicht und k den Absorptionskoeffizienten bedeutet; k ist der reziproke Wert derjenigen Schichtdicke (in cm), bei der J_0 auf den 2,718ten Teil ($=e$) seines Betrages gesunken ist. Bunsen hat neben der Größe k auf Grund dekadischer Logarithmen den Extinktionskoeffizienten ϵ definiert; ϵ ist der reziproke Wert derjenigen Schichtdicke (in cm) bei der J_0 auf den 10ten Teil seines Betrages geschwächt wird. Das Gesetz von Lambert geht sodann über in:

$$J_D = J_0 \cdot 10^{-\epsilon \cdot d}.$$

Der Grad der Lichtschwächung, die eine absorbierende Schicht auf die einfallende Strahlung ausübt, ist durch den Quotienten:

$$T = \frac{J_D}{J_0}$$

gegeben, der von der Intensität des Lichtes — gleiche Wellenlänge vorausgesetzt — unabhängig ist, und den man die Transparenz T der Schicht nennt. Zwei Schichten mit den Transparenzen T_1 und T_2 besitzen, hintereinandergeschaltet, die gemeinsame Transparenz $T_1 \times T_2$. Um bei dem Vorgang der Lichtschwächung mit Größen rechnen zu können, die sich im Gegensatz zu diesem multiplikativen Verhalten der Transparenz additiv zusammensetzen lassen, führte Bunsen den Begriff der Extinktion E ein; hierunter ist der negative dekadische Logarithmus der Transparenz zu verstehen:

$$E = -\lg T = -\lg \frac{J_D}{J_0}$$

Aus dieser Definition folgt, daß die Gesamt-extinktion einer Anzahl hintereinandergeschalteter Schichten gleich der Summe ihrer Einextinktionen ist.

Eine wichtige Erweiterung des Gesetzes von Lambert erkannte Beer (1852). In vielen Fällen ist die Transparenz davon unabhängig, auf welche Schichtdicke sich eine bestimmte Menge absor-

bierender Substanz (bei gleichem Querschnitt) verteilt. Eine 10 cm dicke Schicht gasförmigen Chlors von 0,1 atm Druck besitzt z. B. die gleiche Transparenz wie eine 5 cm dicke Schicht, in der das Chlor unter 0,2 atm Druck steht. Dieser Befund kommt zum Ausdruck, wenn man im Exponenten der Lambert-Bunsenschen Gleichung die Konzentration c der lichtabsorbierenden Substanz (Mole pro Liter) berücksichtigt und an Stelle von d das Produkt $d \cdot c$ einführt:

$$J_D = J_0 \cdot 10^{-ac \cdot d}.$$

In dieser Formulierung des Gesetzes von Lambert-Bunsen-Beer ist die neue Konstante a als molekularer Extinktionskoeffizient anzusprechen. Die Größe a , die man photometrisch im Spektralphotometer oder auch photographisch ermitteln kann, ist von der Natur der absorbierenden Substanz ihrer Temperatur und von der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes abhängig. Ein Diagramm, das jene Abhängigkeit der Größe a von λ für eine bestimmte Verbindung angibt, nennt man die Absorptionskurve derselben. Ist das Gesetz von Beer erfüllt, so reicht die Angabe einer einzigen Absorptionskurve hin, um das Lichtschwächungsvermögen des betreffenden Stoffes bei allen Schichtdicken und Konzentrationen zu kennzeichnen. Versagt dagegen das Gesetz, so entspricht jeder Konzentration der Substanz eine besondere Absorptionskurve. Meist erfolgt die Ausnahme in dem Sinne, daß die Stoffe bei höherer Konzentration relativ stärker absorbieren als bei geringerer.

J. Eggert.

Näheres s. H. Ley, Farbe und Konstitution. Leipzig 1911. F. Löwe, Optische Messung. Dresden 1925.

Behälter. Die Becken- oder Behälterprobleme der Hydromechanik lassen sich in statische und dynamische Probleme einteilen:

a) Bei den statischen Problemen besteht die Aufgabe meist zunächst in der Ermittlung der Niveauflächen (s. d.) bzw. der freien Oberflächen der im Behälter enthaltenen Flüssigkeiten — auch die als Ganzes mit konstanter Beschleunigung bewegten Behälter gehören dazu —; alsdann lassen sich die auf eine beliebig geformte und in beliebiger Lage befindliche Behälterwand wirkenden Flüssigkeitsdrücke nach einfachen Sätzen (z. B. Satz vom Druckmittelpunkt) zu resultierenden zusammenfassen. Die Ergebnisse dienen als Unterlagen zur Festigkeitsberechnung der Behälter und die Frage geht dann zumeist nach der unter gewissen Verhältnissen günstigsten Behälterform (z. B. geringster Materialaufwand bei größtmöglichem Inhalt u. ä.)

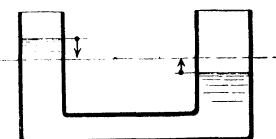
b) Wegen der dynamischen Probleme vgl. die Einzelausführungen unter: Behälterschwingungen, Wasserschloß, Windkessel, Seespiegelschwankungen (Seiches). *Eisner.*

Behälter, kommunizierende s. Behälterschwingungen.

Behälterschwingungen. Über Schwankungen in einem Behälter ohne Zu- und Abfluß s. Seespiegelschwankungen. Besitzt der Behälter einen Zu- und Abfluß, so vgl. man: Seespeicherung, wo u. a. dargelegt ist, daß die Verfolgung der von der Stelle des Zuflusses oder Abflusses ausgehenden Wellen kaum eingehender behandelt worden ist, so daß man die Hebung oder Senkung des Spiegels als Ganzes zu betrachten pflegt; außerdem vergleiche man: Wasserschloß und Windkessel, auch Druckrohr. Der Fall, daß Ebbe und Flut des

Meeres in ein längs des Ufers liegendes, abgeschlossenes Becken eindringt, welches mit dem Meere durch eine enge Öffnung zeitlich variablen Querschnittes (Schütz, Turbine o. ä.) in Verbindung steht, ist unter Ebbe und Flut (s. d.) erwähnt.

Nachstehend sind die Gedankengänge zur Ermittlung der Schwingungen in offenen U-Röhren variablen Querschnitts bei ungleichmäßiger Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt (z. B. Spiegelgleich zwischen zwei offenen Behältern u. dgl.) und die erhaltenen Ergebnisse angedeutet. Die ersten Berechnungen gehen bis auf Newton zurück. Der jeweilige Druckunterschied (s. Fig.) beschleunigt die vorhandene Flüssigkeitsmasse:



Spiegelgleich zwischen zwei offenen Behältern; konstante Querschnitte.

Die Behandlung des Problems gestaltet sich verschieden, je nachdem man reibungslose Schwingungen betrachtet ($h_v = 0$; einfache Schwingungsbewegung) oder die Reibung proportional v_m (Typus gedämpfter Schwingungen bzw. aperiodische Bewegung) oder proportional v_m^2 ansetzt; dabei hat man zu beachten, daß die Reibung stets der Bewegungsrichtung entgegengesetzt, d. h. verzögernd wirkt. Bei gewissen Voraussetzungen über die Leitungsquerschnitte kann man im letzten Falle ein erstes Integral der sich ergebenden Differentialgleichung zweiter Ordnung leicht angeben und die Abnahme zweier einander folgender Größtausschläge ermitteln.

Eisner.

Wegen Einzelheiten, z. B. Ermittlung der Schwingungsdauer vgl. Lorenz, Technische Physik und Forchheimer Hydraulik; vor allem auch v. Mises, Techn. Hydromechanik, Thyse, Innsbrucker Vorträge 1922 (Springer 1924).

Beharrungsgesetz s. Impulssätze.

Behmloot s. Echolot.

Beidäugige Brillen. Bewaffnet man beide Augen eines Fehlsichtigen mit zentrisch angepaßten Fernbrillengläsern gleicher Brechkraft, so wird man, so lange die Verzeichnung dieser Schhilfen nicht auffällt, annehmen können, daß die Winkelveränderung über das ganze Blickfeld hin einen und denselben Wert hat

$$\frac{tgw'}{tgw} = k = \text{const.}$$

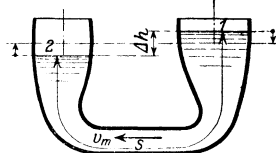
Als Folge für das Raumbild einer richtig, d. h. mit parallelen Gläserachsen angepaßten Brille, wenn man jeden der Raumbildpunkte als den Schnittpunkt der entsprechenden Hauptstrahlrichtungen w'_1 und w'_r ansieht, ergibt sich eine Abflachung bei

$$\Delta^2 \Delta h = h_v + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \left(v' \cdot \frac{\partial v_m}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v_m}{\partial s} \cdot v_m \right) ds$$

mit $h_v =$ Reibungsverlust,

$$v' = \frac{\int v^2 \text{lokal} \cdot dF}{v_m^2 \cdot F} = 1 + \frac{v - 1}{3}.$$

Die Behandlung des Problems gestaltet sich verschieden, je nachdem man reibungslose Schwingungen betrachtet ($h_v = 0$; einfache Schwingungsbewegung) oder die Reibung proportional v_m (Typus gedämpfter Schwingungen bzw. aperiodische Bewegung) oder proportional v_m^2 ansetzt; dabei hat man zu beachten, daß die Reibung stets der Bewegungsrichtung entgegengesetzt, d. h. verzögernd wirkt. Bei gewissen Voraussetzungen über die Leitungsquerschnitte kann man im letzten Falle ein erstes Integral der sich ergebenden Differentialgleichung zweiter Ordnung leicht angeben und die Abnahme zweier einander folgender Größtausschläge ermitteln.



Spiegelgleich zwischen zwei offenen Behältern; örtlich variable Querschnitte.

Sammelgläsern mit $k > 1$ und eine Vertiefung bei Zerstreuungsgläsern mit $k < 1$, ganz ähnlich wie sie bei schwach vergrößernden oder schwach verkleinernden Doppelfernrohren ebenfalls eintreten würde. Da sich die Werte von k von der Einheit nicht weit entfernen, so wird diese Tiefenänderung von dem Brillenträger meist übersehen. Einen besonderen Vorteil bietet dabei natürlich die Verwendung punktuell abbildender Brillengläser, weil dann die Güte der Abbildung auch in den Seitenteilen des Blickfeldes befriedigend bleibt.

Bei astigmatischen Augen kann man zwar durch Brillengläser zweckmäßiger Durchbiegung die Schärfe der Wahrnehmung auch für beträchtliche Blickschiefen gewährleisten, aber man ändert damit notgedrungen die Blickwinkel auf der Bildseite, und zwar die Seitenwendwinkel (nach Helmholtz'scher Benennung) für die beiden Augen meistens in verschiedener Weise. Alsdann kann es zu recht störenden Tiefenfälschungen kommen, die in der augenärztlichen Fachpresse seit 1876 besprochen worden sind. Sie lassen sich bei der gewohnten Anordnung der am Kopfe fest und je in endlicher Entfernung vor dem entsprechenden Augendrehpunkt angebrachten Brillengläser auch nicht heben.

Die beidäugige Brille, deren erste Darstellung auf das Jahr 1352 zurückgeht, hat im Laufe der Zeit eine ganz ungeweine Verbreitung erhalten, und in neuerer Zeit hat die Brillengeschichte manche Auskunfte über ihre Entwicklung zu geben vermocht. Während in früherer Zeit die Klemmbrillen (in der Art unserer Klemmer) weitaus überwogen, hat sich jedenfalls vor 1738 die Ohrenbrille mit Federn in London entwickelt und ist bis zum ersten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts auch von den weitesten Kreisen angenommen worden, während die alte Klemmbrille mit ihrem noch unvollkommenen Gestell allerbilligster Ausstattung völliger Verachtung verfahl. Während um 1824 J. Fr. Voigtländer die erste Form der Glasbrille herausbrachte — sie ist namentlich in neuerer Zeit sehr beliebt geworden, weil man sie bei dem Wegfall der Fassungsänder für zierlicher und weniger auffällig hält — wurde um das Ende der 30er Jahre und nach vielen vergeblichen Versuchen vermutlich in Paris und unter Anlehnung an die alte Klemmbrille der neuzeitliche Klemmer entwickelt, dessen zweckmäßigste Form, der Fingerklemmer, seit 1894 nach dem Vorgange des Franzosen J. Cottet auf den Markt gebracht wurde. Eine wissenschaftliche Behandlung der Brillenanpassung wurde namentlich von den neuen, in allen Einzelheiten vorausberechneten Brillengläsern mit punktueller Abbildung befördert, da diese ja nur dann die blickenden Augen in der beabsichtigten Vollkommenheit unterstützen, wenn jedes der beiden Brillengläser durch das Brillengestell in eine solche Lage gebracht wird, daß es vor dem Augendrehpunkt in der bei der Rechnung vorausgesetzten Entfernung und Lage steht.

v. Rohr.

Näheres s. M. v. Rohr, Die Brille als optisches Instrument. S. 204—218. 1921.

Belastungsgrad einer Schraube heißt der dimensionslose Beiwert: $\zeta = \frac{S}{q \cdot F}$, wobei S der Schraubenschub, q der der Fahrtgeschwindigkeit entsprechende Staudruck und F die vom Propeller überstrichene Kreisfläche sind. Vom Belastungsgrad hängt der ideale Wirkungsgrad einer Treibschraube ab (s. d.).

L. Hopf.

Be'astungsscheide s. Einflußfunktion.

Belegung, elektrische. Unter elektrischer Belegung versteht man zunächst die an der Oberfläche eines Leiters mit einer gewissen Flächendichte verteilte Elektrizitätsmenge. In zweiter Linie benutzt man den Ausdruck „Belegung“ bei Kondensatoren aus Glimmer, Papier, Glas oder dgl. zur Bezeichnung der leitenden Zwischenlagen, die aus Zinn, Kupferfolie oder ähnlichem bestehen können.

R. Jaeger.

Beleuchtung (Beleuchtungsstärke), eine photometrische Größe. Definition s. Photometrische Größen und Einheiten; s. auch Photometrische Gesetze und Formeln Nr. 2. Horizontale, vertikale, normale, mittlere — s. Beleuchtungstechnische Definitionen, Allgemein-, Arbeits-, Platz-, Verkehrs-, ferner direkte, vorwiegend direkte, halb-indirekte, indirekte s. Beleuchtungsanlagen I A, ferner Leitsätze. Bewertung s. Beleuchtungsanlagen I B. Güte s. Leitsätze, IV. Messung s. Universalphotometer.

Beleuchtungsanlagen.

1. Allgemeines.

A. Verschiedene Beleuchtungsarten.

1. Platz- und Allgemeinbeleuchtung.

Die *Platzbeleuchtung* ist meist eine Arbeitsbeleuchtung. Sie erfolgt durch niedrig (im Handbereich) angeordnete Lampen, welche je nur einen beschränkten Arbeitsplatz beleuchten.

Die *Allgemeinbeleuchtung* dient als Verkehrsbeleuchtung oder als Arbeitsbeleuchtung oder als Zusatzbeleuchtung in Räumen aller Art neben Platzbeleuchtung. Sie erfolgt durch hoch aufgehängte Lampen, welche den Raum im ganzen beleuchten (s. auch Leitsätze).

2. Direkte, vorwiegend direkte, halb indirekte, indirekte Beleuchtung.

a) Bei der *direkten Beleuchtung* ist die Lampe von einem tiefen Metallreflektor umgeben. Alles Licht wird nach unten auf die Arbeits- und Verkehrsfläche geworfen. Die Schatten sind hart, können aber durch Vermehrung der Lampen gemildert werden. Anwendung bei Platzbeleuchtung, in Industriehallen mit nicht reflexfähigen Decken und Wänden, in Bahnhöfen, im Freien (s. II).

b) Bei der *vorwiegend direkten Beleuchtung* ist die Lampe z. B. mit einem Innenreflektor versehen und von einer Opalglasglocke umgeben oder sie ist in einem tiefen Reflektor aus dichtem (also gut reflektierendem) Milchglas angeordnet, der unten durch eine Mattglasscheibe abgeschlossen ist. Der Hauptteil des Lichtes wird nach unten, der Rest an Decke und Wände gestrahlt und von dort (wie bei c und d) diffus nach unten reflektiert. Die Schatten sind aber noch hart, wenn auch etwas aufgehellt. Anwendung in größeren Räumen, z. B. mit Transmissionen, in Werkstätten zur Beleuchtung schmaler Felder, z. B. Werkbänke, in Vestibülen, Treppenhäusern.

c) Bei der *halbindirekten Beleuchtung* befindet sich unter der Lampe ein schalenförmiger Reflektor aus dichtem Milchglas. Der Hauptteil des Lichtes wird gegen die weiße Decke, welche die Voraussetzung für diese Beleuchtungsart und die unter d ist, geworfen, der Rest zerstreut nach unten gestrahlt. Die Schatten sind weich und angenehm, die Beleuchtung blendungsfrei. Anwendung in Büros aller Art, in Schulen, in Fabrikräumen für feinere Arbeit. Diese Beleuchtungsart ist ebenso wirtschaftlich wie die unter a und b.

d) Bei der *indirekten Beleuchtung* ist unter der Lampe ein schalenförmiger Metallreflektor angebracht. Alles Licht wird nach oben an Decke und Wände gestrahlt. Die Beleuchtung ist fast schattenlos vollkommen blendungsfrei; keine Spiegelung an blanken Gegenständen, d. h. keine mittelbare Blendung (s. Leitsätze V). Anwendung in Vestibülen, Hör- und Lesesälen, in Zeichensälen (mindestens zur Allgemeinbeleuchtung), in Ausstellungs-

räumen. Die indirekte Beleuchtung verbraucht etwa 30% mehr Strom als die drei anderen.

B. Bewertung der Beleuchtung.

(Nach den Normen und Regeln der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft für Licht, Lampen und Beleuchtung.)

1. Zur Beurteilung der Beleuchtung dient die Beleuchtungsstärke auf der Arbeits- oder Gebrauchsfläche. Fehlen besondere Angaben über die Arbeits- und Gebrauchsfläche, so ist die Beleuchtungsstärke auf der wagrechten Ebene maßgebend, die in 1 m Höhe über dem Fußboden anzunehmen ist. (Nach älteren Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker sollte überhaupt nur in dieser Ebene gemessen werden, die man deshalb als Meße Ebene bezeichnete.)

2. Die Angabe der mittleren Beleuchtungsstärke dieser Fläche genügt meistens. Zur näheren Kennzeichnung ist daneben noch die geringste und die größte Beleuchtungsstärke anzugeben (Minimal- und Maximalbeleuchtung).

3. Als Gleichmäßigkeit der Beleuchtung wird das Verhältnis der geringsten zur größten Beleuchtungsstärke (in Form eines echten Bruches) angegeben. Schatten und Lichtflecke werden in die Messung einbezogen, wenn sie durch die Lampe oder ihr Zubehör unmittelbar hervorgerufen werden.

4. Die Beleuchtungsausbeute einer Fläche ist das Verhältnis des gesamten auf die Fläche fallenden Lichtstroms zur gesamten aufgewandten Leistung. Dieser Lichtstrom ist das Produkt aus der mittleren Beleuchtungsstärke in Lx und der beleuchteten Fläche in m².

II. Straßenbeleuchtung.

Meist werden gleiche Lampen in der gleichen Höhe so angeordnet, daß sich der Verlauf der Beleuchtung symmetrisch und periodisch wiederholt. Für die Berechnung der Beleuchtung kann man sich dann auf einen kleinen Teil der beleuchteten Fläche beschränken. Beispielsweise braucht man für die in Fig. 1 angegebene versetzte Anordnung nur den schraffierten Teil zu

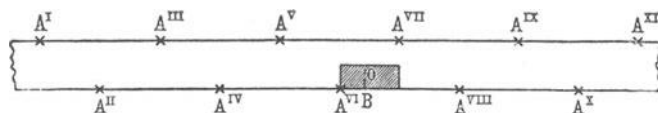


Fig. 1. Beispiel einer Straßenbeleuchtungsanlage. (Lampen versetzt angeordnet.)

berücksichtigen. Überdies genügt es im allgemeinen, nur bis 4 benachbarte Lampen in Rechnung zu ziehen. Um ein übersichtliches Bild über die erzielte horizontale Beleuchtung zu erhalten, empfiehlt es sich schließlich, noch eine Reihe von Isoluxkurven, d. h. Kurven gleicher Horizontalbeleuchtung zu ziehen. Fig. 2 zeigt die Isoluxkurven für Lampen, welche die in der Figur des Abschnittes „Beleuchtungstechnische Definitionen“ angegebene Lichtverteilung besitzen und gemäß Fig. 1 zu beiden Seiten einer 20 m breiten Straße 8 m über dem Straßendamm aufgehängt sind, wobei die Lampen auf jeder Seite 48 m voneinander entfernt sind. Die größte Beleuchtung beträgt hier 15,4 Lux (senkrecht unterhalb der Lampen), die kleinste 1,4 Lux (auf jeder Straßenseite in der Mitte zwischen zwei benachbarten Lampen). Die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung beträgt also 1:11.

Sie ist eine sehr mäßige; um eine günstigere zu erzielen, müßte man die Lampen höher aufhängen.

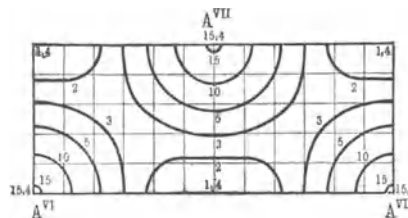


Fig. 2. Isoluxkurven für die in Fig. 1 skizzierte Lampenanordnung.

Fig. 3 zeigt die Lichtverteilungskurve einer neuen als *Breitstrahler* bezeichneten Straßenlampe. Diese besteht aus einer gasgefüllten Glühlampe, einem Innenreflektor, einem Außenreflektor und einer dioptrischen

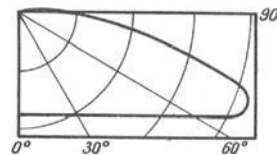


Fig. 3. Lichtverteilungskurve eines Breitstrahlers.

Vorrichtung (Hologphanglas). Die Lampe strahlt also das Maximum ihrer Lichtstärke unter etwa 65° gegen die Vertikale, also in die Nähe der Horizontalen aus, wodurch die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung wesentlich verbessert wird. Nach Heyck ergeben Breitstrahler zu 500 Watt, welche bei einem Abstand von 50 m 11 m über dem Straßendamm (längs dessen Mitte) aufgehängt sind, in der Meße Ebene, also 1 m über dem Damm, als größte Beleuchtung 15,3 Lux, als kleinste 3,6 Lux (an den gleichen Stellen wie oben), mithin als Gleichmäßigkeit 1:4 (gegen 1:11 oben).

Nach Heyck ergeben Breitstrahler zu 500 Watt, welche bei einem Abstand von 50 m 11 m über dem Straßendamm (längs dessen Mitte) aufgehängt sind, in der Meße Ebene, also 1 m über dem Damm, als größte Beleuchtung 15,3 Lux, als kleinste 3,6 Lux (an den gleichen Stellen wie oben), mithin als Gleichmäßigkeit 1:4 (gegen 1:11 oben).

III. Beleuchtung von Innenräumen.

Hier ist das von Decken, Wänden usw. reflektierte Licht wichtig. Die Reflexwirkung entzieht sich jedoch einer genaueren Berechnung; man muß sich deshalb mit empirischen Formeln begnügen.

a) Für die Berechnung der Beleuchtung mit *künstlichem* Licht bedient man sich nach dem Vorgange von Högnér jetzt vielfach der *Lichtstrommethode* (s. Lichtstromkurve) in Verbindung mit der *Wirkungsgradmethode*. Es sei Φ der gesamte in den Raum ausgestrahlte Lichtstrom (Bruttolichtstrom). Von diesem gelangt nur ein gewisser Bruchteil η , also der Betrag $\eta\Phi$ (Nettolichtstrom), teils direkt, teils nach Reflexion an Decke, Wänden und Einrichtungsgegenständen auf die Bodenfläche. Ist S die Größe dieser Fläche, so beträgt die auf ihr erzeugte mittlere horizontale Beleuchtung E_m nach Gleichung 1)

$$E_m = \eta \cdot \Phi / S \dots \dots \dots 1)$$

Die Größe η , also das Verhältnis des Nettolichtstromes zum Bruttolichtstrom, wird Wirkungsgrad oder Nutzfaktor genannt. Sie ist empirisch zu bestimmen. Sie beträgt je nach Anwendung direkter, halb direkter oder ganz indirekter Beleuchtung und je nach dem Reflexionsvermögen von Decke, Wänden und Einrichtungsgegenständen, mit Einschluß des Lichtverlustes durch die Armaturen, 0,2 bis 0,6. Der Bruttolichtstrom Φ ist je nach dem Verwendungszweck des Raumes mit

starken Einzellichtquellen oder mit einer größeren Anzahl kleinerer Lichtquellen zu erzielen.

Zur Vorausberechnung der Beleuchtung dient die aus Gleichung 2) folgende Formel

$$\Phi = E_m \cdot S / \eta \quad \dots \dots \dots 2)$$

Beispiel. Es sei gegeben: $E_m = 50$ Lux, $S = 200$ qm; $\eta = 0,25$ (Werkstätte mit nicht reflektierender Decke, z. B. Schlosserei). Dann ergibt sich der für das vorgeschriebene E_m aufzuwendende Bruttolichtstrom Φ zu 40000 Lumen.

b) Für die Berechnung der Beleuchtung mit Tageslicht (in Schulräumen, Museen) benutzt man nach L. Weber die Formel

$$E = (R + D) e \quad \dots \dots \dots 3)$$

Hierin ist E die Beleuchtung eines beliebigen Arbeitsplatzes, e die Flächenhelle des vorgelagerten Himmels, R der reduzierte Raumwinkel, unter welchem das Himmelsstück vom Platze aus erscheint (s. „Photometrische Gesetze und Formeln“, Nr. 4), D eine von den reflektierenden Wandflächen herrührende Größe. Die Formel 3) ist unter der (von Korff-Petersen als mangelhaft bezeichneten) Annahme aufgestellt, daß sich die Größen E und e immer in demselben Verhältnis ändern. Die Lichtgüte eines Platzes wird im wesentlichen durch die Größe (R+D) bestimmt, welche man den Tageslichtfaktor nennt. Am einfachsten bestimmt man diesen Faktor mittels des Weberschen Relativphotometers (s. „Universalphotometer“) als das Verhältnis E/e. Die Größe e ändert sich stark mit der Tages- und Jahreszeit und ist außerdem zuweilen noch beträchtlichen augenblicklichen Schwankungen unterworfen. Für die Beurteilung der Beleuchtung muß man sich deshalb mit Durchschnittswerten von e begnügen. Diese sind von L. Weber aus jahrzehntelang fortgesetzten Messungen für unsere Breiten bestimmt. Aus diesen Werten und aus (R+D) kann man also die Beleuchtung E des Arbeitsplatzes im Mittel für jede Stunde und jeden Tag berechnen. *Liebenthal.*

Näheres s. Lux, Das Beleuchtungswesen in der Architektur. Zeitschr. für Beleuchtungswesen Bd. 24, S. 94 (1918); Heyck und Högner, Projektierung von Beleuchtungsanlagen, ebenda Bd. 25, S. 22 (1919); Heyck, Fortschritte der praktischen Beleuchtungstechnik, Vortrag Winter 1921/22, herausgegeben v. Körting & Mathiesen A.-G., Leipzig-Leutzsch; Heyck, Beleuchtung, Licht und Lampe. S. 169 u. 200, 1924. Korff-Petersen, Über den Wert des Tageslichtkoeffizienten für die hygienische Beurteilung der Lichtgüte eines Arbeitsplatzes. Licht und Lampe. S. 57. 1923.

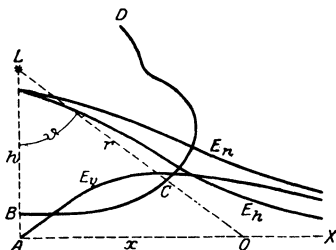
Beleuchtungsapparat (Abbe) s. Mikroskop.

Beleuchtungsmesser s. Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen, Raumwinkel und Lichtstromkegel von Teichmüller, Universalphotometer.

Beleuchtungstechnik s. Lichttechnik.

Beleuchtungstechnische Definitionen.

1. Horizontale, vertikale, normale Beleuchtung. Es sei (s. Fig.) L eine Lichtquelle in der Höhe $h = AL$ über der Horizontalebene AX und O ein beliebiger



Zur Definition der verschiedenen Beleuchtungsstärken.

Punkt von AX. Ist I die Lichtstärke von L unter dem Ausstrahlungswinkel $\theta = ALO$, so ergibt sich die Beleuchtung von AX im Punkte O zu

$$E_h = I \cos \theta / r^2 \quad \dots \dots \dots 1)$$

die Beleuchtung des durch O senkrecht zu LO gelegten Flächenelementes zu

$$E_n = I / r^2 \quad \dots \dots \dots 2)$$

die Beleuchtung des durch O senkrecht zum Seitenabstand $x = AO$ gelegten Flächenelementes zu

$$E_v = I \sin \theta / r^2 \quad \dots \dots \dots 3)$$

E_h wird die *horizontale*, E_v die *vertikale*, E_n die *normale* (besser: die maximale) Beleuchtung im Punkte O genannt. E_h läßt sich auch schreiben als

$$E_h = I h / r^3 = I h / (h^2 + x^2)^{3/2} = I \cos^3 \theta / h^2 = I \sin^2 \theta \cos \theta / x^2 \quad \dots \dots 1a) \text{ bis } 1d).$$

Entsprechende Gleichungen gelten für E_n und E_v .

Für gewöhnlich ist die Lage von O durch x und h festgelegt. Man kann dann unmittelbar Gleichung 1b) und die ihr entsprechenden, durch Umformung der Gleichungen 2) und 3) entstehenden anwenden. Um auch die θ enthaltenden Gleichungen benutzen zu können, hat man θ zu bestimmen aus

$$\text{tg } \theta = x / h \quad \dots \dots \dots 4)$$

Häufig ist die Lichtstärke I in der speziellen Richtung LO nicht gegeben, wohl aber die räumliche Lichtverteilungskurve (s. „Lichtstärken-Mittelwerte“, Nr. 6) bekannt. Man trägt dann die Kurve entweder direkt in die Figur ein (Kurve BCD) und erhält I dargestellt durch die Linie LC, wo C der Schnittpunkt von LO mit dieser Kurve ist. Oder man zeichnet die Kurve auf einem besonderen Blatte auf und entnimmt aus dieser unter dem sich aus Gleichung 4) ergebenden θ den zugehörigen Lichtstärkenwert.

Beispiel. Es sei gegeben $x = 7$ m; $h = 8$ m; $I = 990$ HK. Dann ist nach Gleichung 1b) und den entsprechenden, durch Umformung der Gleichungen 2) und 3) entstehenden

$$E_h = 6,59 \text{ Lux; } E_n = 8,76 \text{ Lux; } E_v = 5,77 \text{ Lux.}$$

Zur Vereinfachung der Rechnung benutzt man zuweilen geeignete Tabellen oder ein rein graphisches Verfahren (Maréchal, Blondel, Loppé).

2. **Beleuchtungskurven.** Trägt man die für eine Reihe von Seitenabständen x ermittelten Beleuchtungsstärken E_h , E_v und E_n in rechtwinkligen Koordinaten als Funktionen der x auf, so erhält man die sog. Beleuchtungskurven. In der Figur sind die der Lichtverteilungskurve BCD entsprechenden Kurven E_h , E_n , E_v eingezeichnet.

3. **Mittlere Beleuchtung E_m** einer Fläche S ist das Verhältnis aus dem auf die Fläche auffallenden Lichtstrom Φ und der Größe S der Fläche, also

$$E_m = \Phi / S \quad \dots \dots \dots 5)$$

Mit einer im allgemeinen ausreichenden Genauigkeit findet man nach Bloch E_m , indem man S in gleiche, hinreichend kleine Quadrate teilt, für die Mitten derselben E_h , etwa unter Benutzung der zugehörigen Beleuchtungskurve, bestimmt und aus diesen Werten das Mittel nimmt. Wenn S eine kreisförmige Fläche ist, die durch eine einzige in ihrer Mitte aufgehängte Lichtquelle beleuchtet wird, benutzt Bloch „Lichtstromkurven“ (s. d.), die er für eine Reihe von Lampenarten mit typischen „Lichtverteilungskurven“ (s. d.) berechnet hat. Ähnlich geht Högner bei rechteckigen Flächen vor, die durch eine oder mehrere Lichtquellen beleuchtet werden. Mittels der „Raumwinkel- und Lichtstromkugel von Teichmüller“ (s. d.) kann man E_m für jede beliebige Gestalt von S bestimmen.

Liebenthal.

Näheres zu 1 und 2: In jedem Lehrbuch der Photometrie.

Benedicks-Effekt. C. Benedicks machte (1916) folgende Beobachtung: Wird in einem homogenen metallischen Leiter ein starkes unsymmetrisches Wärmegefälle aufrecht erhalten, so treten elektromotorische Kräfte auf. Die Methode der Erzeugung des Wärmegefälles besteht darin, daß zwischen den erwärmten und abgekühlten Teil desselben Leiters eine starke Einschnürungsstelle gelegt wird („Einschnürungs“- oder „Drossel“-effekt). Die Erscheinung, die dem Magnusschen Satz (s. d.) widerspricht, und als inverser Thomsons Effekt aufgefaßt werden kann, ist heftig umstritten und von vielen als Folge von unvermeidlichen Inhomogenitäten gedeutet worden.

Bei Durchgang eines Stromes durch eine symmetrische Einschnürungsstelle eines homogenen Leiters beobachtete Benedicks (1918) eine Erwärmung auf der einen und eine Abkühlung auf der anderen Seite. Die Erscheinung würde fordern, daß der Koeffizient des Thomsoneffektes (s. d.) eine Funktion des Temperaturgradienten ist.

Hoffmann.

Benetzter Umfang. Derjenige Teil der Oberfläche eines Flüssigkeitsvolumens, der von undurchlässigen Wänden begrenzt wird, heißt benetzte Oberfläche. Längs der benetzten Oberfläche wirken bei Relativbewegung infolge des Haftens der Flüssigkeit an der Wand (s. Reibung, äußere) Schubspannungen als Oberflächenkräfte auf die Flüssigkeit ein. Wird ein Querschnitt durch ein mit Flüssigkeit gefülltes (Gerinne betrachtet, so spricht man in entsprechendem Sinne vom benetzten Umfang. Der benetzte Umfang ist von Wichtigkeit für den Begriff „Hydraulischer Radius“ (s. d.).

Eisner.

Benndorf-Elektrometer. Ein speziell für luftelektrische Untersuchungen vorzüglich geeignetes Quadrantenelektrometer, welches selbsttätig die Stellung der Nadel durch Niederdrücken eines mit ihr starr verbundenen Zeigers auf mechanischem Wege in regelmäßigen Intervallen registriert. Das Elektrometer selbst ist dem Thomsonschen Quadrantenelektrometer nachgebildet. Die Quadranten werden auf entgegengesetztes, gleiches Potential, z. B. ± 100 Volt geladen gehalten. Die Nadel ist bifilar und nach oben isoliert aufgehängt. Unten taucht die Achse der Nadel mit ihrer Fortsetzung, die durch ein kleines Pt-Blech gebildet wird, in ein Gefäß mit konzentrierter Schwefelsäure (Dämpfungsvorrichtung), welches selbst sorgfältig isoliert montiert ist. Von dort führt ein Draht zu jenem Punkte, dessen Potential registriert werden soll (z. B. zum Kollektor, falls das atmosphärische Potentialgefälle gemessen werden soll). Am Gehäuse des Elektrometers ist seitlich das Registrierwerk angebracht, ein Uhrwerk, welches einen Streifen Papier zwischen zwei Walzen um 40 mm pro Stunde weiterschiebt. Alle 2 Minuten wird durch einen Kontakt ein Elektromagnet angeregt, der den mit der Nadelachse fest verbundenen Eisenzeiger fest gegen die Walze mit dem Papier drückt und so auf mechanischem Wege die Stellung der Nadel registriert. Der Meßbereich des Elektrometers geht gewöhnlich bis 1000 Volt. A. Sprung hat eine Vorrichtung angegeben, welche automatisch die Empfindlichkeit des Instrumentes herabsetzt, sobald das zu registrierende Potential so hoch wird, daß der Zeiger über den Papierstreifen heraus ausschlägt. Das Elektrometer wurde mit großem Vorteil auch für andere luftelektrische Messungen (Registrierung der Regenladung, der Leitfähigkeit der Luft) von Benndorf u. a. verwendet.

V. F. Hess.

Näheres s. H. Benndorf und V. F. Hess: Luftelektrizität (in Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik V. Band, 1. Hälfte, 11. Auflage 1928).

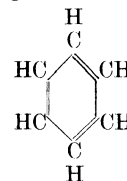
Benoistskala. Instrument zur Beurteilung der Härte von Röntgenstrahlen. Es beruht auf der Tatsache, daß in dem für diagnostische Zwecke wichtigsten Spektralgebiet die Absorption des Silbers mit der Wellenlänge sich wesentlich anders verändert als die Absorption des Aluminiums, da das Silber innerhalb dieses Spektralgebietes bei $\lambda = 0,485 \text{ \AA}$ seinen K-Absorptionssprung besitzt. Um eine kreisförmige Silberplatte von 0,11 mm

Dicke sind zwölf Sektoren aus Aluminium von 1, 2, 3 . . . 12 mm Dicke angeordnet. Bringt man das Ganze zwischen eine Röntgenröhre und einen Leuchtschirm, so findet sich ein Sektor, welcher sich in der Fluoreszenzhelligkeit von der Mitte nicht merklich unterscheidet. Die Ordnungszahl dieses Sektors ist ein relatives Maß für die Härte der Strahlen. Die Benoist-Skala wurde von Walter insofern verändert, als er die Anzahl der Aluminiumstufen auf sechs beschränkte und ihre Dicke nach einer arithmetischen Reihe zweiter Ordnung zu nehmen ließ.

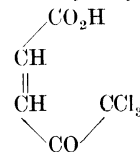
Behnken.

Benson-Verfahren (Hochdruckdampfmaschinenkessel). Benson drückt Wasser mit 224,2 Atm. mittels einer Speisepumpe durch eine beheizte Rohrschlange. Die Wärmezufuhr durch die Rohrwand erhitzt das unter diesem Druck hindurchströmende Wasser auf 374°C. Bei dieser Temperatur geht es *ohne Aufkochen* bei fortschreitender Raumnahme in Dampf über. Man muß in das Rohr eine bestimmte Wassermenge fördern und die Wärmezufuhr mit der Verdampfung in Einklang bringen. Dicht vor dem kritischen Punkt ist der Dampf in einem labilen Zustand, eine kleine Drosselung würde sofort 40–50% Wasser abscheiden. Deswegen überhitzt man den Dampf auf 400° und drosselt ihn dann bis auf die Gebrauchsspannung (100–200 Atm.).

Benzoltheorie. Aus Elementaranalyse und Molekulargewichtsbestimmung ergibt sich für das Benzol die Bruttoformel C_6H_6 (s. Konstitution). Kékulé war der erste Forscher, der für die Struktur des Benzols einen geschlossenen, aus 6 Kohlenstoffatomen bestehenden Ring annahm, in dem jedes Kohlenstoffatom nach einer Seite mit einer einfachen, nach der anderen mit einer doppelten Bindung mit den beiden benachbarten Kohlenstoffatomen verkettet ist, während die vierte Valenz durch Wasserstoff gebunden wird.



Das Benzol setzt sich demnach aus 6 gleichwertigen Karbin- oder Methingruppen (CH) zusammen. Aus dieser Ringstruktur läßt sich die große Beständigkeit des Benzols, z. B. gegen Oxydationsmittel, erklären. Erst bei Behandlung mit stark oxydierenden Körpern, etwa mit Kaliumchlorat, wird Benzol in β -Trichlorazetyllakrylsäure aufgespalten,

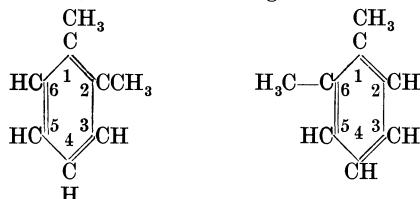


was in chemischer Beziehung durchaus in Einklang mit der Kékulé'schen Auffassung steht. Konzentrierte Schwefelsäure oder Salpetersäure zerstören die Molekel nicht, wie dies bei den Olefinen der Fall ist, sondern ersetzen den Wasserstoff durch Sulfo ($-\text{SO}_3\text{H}$) bzw. Nitrogruppen (NO_2). (Näheres s. v. Braun, Organische Chemie.) Auch die Benzolsynthese aus aliphatischen Verbindungen — aus Azetylen bildet sich in der Glühhitze Benzol und

umgekehrt — läßt sich zwanglos durch dieses Formelbild erklären. Benzol vermag ferner unter Addition von 6 Wasserstoffatomen in Hexahydrobenzol überzugehen, woraus man auf das Vorhandensein von Doppelbindungen schließen kann, doch erfolgt diese Addition bedeutend schwerer als bei allen anderen ungesättigten Verbindungen.

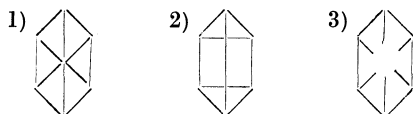
Auch das molekulare Brechungsvermögen, und das Molekular-Volumen des Benzols lassen auf doppelte Bindungen, und zwar auf drei Äthylengruppen schließen.

Mit Hilfe der Kékulé'schen Formel kann man eine ganze Reihe Eigenschaften des Benzols erklären. Unberücksichtigt läßt sie seinen stark gesättigten Charakter (oben wurde schon erwähnt, daß Additionsreaktionen nur schwer vorstatten gehen), ferner die symmetrischen Eigenschaften, die das Benzol nach der Kékulé'schen Formel nicht haben dürfte. Nach seiner Strukturannahme müßte es zwei isomere Orthosubstitutionsprodukte geben: In 1,2- und 1,6-Stellung



z. B. 1,2-o Xylol und 1,6 o-Xylol. Im ersten Falle wären die Substituenten an Kohlenstoffatome gekettet, die eine einfache Bindung zwischen sich haben; im zweiten Falle sind die Kohlenstoffatome doppelt gebunden. Eine derartige Isomerie konnte indes bis jetzt nicht nachgewiesen werden.

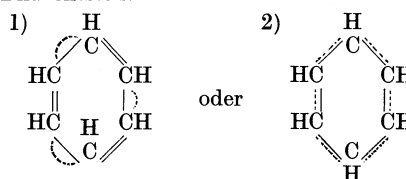
Durch diese Unstimmigkeiten veranlaßt, wurden von anderen Forschern neue Formeln aufgestellt, die aber nicht vermochten, die Kékulé'sche zu verdrängen. Claus mit seiner Diagonalfornel (1) und Ladenburg mit seiner Prismenformel (2) kommen ohne Doppelbindungen aus, desgleichen Bayer (3), der eine zentrische Formel annimmt, die der von Armstrong-Claus sehr ähnlich ist, zum Unterschied von ihr jedoch die Art der Bindung der vierten Valenzen untereinander offen läßt.



Den meisten Anhang hat die Benzolformel von Thiele gefunden. Sie ist prinzipiell die gleiche, wie die von Kékulé, doch verleiht ihr Thiele durch Einführung von sog. Rest- oder Partialvalenzen symmetrische Gestalt. Er nimmt an, daß bei der Bildung einer Doppelbindung die Valenzen sich nicht völlig absättigen, sondern daß noch Rest-, Residualvalenzen übrig bleiben, die die Bildung von Additionsreaktionen (s. ungesättigte Verbindungen) erklären. Nach van't Hoff sind die Valenzen des Kohlenstoffs nach den Ecken eines regulären Tetraeders gerichtet, in dessen Mitte das Kohlenstoffatom sich befindet. Stellt man sich die Valenz als eine Art Kraft vor, so kann man die Thielesche Auffassung derart verdeutlichen, daß die Valenzkraft beim Abbiegen aus ihrer natürlichen Richtung — wie dies beim Zustandekommen einer Doppelbindung der Fall sein muß — eine Zerlegung in zwei Komponenten erfährt, von denen die eine zur

Bildung der doppelten Bindung benutzt wird, während die zweite als Restvalenz bestehen bleibt. Sind zwei oder mehrere solche, durch eine einfache Bindung getrennte Doppelbindungen (konjugierte Doppelbindungen) vorhanden, so können nach Thiele auch die Restvalenzen sich gegenseitig verketteten. Soweit die heute schon etwas primitiv anmutenden Vorstellungen von Thiele. — Da es jedoch selbst der neuesten Forschung bisher nicht gelungen ist, ein theoretisch besser fundiertes Modell der Benzolmolekel aufzustellen, wird die Konstitutionsformel von Thiele vorläufig noch allgemein als die zutreffendste erachtet.

Auf den Benzolkern angewendet, müssen also alle Restvalenzen abgesättigt sein, wodurch folgendes Bild entsteht



Im zweiten Falle ist der Benzolkern ganz symmetrisch gebaut, die Unmöglichkeit isomerer Orthosubstitutionsprodukte klarge stellt, und der stark gesättigte Charakter des Benzols erklärt.

Margarete Eggert.

Näheres s. Nernst, Theoretische Chemie; Meyer-Jacobson, Organische Chemie.

Beobachtungsfehler s. Fehlertheorie.

Beobachtungsgewicht s. Quadrate, Methode der kleinsten.

Bergmannserie s. Serienspektren.

Beringte Rohre s. Rohrkonstruktion.

Berliner-Schrift s. Phonograph.

Bernoullische Energiegleichung s. Bernoullisches Theorem oder Druckgleichung der Hydrodynamik.

Bernoullisches Theorem ist der Name für das Grundproblem der Wahrscheinlichkeitsrechnung (s. d.). Sei die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis E eintritt = p, so wird in einer großen Zahl N von Wiederholungen die Anzahl N der Fälle, in denen E eintritt, zwar nicht genau p entsprechen, aber es wird doch mit wachsendem N die relative Häufigkeit $\frac{P}{N}$ nach p konvergieren.

Das Bernoullische Theorem untersucht diese Konvergenz und die Verteilungsgesetze, die dabei befolgt werden. Der leitende Gedanke ist dabei der, daß alle Fälle, die gleich wahrscheinlich sind, auch gleich häufig auftreten. Ob dies in der Anwendung auf wirkliche Dinge erfüllt ist, ist eine andere Frage; sie interessiert aber das Bernoullische Theorem nicht, sondern dieses Theorem ist eine rein mathematische Fragestellung, die mit den Gesetzen des Naturgeschehens zunächst nichts zu tun hat. Da die Voraussetzung jedoch in vielen Fällen erfüllt ist, so ergeben sich zahlreiche praktische Anwendungen des Theorems. — Aus dem genannten Grundsatz folgt, daß nicht einfach $p = \frac{P}{N}$ sein kann, denn Abweichungen von der normalen Verteilung sind ja wenigstens möglich, und müssen von dem Theorem deshalb auch ihrer Wahrscheinlichkeit entsprechend angenommen werden. So kommt es, daß nach dem Theorem auch die unwahrscheinlichen Reihenfolgen einmal vorkommen; aber sie treten stets innerhalb noch

größerer Serien auf, derart, daß die Gesamtzahl aller Fälle doch wieder der normalen Verteilung nahekommt.

Das erste Resultat ist folgendes: Sei die Abweichung δ nach N Wiederholungen $\delta = p - \frac{P}{N}$, so läßt sich eine Wahrscheinlichkeit w dafür berechnen, daß δ eine verlangte Grenze nicht überschreitet. Vergrößert man jetzt die Zahl N , so werden die Grenzen für δ enger; d. h. es ist jetzt mit derselben Wahrscheinlichkeit w zu erwarten, daß die Verteilung besser der idealen Verteilung entspricht. Jedoch steigt die Genauigkeit nicht proportional zu N , sondern nur zu \sqrt{N} ; d. h. bei festgehaltenem w verengen sich die Grenzen für δ proportional mit \sqrt{N} . Der Anstieg mit \sqrt{N} ist ein wichtiges Gesetz der Wahrscheinlichkeitsrechnung; er bewirkt, daß bei allzu großer Zahl der Wiederholungen die Genauigkeit nur sehr langsam wächst. Aber sie wächst unbegrenzt. Je enger man die Grenzen für δ verlangt, desto kleiner ist natürlich auch die Wahrscheinlichkeit w , daß δ in diese Grenzen fällt, und die Wahrscheinlichkeit w_0 , daß genau $\delta = 0$ wird, ist sehr klein; aber sie ist immer noch größer als die Wahrscheinlichkeit, daß δ irgend einen anderen Einzelwert annimmt. Darum nennt man $\delta = 0$ die *wahrscheinlichste Abweichung*.

Neben der Konvergenzfrage entsteht das Problem, die *Streuung* oder *Dispersion* der Reihe zu charakterisieren. Ist nur eine Reihe von N Wiederholungen ausgeführt, so entsteht auch nur eine Abweichung δ ; führt man aber r Reihen von je N Wiederholungen aus, so kann man nach dem Verteilungsgesetz der entstehenden δ fragen. Dieses Verteilungsgesetz ist rein mathematisch bestimmt, weil man alle möglichen Kombinationen der möglichen Fälle auszählen kann; ob es in der Wirklichkeit befolgt wird, hängt wieder nur davon ab, ob alle gleich wahrscheinlichen Fälle auch gleich oft realisiert werden. Der Mittelwert der δ wird 0, weil positive und negative δ gleich oft vorkommen; er eignet sich daher nicht zur Charakterisierung. Dagegen bildet man folgende Begriffe:

Wahrscheinliche Abweichung ω . Ordnet man die r Abweichungen δ der Größe nach, so lassen sich Grenzen $\pm \omega$ angeben, innerhalb deren die Hälfte aller δ liegen. ω ist also diejenige Grenze der Abweichung, die mit der Wahrscheinlichkeit $w = \frac{1}{2}$ eingehalten wird. Es berechnet sich

$$\omega = \pm 0,476936 \sqrt{\frac{2p(1-p)}{N}}.$$

Durchschnittliche Abweichung ϑ ist das Mittel aus den Absolutwerten der δ ; es wird

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2p(1-p)}{\pi \cdot N}}.$$

Mittlere Abweichung μ ist die Quadratwurzel aus dem Mittelwert der Quadrate der Abweichungen,

$$\text{also } \mu = \sqrt{\frac{\sum \delta^2}{r}}. \text{ Es wird } \mu = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}}.$$

Es wird $\mu > \vartheta > \omega$. In den genannten Formeln für diese 3 Größen kommt r nicht vor; dies ist so aufzufassen, daß sie einen Grenzwert für $r = \infty$ bedeuten. Dieser Grenzwert hängt nur von der

Wiederholungszahl N der einzelnen Reihe ab. Mit einer der 3 Größen sind die beiden andern bestimmt; gewöhnlich benutzt man nur μ zur Charakterisierung der Streuung. Erhält man bei einer größeren Reihenzahl r ein μ , welches größer ist als das durch N geforderte μ , so spricht man von *übernormaler Dispersion*. Man muß dann schließen, daß noch besondere Ursachen für die Streuung vorhanden sind. Entsprechend liegt es bei *unternormaler Dispersion*. Die störenden Ursachen können in einer Abhängigkeit der einzelnen Ereignisse voneinander bestehen (Wahrscheinlichkeitsnachwirkung, s. d.).

Eine noch allgemeinere Fragestellung behandelt das *Poissonsche Problem*; es läßt auch noch Schwankungen der Wahrscheinlichkeit p zu.

Reichenbach.

Näheres s. Czuber, Wahrscheinlichkeitsrechnung. Leipzig 1908.

Bernoullisches Theorem oder Druckgleichung der Hydrodynamik. Integriert man die Eulerschen Gleichungen längs eines Stromfadens oder stellt man direkt die Energiegleichung für eine Stromröhre (mit konstantem Druck und konstanter Geschwindigkeit in jedem Querschnitt) auf, so folgt eine Beziehung zwischen dem hydrostatischen Druck p , der Geschwindigkeit v und der potentiellen Energie U der Masseneinheit (für die Schwerkraft proportional der Ortshöhe über einem beliebigen Nullniveau) von folgender Form (ρ Dichte)

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{v^2}{2} + U = \text{const.}$$

Für inkompressible Flüssigkeiten:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + U = \text{const.}$$

Diese Gleichung gilt für einen Stromfaden und gestattet in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung die Ausrechnung des Drucks oder der Geschwindigkeit, wenn man diese Größen an einer andern Stelle des Stromfadens kennt. In der technischen Hydraulik, welche jede Strömung als einen einzigen Stromfaden ansieht, wird das Bernoullische Theorem als Grundlage aller Untersuchungen benutzt, bei welchen die Reibung in erster Näherung vernachlässigt werden kann (z. B. Ausfluß aus Gefäßen, Überfall, Venturirohr). Muß ein Energieverlust durch Reibung berücksichtigt werden, so erweitert man die Gleichung in der Weise, daß man einen Druckhöhenverlust einführt und (s-Koordinate längs der Strömung) $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{ds} = -\zeta \frac{v^2}{2r}$ setzt, also die Reibungsverluste proportional der lebendigen Kraft der Masseneinheit setzt; r ist hierbei der sog. Profilradius $\frac{\text{Querschnitt}}{\text{Umfang}}$; dabei muß nicht notwendig ζ als konstant angesehen werden (Staukurve usw.). Man nennt in der Hydraulik, wenn für U das Schwerepotential gh eingeführt wird, $\frac{p}{\rho g}$ die Druckhöhe, $\frac{v^2}{2g}$ die Geschwindigkeitshöhe und h die Ortshöhe; bei Vernachlässigung der Reibung ist die Summe dieser 3 Höhen konstant.

Die erste Form der Gleichung mit variablem ρ dient in Verbindung mit der Zustandsgleichung und der Kontinuitätsgleichung als Grundlage der sog. Gasdynamik (Verdichtungsstoß, Lavaldüse).

In der exakten Dynamik reibungsloser Flüssigkeiten gilt das Bernoullische Theorem nur für

einen (unendlich dünnen) Stromfaden; die Konstante ist von Stromfaden zu Stromfaden verschieden. Nur wenn ein Geschwindigkeitspotential existiert ($v = \text{grad } \Phi$), ist die Konstante im ganzen Flüssigkeitsraum dieselbe und man kann Druck und Geschwindigkeitsbetrag (natürlich nicht die Richtung) auseinander berechnen, wenn man den Wert der Konstanten, etwa aus den Werten des Drucks und der Geschwindigkeit im Unendlichen kennt.

L. Hopf.

Bernstein. Bernstein, ein fossiles Harz, dient als eines der vorzüglichsten Isolationsmittel bei kleineren Spannungen, vor allem für elektrostatische Meßinstrumente, Kondensatoren u. a. In der Natur vorkommende Stücke können meist nicht direkt für praktische Zwecke Verwendung finden. Deshalb werden sie im Vakuum unter Druck geschmolzen und in Formen gepreßt. Gutes klares Material in verschiedener Form, vor allem in Stangen, stellt die Preußische Bergwerks- und Hütten-A.-G., Zweigniederlassung Bernsteinwerke in Königsberg i. Pr. her. Das spez. Gewicht beträgt 1,0—1,1, der Schmelzpunkt liegt bei 300°. Als Dielektrizitätskonstante wird 2,80 und 2,86 angegeben. Von der griechischen Bezeichnung für Bernstein (*ήλεκτρον* = Elektron) stammt das Wort Elektrizität, was sich durch die schon sehr früh erkannte Fähigkeit von Bernstein erklärt, nach Reiben Papierstückchen anzuziehen, also wie alle guten Isolatoren Reibungselektrizität zu zeigen.

R. Jaeger.

Berthelotsche Bombe s. Kalorimetrische Bombe.

Berthelotsches Prinzip s. Chemische Affinität.

Berthelotsches Produkt. Bezeichnet man die Wärmetönung bei der Explosion eines Sprengstoffes mit Q , das auf den Normalzustand reduzierte Volumen der dabei entwickelten Gase mit V , so ist $Q \cdot V$ das charakteristische Produkt, welches Berthelot als Vergleichsmaßstab für die Arbeitsfähigkeit der Sprengstoffe eingeführt hat.

Für verwandte Sprengstoffe ist diese Verwendung des Ausdrucks $Q \cdot V$ allenfalls zu rechtfertigen. Als Vergleichsmaßstab der Arbeitsfähigkeit verschiedenartiger Sprengstoffe wird heute von der Technik im allgemeinen der spezifische Druck benutzt (s. Abersche Gleichung).

R. Wendlandt.

Bertrands Ähnlichkeitsgesetze s. Ähnlichkeitsgesetze.

Berührungselektrizität. Die Berührungselektrizität wird auch als Kontaktelektrizität bezeichnet. Sie tritt auf, wenn sich zwei Metalle, wie z. B. Zink und Kupfer berühren. Die Größe der dabei auftretenden Potentialdifferenz ist abhängig von der Größe der Berührungsfläche und der Natur der Metalle. Über die Entstehungsart dieser „Voltaspannungen“ bestehen verschiedene Anschauungen. Volta, der die Versuche Galvanis wiederholte, sah als Ursache die an der Berührungsstelle zweier Metalle auftretende kontaktelektromotorische Kraft an. Der Nachweis dieser E.M.K. kann auf folgende Weise geschehen. Die durch eine Glimmerscheibe oder Luftschicht getrennte Kupfer- und Zinkplatte werden leitend verbunden. Dann erhalten die beiden Platten die Kontaktpotentialdifferenz gegeneinander und wenn man sie voneinander entfernt, so ist das erhöhte Potential auf jeder Platte mit dem Elektroskop nachweisbar. Die Zinkplatte erweist sich stets als positiv, die Kupferplatte als negativ. Diese Eigenschaft der Metalle führt dazu, sie sämtlich in eine sog. Spannungsreihe einzuordnen, so, daß jedes Metall durch Berührung mit

dem folgenden positiv elektrisch wird. Eine solche Spannungsreihe kann folgendermaßen aussehen: $+ \text{RbKNaAlZn Pb Sn Sb Bi Fe Cu Ag Au Pt Pd C} -$. Die beiden hauptsächlichen Theorien, die man für die Erscheinung anwendet, sind die Kontakttheorie und die Chemische Theorie. Die erstere nimmt an, daß die wesentliche Spannung zwischen den Metallen liegt (Cu—Zn). Die chemische Theorie dagegen setzt eine Abhängigkeit der Voltaschen Spannung von der Luft voraus. Nach ihr ist die Spannung zwischen den Metallen (Cu—Zn) verschwindend klein, die hauptsächlichliche Spannung liegt in $\text{Cu} \rightarrow \text{Luft}$ und $\text{Luft} \rightarrow \text{Zn}$. Streng richtig ist keine der Theorien. Die Spannung CuZn ist aber tatsächlich sehr gering.

In einer aus mehreren Metallen gebildeten Kette addieren sich die einzelnen elektromotorischen Kräfte. Aus diesem Satz folgt dann letzten Endes das Gesetz der Spannungsreihe, welches besagt, daß in einem vollkommen metallischen, geschlossenen Kreis die Summe aller kontaktelektromotorischen Kräfte gleich Null ist, ein Fließen von Elektrizität in diesem Fall unmöglich.

Legt man zwei Metallplatten unter Einschaltung eines Elektrometers aufeinander und reißt sie dann voneinander ab, so entsteht ebenfalls ein Ausschlag, der ein Maß für das Kontaktpotential darstellt. Die Vorstellung, die sich derjenigen von H. v. Helmholtz anschließt, geht von elektrischen Doppelschichten aus, die sich bei dem Kontakt zweier Substanzen infolge der Anziehung der entgegengesetzten Elektrizitäten, die teils an den Molekülen hängen, teils frei beweglich sind, ausbilden. Die neuere Anschauung stützt sich auf eine Diffusion der Elektronen in Richtung des Konzentrationsgefälles, vom elektronenreicheren Metall zum andern mehr als umgekehrt, bis die entstehende Potentialdifferenz den Überschuß an Diffusion in einer Richtung verhindert.

Bei Flüssigkeiten oder überhaupt Leitern zweiter Ordnung hat das Gesetz der Spannungsreihe keine Gültigkeit mehr.

R. Jaeger.

Beschleunigung. Bei der allgemeinen Bewegung eines Massenpunktes [$r(t) = \text{Ortsvektor des Punktes zur Zeit } t$, also $r = r(t)$ Gleichung der Bahnkurve] ist der Vektor der Geschwindigkeit des Massenpunktes $v = \frac{dr}{dt} = \dot{r}$ mit der Zeit t veränderlich. Der Grenzwert der auf die Zeiteinheit bezogenen Änderungen des Geschwindigkeitsvektors

$$w = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left\{ \frac{\Delta v}{\Delta t} \right\} = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 r}{dt^2} \equiv \ddot{r}$$

heißt *Beschleunigung*. Mehrere Beschleunigungen, die gleichzeitig auf denselben Massenpunkt wirken, addieren sich wie Kräfte.

Ist die Beschleunigung dauernd Null ($w=0$), so ist $v = \text{konstant}$, d. h. die Bewegung ist gleichförmig, die Bahnkurve eine Gerade. Bei einer nach Richtung und Größe konstanten Beschleunigung $w(t) = w_0$ ist der Vektor der Geschwindigkeit $v = w_0 t + v_0$, die Gleichung der Bahnkurve $r = \frac{w_0}{2} t^2 + v_0 t + r_0$, worin die Indizes Null die zur Zeit $t=0$ gehörigen Werte bezeichnen. Ein Beispiel einer solchen gleichförmig beschleunigten Bewegung ist der freie Fall ohne Luftwiderstand.

Bezeichnet $t = \frac{dr}{ds}$ den Einheitsvektor in der

Richtung der Bahntangente (s ist die Bogenlänge der Bahnkurve, von einem beliebigen Nullpunkt aus gemessen), so daß $v=vt$ ist, und ist weiter $\pi = R \frac{dv}{ds} = R \frac{d^2r}{ds^2}$ der Einheitsvektor in der Richtung der Hauptnormalen der Bahnkurve, so gilt nach Huygens die folgende Gleichung für die Beschleunigung w eines Massenpunktes während der Bewegung $r=r(t)=r(s)$:

$$w = \frac{dv}{dt} t + \frac{v^2}{R} \pi,$$

aus welcher man erkennt, daß der Vektor der Beschleunigung w immer in der Schmiegungeebene (t, π) der Bahnkurve liegt. Die Beschleunigungskomponente in der Richtung der Bahntangente $w_t = \frac{dv}{dt} t$ heißt *Bahnbeschleunigung*, die von der

Krümmung $\frac{1}{R}$ der Bahnkurve abhängende Komponente der Beschleunigung in der Richtung der Hauptnormalen heißt *Zentripetalbeschleunigung*.

Winkelbeschleunigung heißt der Grenzwert

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left\{ \frac{\Delta b}{\Delta t} \right\} = \frac{db}{dt} = \dot{b}$$

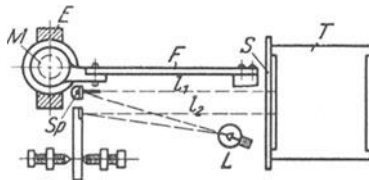
der auf die Zeiteinheit bezogenen Änderung der Winkelgeschwindigkeit b eines starren Körpers bei der Drehung um einen festen Punkt. Im Sonderfall der Drehung um eine feste Achse hat der Vektor der Winkelbeschleunigung die Richtung der Winkelgeschwindigkeit. Bei der allgemeinen, räumlichen Bewegung eines starren Körpers kann man nicht ohne weiteres von einer Winkelbeschleunigung sprechen, sondern man muß dort den Beschleunigungszustand der ganzen Geschwindigkeitschraube (s. Bewegungsschraube) betrachten.

Über die Beschleunigungsverhältnisse bei der Relativbewegung s. Relativbewegung.

F. Schleicher.

Näheres s. Die Lehrbücher der Kinematik, z. B. Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912.

Beschleunigungsmesser werden in Flugzeugen gebraucht, um die unter den verschiedenen Verhältnissen auftretenden Beanspruchungen der Flügel zu messen. Sie messen natürlich nicht die Beschleunigung des Flugzeuges gegenüber der Erde, sondern nur die Resultierende aus dieser und die Erdbeschleunigung. Die Konstruktion beruht



Beschleunigungsmesser von Doolittle.

meistens darauf, daß die Trägheit eines Versuchskörpers an einer Feder oder Membran gemessen wird, wobei natürlich auf große Dämpfung und auf Vermeidung von Eigenschwingungen geachtet werden muß. Als Beispiel sei in der vorstehenden Figur eine gut durchgeführte amerikanische Konstruktion angeführt. Die Bewegungen einer an der Feder F schwingenden Masse M, die durch einen Elektromagneten E gedämpft sind, werden durch einen kleinen Hebel auf den Spiegel Sp übertragen. Dieser wirft den von einer Lampe L kommenden

Lichtstrahl l_1 durch einen Schlitz S auf eine rotierende Filmtrommel T, auf der die Bewegungen des Spiegels und damit der Masse M aufgezeichnet werden. Ein zweiter einstellbarer Spiegel wirft den Lichtstrahl l_2 auf die Trommel, der eine Vergleichs-Nulllinie aufzeichnet. Der einfachste Beschleunigungsmesser ist der englische (von Lindemann), bei welchem ein zu einem Halbkreis von 1,3 cm Radius gebogener Glasfaden von 0,01 mm Durchmesser gleichzeitig als schwingende Masse und als Feder dient; die Durchbiegung senkrecht zur Halbkreisebene wird auch hier durch einen reflektierten Lichtstrahl registriert. L. Hopf.

Beschußprüfung s. Sensibilität.

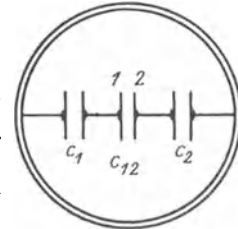
Bestrahlungstöne können entstehen, wenn eine Gasmasse der intermittierenden Einwirkung von Wärmestrahlen ausgesetzt wird. Voraussetzung für gutes Gelingen des Versuches ist, daß das betreffende Gas die Wärmestrahlen kräftig absorbiert. Auch an festen Stoffen sind derartige Wirkungen beobachtet worden, die auch hier im wesentlichen auf Druckschwankungen der eingeschlossenen oder anhaftenden Gasmassen zurückzuführen sein dürften. Auf diese Vorgänge sind besondere Tonapparate wie Actinophon, Radiophon, Photophon aufgebaut worden, die aber keine besondere Bedeutung besitzen.

S. auch Erhitzungstöne. E. Waetzmann.

Näheres s. E. Mercadier, Comptes Rendus 92, 1881.

Betastrahlen s. β -Strahlen.

Betriebskapazität. Bei einem komplizierteren Leitersystem kann man nicht mehr von der Kapazität schlechthin sprechen. Geht man von einem beliebigen, aus n geladenen Leitern bestehendem und in eine Hülle eingeschlossenen System aus, so wird dieses ganz allgemein durch $\frac{1}{2} n \cdot (n+1)$ Koeffizienten bestimmt, die durch die Lage der Leiter zueinander und der Anordnung des Systems gegenüber anderen gegeben sind (s. auch Teilkapazität). Um die Kapazität eines Leitersystems anzugeben, müssen also bestimmte Festsetzungen über Ladungen und Potentiale der einzelnen Leiter getroffen sein. Die unter Zugrundelegung dieser Festsetzungen bestimmte Kapazität, die den bei irgend welchen praktischen



Erläuterung der Betriebskapazität.

Betriebsbedingungen geltenden Verhältnissen entspricht, nennt man „Betriebskapazität“. Bei einem System von mehr als zwei Leitern, wie es beispielsweise das Dreileiterkabel darstellt, würde man die Berechnung der Betriebskapazität unter der Bedingung durchführen, daß jeder der 3 Leiter die gleiche Ladung hat und die Kapazität der Leiter gegen die geerdete Hülle berücksichtigt wird. Auch bei dem gewöhnlichen Zweiplattenkondensator ist es notwendig, soweit genauere Angaben in Frage kommen, statt von der Kapazität schlechthin von der Betriebskapazität zu sprechen, wie die folgende Überlegung zeigt. (Siehe vorstehende Figur.) Denkt man sich den Zweiplattenkondensator in eine leitende isolierte Hülle eingeschlossen, so setzt sich seine Gesamtkapazität folgendermaßen zusammen. 1. aus der Teilkapazität der beiden leitenden Platten aufeinander c_{12} oder c_{21} . Es ist stets $c_{12} = c_{21}$. 2. Aus der Teilkapazität c_1 der Platte 1 gegen die Hülle und 3. der Teil-

kapazität der Platte 2 gegen die Hülle. Daher ist die Gesamtkapazität $C = c_{12} + \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2}$. Ist keine isolierte Hülle vorhanden, so stellen c_1 und c_2 die Teilkapazitäten der Leiter gegen die umgebenden Leiter dar.

Im allgemeinen werden die Kapazitäten c_1 und c_2 der Platten gegen die Umgebung bzw. gegen Erde klein gegen c_{12} sein und man ist dann berechtigt, c_{12} als „Kapazität“ des Kondensators zu bezeichnen, wie es meist geschieht. Streng genommen stellt sie aber die „Betriebskapazität“ des Kondensators dar unter der Bedingung, daß die Ladungen der beiden Platten entgegengesetzt gleich sind. Hat man es aber mit kleinen Kondensatoren zu tun, bei denen c_{12} einen geringen Wert besitzt, so werden die Ladungen der beiden Platten je nach der Lage des Kondensators verschieden groß. So übt bei den kleinen Drehkondensatoren der Platz des Beobachters bereits eine Wirkung aus. Ein Beispiel möge zeigen, wie sich die „Betriebskapazität“ bei einem gewöhnlichen Wellenmesser-kondensator zusammensetzt.

Belegung 1 isoliert, 2 an Erde $c_{12} + c_{10} = 25,6 \cdot 10^{-6} \mu F$

Belegung 2 isoliert, 1 an Erde $c_{12} + c_{20} = 24,1 \cdot 10^{-6} \mu F$

Belegung 1 und 2 miteinander verbunden, Kapazität gegen Erde $c_{10} + c_{20} = 9,0 \cdot 10^{-6} \mu F$. Daraus folgt $c_{10} = 5,3 \cdot 10^{-6} \mu F$, $c_{20} = 3,7 \cdot 10^{-6} \mu F$, $c_{12} = 20,3 \cdot 10^{-6} \mu F$

und die durch obige Gleichung gegebene Betriebskapazität wird für diesen Fall:

$$c_{12} + \frac{c_{10} \cdot c_{20}}{c_{10} + c_{20}} = 22,5 \cdot 10^{-6} \mu F.$$

Der Kondensator stand dabei auf einem Tische von größeren Körpern möglichst weit entfernt.

R. Jaeger.

Beugung. Ein großer Teil der Lichterscheinungen läßt sich durch die Annahme darstellen, das Licht pflanze sich von der Lichtquelle geradlinig fort, ändere seine Richtung nur beim Auftreffen auf die Grenze zweier Mittel durch Brechung oder Spiegelung und erfahre eine Abnahme der Helligkeit im quadratischen Verhältnis des Abstandes von der Lichtquelle, ferner durch Verschluckung je nach der geringeren oder größeren Durchsichtigkeit der Mittel, s. „Geometrische Optik“. — Als man jedoch in den Lichtverlauf dünne, schattengebende Körper oder umgekehrt Schirme mit feinen Öffnungen einschaltete, zeigte es sich, daß weder im geometrischen Schatten volle Dunkelheit, noch außerhalb gleichmäßige Beleuchtung auftritt, vielmehr dunkle, helle und (bei weißem Licht) farbige Streifen erscheinen, deren Form und Ausdehnung vom schattenwerfenden Körper oder der Eintritt gewährenden Öffnung abhängt. Später erkannte man, daß allgemein die Umrandung zweier verschieden durchsichtiger oder auch verschieden brechender Körper die geometrisch abgeleiteten Gesetze ändert. Man bezeichnet diese Abweichungen als Beugung (auch Diffraktion) des Lichtes. Sie können beobachtet werden, indem man den Schatten auf einem Schirm auffängt (Fresnelsche Beugungserscheinungen), oder indem man die Lichtquelle durch die Öffnung hindurch mit bewaffnetem oder unbewaffnetem Auge beobachtet, worauf eine mehr oder weniger verwickelte Licht-

erscheinung in der Entfernung der Lichtquelle oder ihres Bildes (häufig im Unendlichen) erscheint (Fraunhofersche Beugungserscheinung¹⁾). Die Fresnelsche Erscheinung wird zu einer Fraunhoferschen, wenn eine Linse ein Bild der Lichtquelle erzeugt und der Schirm an der Stelle des Bildes steht.

Wie Fresnel gezeigt hat, läßt sich die Beugung mit Hilfe einer Vorstellung über das Wesen des Lichtes erklären, die eine Fortbildung einer von Huygens herrührenden Anschauung ist, und deren

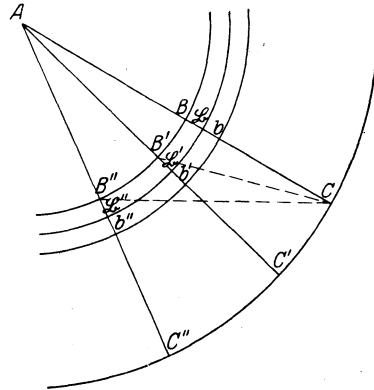


Fig. 1. Die Ausbreitung der Lichterregung nach Huygens und Fresnel. Die Erregung pflanzt sich von A nach C nicht nur in den Geraden ABC fort, sondern von jedem Punkte B B' B'' geht eine neue Erregung aus, doch haben die von seitlichen Punkten ausgehenden einander auf.

Anwendung als Huygenssches Prinzip bezeichnet wird. Theoretische Schwierigkeiten haben zu genaueren Fassungen (Kirchhoff 1882) Anlaß gegeben, die hier indessen nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Darnach ist das Licht eine Erregung eines Stoffes (Äther), die sich nicht nur vom leuchtenden Punkte A aus in allen Richtungen ABC, AB'C', AB''C'' fortpflanzt, sondern von jedem zwischenliegenden Punkte B, B', B'' in allen Richtungen; wobei jedoch die Erregungen B'C, B''C... einander aufheben. — Man kommt zu diesem Ergebnis, wenn man annimmt, daß die Erregungen in einem regelmäßigen Wechsel verlaufen. — In einem Zeitpunkt besteht auf dem Kreise BB'B'' ein bestimmter Zustand, der (abgesehen von einer Schwächung) auf bb'b'' in einer bestimmten Entfernung λ (der Wellenlänge) wiederkehrt. Mitten dazwischen in BB'B'' besteht der entgegengesetzte Zustand²⁾. — Die Erregung ändert sich überall, indem sie sich fortpflanzt; nach einer gewissen Zeit $\frac{T}{2}$ ist in B, b der Zustand wie anfangs in B und umgekehrt, nach der Zeit T (der Schwingungsdauer) ist der alte Zustand wieder hergestellt, doch ist die Erregung fort-

¹⁾ Zu den Fraunhoferschen Erscheinungen gehören die durch Dunst in der Luft hervorgebrachten Höfe um Sonne und Mond und ähnliche, schon von Descartes erwähnte Beobachtungen bei künstlichen Lichtquellen. — Grimaldi beobachtete 1665 die (Fresnelsche) Erscheinung, indem er den Schatten eines Haares auffing, weitere Beobachtungen stellte Newton an und veröffentlichte sie 1704 im dritten Buche seiner Optik. Fresnel und Fraunhofer haben um 1820 die Lehre von der Beugung zu einem der wichtigsten Teile der Optik gemacht.

²⁾ Die Art der Erregung nahm man früher als eine elastische an (einer schwingenden Saite vergleichbar), später als eine elektromagnetische (seit der Theorie von Maxwell und der Entdeckung der elektrischen Wellen durch Hertz).

geschritten. Nimmt man nun an, daß die Fortpflanzung nicht nur in den Geraden ABC erfolgt, sondern daß jeder Punkt der Kugelfläche $BB'B''$ Erregungszentrum ist, so werden, da die Wege $B'C$, $B''C$ nicht gleich sind, von den verschiedenen Punkten des Kreises $BB'B''$ Erregungen in C hervorgebracht, die einander teilweise aufheben, es läßt sich erklären, warum nur die aus unmittelbarer Nähe von B kommenden übrigbleiben, so daß in C, wo sich der Auffangschirm oder die Netzhaut des Auges befinden mag, der Schein einer geradlinigen Fortpflanzung entsteht. — Es ändert sich dies aber, wenn die Lichterscheinung teilweise durch ein Hindernis abgefangen wird oder durch eine Öffnung tritt; die Abweichung wird sofort auffällig, wenn die Größe des Hindernisses oder der Öffnung nicht sehr viel mal den Wert von λ übertrifft, also, da λ etwa $\frac{1}{2000}$ mm ist, recht klein ist. — λ ist ferner für rotes

Licht größer als für grünes, für grünes größer als für blaues; da weißes Licht aus allen Farben gemischt ist, die auftretende Erscheinung aber auch von λ abhängt, so muß die Wirkung auf den auffangenden Schirm verschieden sein, d. h. bei weißem Licht müssen Farben auftreten.

Von besonderer Wichtigkeit sind zwei Fälle von Fraunhoferschen Beugungserscheinungen, die Fraunhofer selbst schon untersucht hat.

I. Nimmt man eine kreisförmige Öffnung an, so erhält man bei einfarbigem Licht um eine helle Mitte eine Reihe heller und dunkler Ringe mit nahezu gleichem Abstände. Für den sinus des Winkels, unter dem bei ferner Lichtquelle ein dunkler Ring von der Mitte entfernt ist, hat man nach Schwerd (1835):

$$1) \quad 2 \sin u_k = \frac{\lambda w_k}{\rho},$$

wo ρ der Halbmesser der Öffnung, $w_1=1,22$; $w_2=2,23$; $w_3=3,24$ ist.

Zwischen den dunklen Ringen liegen helle, doch hat schon der erste nur $\frac{1}{60}$ der Helligkeit der Mitte, und die folgenden sind noch schwächer.

Die Ringe sind um so breiter, je kleiner ρ ist; da λ nur etwa 0,0005 mm, sind sie nur bei ganz enger Öffnung zu unterscheiden, sonst hat die Beugung nur die Wirkung, daß das Bild eines Lichtpunktes bis zum ersten dunklen Ringe ausgedehnt erscheint. Da auch unsere Pupille und ebenso die Öffnung eines Fernrohrs, Mikroskopes eine Beugungswirkung hat, muß jede Beobachtung dadurch beeinflusst sein. Bei allen optischen Instrumenten ist die Auffassung der geometrischen Optik, daß eine strenge Abbildung wenigstens einzelner Punkte als Punkte möglich sei, nur die sphärische, sowie die Farbenabweichung sie im allgemeinen undeutlich machen, zu verbessern: Die Erscheinung am Bildpunkte entsteht durch das Zusammenwirken der Lichtwellen. Bei gehobener sphärischer Abweichung sind auf der Bildseite die Flächen, auf denen zu einer bestimmten Zeit die gleiche Lichterregung besteht (die Wellenflächen) Kugeln um den Bildpunkt, ähnlich wie auf der Dingsseite (Fig. 1) Kugeln um den Dingpunkt, andernfalls Flächen verwickelter Art, und die Bestimmung der Lichtwirkung in den Bildpunkten der geometrischen Optik oder auch in anderen Punkten, ist, da unendlich viele Wirkungen zusammenkommen, eine Aufgabe der Integralrechnung; richtig ist aber, daß die Abweichungen

der geometrischen Optik immer oder fast immer eine Bildverschlechterung bedeuten.

II. Ein einzelner Spalt gibt bei einfarbigem Lichte helle und dunkle Streifen; fällt das Licht senkrecht auf die Spaltebene, so hat man für den k ten dunklen Streifen

$$2) \quad \sin u_k = k \lambda / c.$$

Hier ist λ die Wellenlänge, c die Breite des Spaltes. Es ist bei (2) angenommen, daß die Erscheinung mit einem Fernrohr beobachtet wird, das durch den Spalt hindurch auf die unendlich ferne Lichtquelle gerichtet ist, u_k ist dann der Winkel, den die Richtung nach dem betreffenden Streifen mit der Normalen bildet. Da $k=0$ auf die helle Mitte führt, sind die beiden mittleren dunklen Streifen ($k=\pm 1$) doppelt so weit voneinander entfernt wie zwei andre (etwa $k=1$ und $k=2$). Ersetzt man das einfarbige Licht durch weißes, so treten Spektren auf.

Als Fraunhofer (1821, 1823) statt des einzelnen Spaltes eine große Zahl paralleler Spalten von gleicher Breite und gleichem Abstände — ein Gitter — anwandte, sah er statt der von ihm erwarteten bloßen Verstärkung der Erscheinung eine große Zahl neuer Spektren, in denen er die wenige Jahre vorher beobachteten dunklen Linien wiederfand. Einfarbiges Licht gibt auch hier helle und dunkle Streifen. Nimmt man wieder an, daß das Licht senkrecht auf die Ebene des Gitters fällt, und setzt man die Breite der Spalte c , die der undurchsichtigen Zwischenräume (der Stäbe) d , $c+d=e$ (e heißt die Gitterkonstante), so hat man bei einfarbigem Lichte für die Maxima der Helligkeit:

$$3) \quad \sin u_k = k \lambda / e \quad \text{oder} \quad \sin u = 0, \lambda / e, 2 \lambda / e, \dots$$

Es kann jedoch ein Maximum ausgelöscht werden, wenn es mit einem Minimum zusammenfällt, das ein einzelner Spalt (in ähnlicher Weise ein einzelner Stab) nach (2) ergeben würde. Bei weißem Lichte wird das Maximum für jede Farbe durch (3) bestimmt.

Fällt das Licht nicht senkrecht, sondern unterm Winkel U auf, so tritt an Stelle von (3):

$$4) \quad \sin u_k - \sin U = k \lambda / e \quad [\text{entsprechend für (2)}].$$

Die durch (3) und (4) bestimmten Spektren unterscheiden sich von den durch einen einzelnen Spalt gebildeten dadurch, daß die Maxima für einfarbiges Licht viel schärfer ausgeprägt, die Spektren reiner sind, daher die Sichtbarkeit der Fraunhoferschen Linien. Bei allen Beugungsspektren sind, im Gegensatz zu den prismatischen Spektren, die einzelnen Farben um so stärker von der Ursprungsrichtung abgelenkt, je größer die Wellenlänge ist; die Abstände zwischen zwei Wellenlängen sind dem Unterschiede der Wellenlänge proportional, wogegen beim prismatischen Spektrum dieser Abstand nach dem violetten Ende zu bei gleichem Unterschiede der Wellenlängen größer wird.

Die Einzelheiten der Fraunhoferschen Beobachtungen sind zuerst durch F. M. Schwerd erklärt worden (1835).

Die Fraunhoferschen Gitter sind zur Erzeugung von Spektren, Spektralanalyse, Messung von Wellenlängen usf. vielfach benutzt worden. Man hat sie in zunehmender Feinheit und Regelmäßigkeit hergestellt; es sind hier die Namen F. A. Nobert (1846) und H. A. Rowland (1882) zu nennen; je feiner das Gitter (je kleiner e), um so ausgedehnter nach (3) das Spektrum. Die Rowlandschen Gitter sind häufig nicht auf durchlässigen Platten, sondern auf Spiegelmetall eingeritzt, für die Beugungsspektren eines solchen Spiegelgitters gelten gleichfalls die

Formeln (3) und (4). Durch Benutzung hohler Spiegelflächen erhielt Rowland ohne Zusatz von Linsen auffangbare, photographisch festzuhaltende

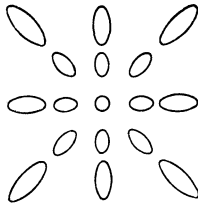


Fig. 2. Beugungsbild. Fig. 2 zeigt die Beugungserscheinung eines Kreuzgitters aus gleich breiten senkrechten und waagerechten Spalten und Stäben.

H. Boegehold.

Näheres, auch Quellenangaben findet man in jedem Lehrbuch der Physik. Die geschichtlich wichtigsten Arbeiten habe ich in der Fraunhofernummer der „Naturwissenschaften“ (14. 6. 1926, 14. Jahrg., S. 533) zusammengestellt. Die Hauptarbeiten von Fresnel sind in den Ostwald'schen Klassikern (Nr. 215) erschienen. Über die Bedeutung der Beugung für optische Instrumente vgl. man die Artikel „Himmelsfernrohr“ und „Mikroskop“, ferner Czapski-Eppenstein Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente. Leipzig. J. A. Barth 1924, bes. S. 308—319, und die dort angeführten Abhandlungen; desgl. Geiger-Scheel. Hdbch. der Physik. Bd. XVIII. Berlin, J. Springer 1927. S. 255—298, 497—516.

Beugung der Röntgenstrahlen. Der Nachweis der Beugung von Röntgenstrahlen ist von Wichtigkeit für die Charakterisierung ihrer Wellennatur. Ältere Versuche von Haga und Wind (1903) und von Walter und Pohl (1908), bei denen das Schattenbild eines engen, keilförmigen Spaltes auf einer photographischen Platte ausgemessen wurde, ergaben wohl eine Andeutung für das Vorhandensein einer Beugung, lieferten jedoch keine deutlichen Interferenzstreifen, wie man heute weiß, wegen der starken Inhomogenität der benutzten Röntgenstrahlen. Bei Verwendung monochromatischer Strahlen gelang es Walter (1924), bei Spaltaufnahmen deutliche Beugungsfransen zu erzielen. Zum ersten Male wurde der Nachweis der Beugung von Röntgenstrahlen in eklatanter Weise von Laue, Friedrich und Knipping (1912) erbracht, welche zeigten, daß beim Durchgang eines eng ausgeblendeten Röntgenstrahlenbündels durch einen Kristall eine scharfe regelmäßige Interferenzfigur entsteht, die sich als Beugungserscheinung an den Atomen des Kristallgitters quantitativ widerspruchslos deuten läßt, und die sowohl für die Messung der Wellenlänge der Röntgenstrahlen wie für die Ermittlung der Kristallstruktur ausgenutzt werden kann. Auch an Strichgittern, die auf Spiegel aus Glas oder Metall eingeritzt sind, läßt sich, wie zuerst Compton und Doan (1925) gezeigt haben, die Beugung von Röntgenstrahlen hervorbringen und zur Wellenlängenmessung verwerten, sofern man Einfallswinkel benutzt, die sich von der streifenden Inzidenz nur um höchstens etwa $20'$ unterscheiden. In diesem Falle zeigen nämlich die Spiegel Totalreflexion, die durch die Gitterstriche in regelmäßiger Weise gestört wird, so daß Interferenzstreifen entstehen.

Behnken.

Beugung des Schalles ist nicht nur theoretisch (auf der Grundlage des Huygensschen Prinzips), sondern auch experimentell namentlich von Rayleigh untersucht worden. Wegen der großen Länge der Schallwellen spielt die Beugung in der Akustik eine

sehr auffallende Rolle, während es in der Optik zu ihrem Nachweis im allgemeinen erst besonderer Maßnahmen bedarf. Ein Schallschatten (s. d.) kann namentlich bei sehr tiefen Tönen nur hinter sehr großen Objekten sicher beobachtet werden. Die Beugung des Schalles an einem Gitter ist von Altberg, einem Schüler Lebedew's, quantitativ untersucht worden. Als Schallquelle diente eine Funkenstrecke, durch welche eine Leydener Batterie unter Vorschaltung einer Selbstinduktion entladen wurde. Mit den Entladungen gehen periodische Änderungen in der Erwärmung der Funkenstrecke, also Luftschwingungen, Hand in Hand. Die Schallintensität hinter dem Gitter wurde mit einem Druckapparat gemessen, und auf diese Weise kann ein Schallspektrum aufgenommen werden. Mit der skizzierten Schallquelle erhielt Altberg Wellenlängen bis zu $0,8$ mm herab. Die Beugung und die mit ihr verbundene Interferenz des Schalles spielt bei Lautsprechern mit großen schwingenden Flächen (Blatt-haller) eine wichtige Rolle. E. Waetzmann. Näheres s. Altberg, Ann. d. Phys. 23, 1907.

Beugungsgitter. Einer der wichtigsten Apparate zur Erzeugung von Spektren ist das auf den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen (s. Beugung) beruhende Beugungsgitter. Es besteht aus einer großen Anzahl äquidistanter Spalte in einem undurchsichtigen Schirm oder von Furchen in einer durchsichtigen oder reflektierenden Platte.

Die Wirkungsweise eines solchen Gitters ergibt sich aus den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen an Spalten. Nehmen wir an, wir haben ein paralleles Strahlenbündel, wie es z. B. durch eine weit entfernte Lichtquelle oder durch eine Linse geliefert wird, die sich um ihre Brennweite entfernt von einer punktförmigen Lichtquelle befindet. Dann sind die Flächen, auf denen die Lichterregung gleiche Phase hat, die sog. Wellenflächen, Ebenen senkrecht zur Strahlenrichtung. Nach dem Huygensschen Prinzip (s. d.) können wir nun die Punkte der Wellenfläche AB (Fig. 1) als neue Lichtzentren auffassen, die nach einem in der Brennebene der Sammellinse L befindlichen Punkte C Strahlen xx' yy' zz' uu' senden. Für jeden Strahl xx' läßt sich aber, wenn das einfallende Bündel hinreichend dick ist, ein anderer uu' finden, für den der Gangunterschied δ eine halbe Wellenlänge ist, so daß die beiden Strahlen sich durch Interferenz vernichten. In jedem Punkte C,

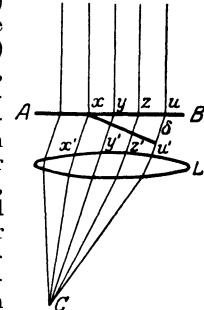


Fig. 1. Beugung.

der nicht der Vereinigungspunkt des einfallenden Parallelstrahlbüschels ist, muß also die Lichtwirkung verschwinden. Das wird jedoch anders, wenn wir in die Wellenebene AB feine Spalte bringen. Wir wollen nur den Fall betrachten, daß wir 4 Spalte in gleichem Abstand haben (Fig. 2). Dann haben wir in einer bestimmten Richtung von der Wellenfläche AB nach dem Huygensschen Prinzip ausgehend 4 Bündel I bis IV. Der erste Strahl

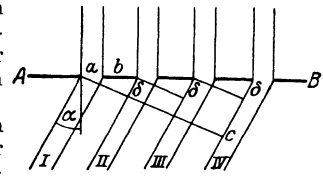


Fig. 2. Beugungsgitter.

Der erste Strahl

des ersten und der erste Strahl des zweiten Büschels haben einen Gangunterschied δ . Ist dieser gleich der Wellenlänge λ des einfallenden Lichtes, ist also

$$\delta = (a + b) \cdot \sin \alpha$$

(wo a die Breite eines Spaltes, b die eines Balkens zwischen den Spalten und α der Beugungswinkel ist), so verstärken sich die Strahlen. Gleichzeitig ist dann der Gangunterschied gegen den ersten Strahl des dritten Büschels 2λ gegen den des vierten 3λ , so daß alle diese Büschel sich verstärken müssen.

Für die Winkel α , bei denen $\delta = \frac{\lambda}{2}$ ist, vernichten

sich erstes und zweites Büschel, für $\delta = \frac{\lambda}{4}$ erstes

und drittes, zweites und viertes Büschel, so daß also zwei Minima zwischen dem vom direkt durchgegangenen Licht herrührenden und dem eben betrachteten Maximum auftreten. Bei sehr vielen Spalten bleiben die oben betrachteten Maxima bei

$$(a + b) \sin \alpha = \lambda$$

erhalten, die Minima werden häufiger und dadurch die Maxima ganz scharf. Ebenso müssen Maxima bei $(a + b) \sin \alpha = 2\lambda, 3\lambda, 4\lambda$ usw. auftreten, die auf beiden Seiten des unabgelenkten Lichtes auftreten und die man als Helligkeitsmaxima erster, zweiter, dritter usw. Ordnung bezeichnet. Da der Winkel, unter dem die Maxima auftreten, von der Wellenlänge abhängig ist, ist das Gitter geeignet, zusammengesetztes Licht zu zerlegen. Die langwelligeren Strahlen werden unter größerem Winkel abgelenkt wie die kurzwelligeren. Der Sinus des Ablenkungswinkels ist der Wellenlänge proportional. Die Trennungsfähigkeit oder auflösende Kraft ist von der Schärfe der Maxima, also der Zahl der beugenden Spalte und von der Ordnung abhängig; sie ist gleich dem Produkt aus der Zahl der Spalte und der Ordnungszahl.

Man hat solche Gitter als durchsichtige Gitter auf Glas oder als Reflexionsgitter auf Spiegelmetall hergestellt. Die Zahl der Spalte ist bis auf 1700 pro Millimeter gesteigert worden. Von Rowland sind zuerst auch Gitter auf sphärischen Hohlspiegeln, sog. Konkavgitter, hergestellt worden, bei denen die Furchen die Schnittlinien einer Schar äquidistanter Ebenen mit der Hohlspiegelfläche bilden. Diese Gitter gestatten eine besonders einfache Verwendung als Spektralapparat. Eine weitere Art von Beugungsgittern s. u. Stufengitter.

Über die Verwendung der Gitter zur Erzeugung von Spektren s. Gitterspektroskope (s. a. Beugung des Lichtes).

L. Grebe.

Näheres s. Handbuch der Physik von Geiger u. Scheel. Bd. XX. — Handbuch der Spektroskopie von H. Kayser. Bd. 1.

Beugungsspektrum s. Beugung.

Beweglichkeit der Gasionen. Wenn Ionen in einem Gase der Wirkung eines elektrischen Feldes ausgesetzt werden, so werden sie auf jeder freien Weglänge in der Richtung des Feldes beschleunigt. Bei dem darauffolgenden Zusammenstoß mit einem Gasmolekül wird die in der Feldrichtung erlangte Geschwindigkeitskomponente zum Teil auf das getroffene Molekül übertragen, so daß nach dem Stoß irgendeine andere Geschwindigkeitsrichtung vorhanden ist und die Bewegung eines einzelnen Ions ebenso unregelmäßig verläuft wie die Wärmebewegung der Gasmoleküle selbst. Theorie und Versuch haben jedoch gezeigt, daß die Integration über eine große Menge von Ionen eine der wirkenden Feldstärke E proportionale Wande-

lungsgeschwindigkeit v ergibt, daß also $v = k \cdot E^2$, wenn die Masse der Ionen der Masse der Moleküle des Gases, in dem sich das Ion befindet, annähernd gleich ist. Der Proportionalitätsfaktor k heißt die Beweglichkeit des Ions, die meist in cm/sec in einem Feld von 1 Volt/cm gemessen wird. Ist die Masse des Gasions sehr viel größer (z. B. Hg-Ion in Wasserstoff) oder sehr viel kleiner (z. B. H-Ion in Quecksilberdampf oder vor allem Elektron in irgendeinem Gas) als die Masse der Gasmoleküle, so ergeben sich ganz andere Gesetzmäßigkeiten und der Begriff der Beweglichkeit ist nicht mehr anwendbar (s. Elektronenströmung). Die Beweglichkeit ist umgekehrt proportional der Gasdichte und für positive Ionen in der Regel etwas kleiner als für negative. Doch sind neuerdings auch theoretisch begründete Ausnahmen zu dieser Regel festgestellt.

Die folgende Tabelle gibt einige Zahlenwerte der Beweglichkeiten von Ionen in den Gasen, aus denen sie entstanden sind, bei Atmosphärendruck. Die Gase waren trocken. In feuchten Gasen sind die Beweglichkeiten in der Regel etwas geringer.

Gas	k_+	k_-	Molekulargewicht
Luft	1,36	1,87	—
Wasserstoff	6,70	7,95	2
Sauerstoff	1,32	1,83	32
Stickstoff	1,27	1,84	28
Kohlendioxyd	0,76	0,99	44
Benzol	0,18	0,21	78

Hiernach ist die Beweglichkeit der Ionen um so kleiner, je schwerer sie sind. Die positiven Ionen entstehen von vornherein als Masseionen, die negativen dagegen als Elektronen, die sich je nach der Gasart, Gasdichte usw. mehr oder weniger schnell an Gasmoleküle anlagern und so negative Masseionen bilden. In reinsten Edelgasen unterbleibt diese Anlagerung. Der Begriff der Beweglichkeit ist in diesem Falle für die negativen Ladungen, die Elektronen, nicht anwendbar. Sowohl die positiven als auch die negativen Ionen umgeben sich vielfach mit Hüllen elektrostatisch angezogener Gasmoleküle. Sehr schwere und sehr langsame Gasionen entstehen in der Atmosphäre durch Anlagerung der Gasionen an Staub- oder Rußteilchen; sie heißen nach ihrem Entdecker Langevinionen (s. d.). Noch größere „Ionen“ werden künstlich dadurch erzeugt, daß feine schwebende, mikroskopisch sichtbare Teilchen von Metallen, Wasser oder Öl durch Zerstäubung hergestellt und durch ein oder mehrere Elektronen geladen werden. Werden sie in ein bekanntes elektrostatisches Feld gebracht, so läßt sich aus ihrer Geschwindigkeit in diesem Felde ihre Ladung, wenn diese also aus einem Elektron besteht, die Größe der Ladung eines Elektrons berechnen, wenn ihre Masse, ihr Durchmesser und der Reibungskoeffizient des umgebenden Gases bekannt sind. *Güntherschulze.* Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XV, Julius Springer, Berlin. 1927.

Beweglichkeit der Ionen s. Leitvermögen der Elektrolyte.

Bewegungsgesetze s. Impulsätze.

Bewegungsgleichungen der Flüssigkeiten s. Eulersche Gleichungen, Lagrangesche Gleichungen, Navier-Stokessche Gleichungen.

Bewegungsgröße s. Impuls.

Bewegungsnachbild. Nach längerer Betrachtung bewegter Objekte, deren Bild in gleichmäßigem Fluß und in gleicher Richtung über die Netzhaut hingeleitet, erscheinen ruhende Gegenstände, deren Bilder mit denselben Netzhautstellen gesehen werden, in einer der vorher beobachteten entgegengesetzten scheinbaren Bewegung: sog. negatives Bewegungsnachbild. Diese Erscheinung ist von Beobachtungen im fahrenden Eisenbahnwagen sowie vom sog. Uferphänomen her wohl ziemlich allgemein bekannt. Experimentell ist sie z. B. leicht erzeugbar, wenn man eine um ihren Mittelpunkt rotierende stern- oder strahlenförmige Figur bei passend gewählter Rotationsgeschwindigkeit längere Zeit betrachtet und sie dann plötzlich anhält. Besonders eindringlich ist das Phänomen im Plateauschen Versuch mit der rotierenden Spirale, zumal wenn man allzu starke Helligkeitskontraste zwischen der Spirale und dem Untergrund vermeidet. Während der Rotation hat man, je nach der Drehungsrichtung, den Eindruck, daß von dem (fixierten) Zentrum der Spirale aus fortwährend neue Ringe entstehen, sich erweitern und sich nach außen schließlich verlieren, oder daß die Ringe von der Peripherie her konzentrisch zusammenschrumpfen. Nach Anhalten der Spirale sieht man an dieser oder auch an anderen großen Objekten die umgekehrt gerichtete Erscheinung. Auch über die Beobachtung positiver Bewegungsnachbilder liegen einzelne Angaben vor. Eine erschöpfende Erklärung des Phänomens steht zur Zeit noch aus.

Dittler.

Näheres s. v. Szily, Zeitschr. f. Psychologie, Bd. 38, S. 81. 1905.

Bewegungsschraube. Jede allgemeine, räumliche Lagenänderung eines starren Körpers läßt sich auf eine sog. *Bewegungsschraube*, *Schraubung* oder *Schraubenbewegung* zurückführen, d. h. man kann die Lagenänderung erzeugen durch Rotation um eine ganz bestimmte Achse (*Zentralachse* der Bewegungsschraube) und eine darauffolgende Translation von der Richtung der Rotationsachse.

Auf genau entsprechende Weise läßt sich auch der Geschwindigkeitszustand eines starren Körpers beim allgemeinen Falle der räumlichen Bewegung in jedem Augenblicke durch eine sog. *Geschwindigkeitsschraube* darstellen. Dabei wird der augenblickliche Geschwindigkeitszustand des starren Körpers ersetzt durch eine Rotation um die *Zentralachse* oder *Schraubenachse* des Geschwindigkeitszustandes von der Winkelgeschwindigkeit ω und eine Translationsgeschwindigkeit v_a parallel zur Zentralachse. Ist a der Einheitsvektor ($a^2=1$) in der Richtung der Zentralachse, so ist dann $\delta=\omega a$ und $v_a=v_a \cdot a$. Sei r_0 der Ortsvektor eines Punktes der Zentralachse (deren Gleichung $r=r_0+\lambda a$), so ist die augenblickliche Geschwindigkeit v eines beliebigen Punktes des starren Körpers, der in dem betreffenden Zeitpunkt t den Ortsvektor r hat, gleich

$$v = v_a + [\delta (r - r_0)].$$

Es gibt somit keinen ruhenden Punkt, es sei denn, daß eine reine Rotation vorliegt ($v_a=0$).

Im Falle der allgemeinen, räumlichen Bewegung ändert die Zentralachse dauernd ihre Lage und Richtung, ebenso ist die Größe der Translationsgeschwindigkeit sowie der Betrag der Winkelgeschwindigkeit um die Zentralachse veränderlich.

Zwischen dem Geschwindigkeitszustand eines starren Körpers und einem am starren Körper an-

greifenden Kräftesystem bestehen sehr weitgehende Analogien. Zu den verschiedenen Reduktionsmethoden für Kräftesysteme (s. Kräfte-Reduktion) gibt es genau entsprechende „Reduktionen der Geschwindigkeitszustände“. So entspricht z. B. die oben erwähnte Geschwindigkeitsschraube der sog. Kraftschraube. Der Reduktion eines Kräftesystems auf ein Kraftkreuz (s. Kräfte-Reduktion) entspricht der Ersatz eines allgemeinen Geschwindigkeitszustandes durch Rotationen um zwei, i. a. windschiefe Achsen usw. Bei der Zusammensetzung von endlich großen Lagenänderungen ist zu beachten, daß endliche Rotationen nicht wie Kräfte zusammengesetzt werden können. Dabei ist auch die Reihenfolge der Einzelrotationen von Bedeutung. Dagegen können kleine Rotationen und somit auch Winkelgeschwindigkeiten wie Kräfte zusammengesetzt werden.

F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912 oder Heun, Kinematik, Leipzig 1906.

Bewegungswiderstand von Körpern in Flüssigkeiten. Über Widerstand im Sinne von Druckverlust beim Strömen durch ganz oder teilweise von Wänden begrenzte Gerinne s. Druckabfall. Über induzierten Widerstand und Widerstand von Profilen mit scharfer Hinterkante s. Tragflügeltheorie, Auftrieb und induzierter Widerstand.

Die nachstehenden Ausführungen schließen wichtige Erscheinungen betr. den Widerstand von Körpern, die an einer freien Oberfläche oder in der Nähe einer solchen bewegt werden, nicht mit ein; darüber ist gesondert unter Schiffswiderstand gehandelt. Die dortigen Ausführungen bilden eine notwendige Ergänzung, da erst die vielfachen Zusammenhänge ein geschlossenes Bild des Bewegungswiderstandes abgeben. Die getrennte Behandlung ist aus mehrfachen Gründen für zweckmäßig erachtet worden.

Die Untersuchungen (zuerst wohl von Green und Dirichlet) über die gleichförmig translatorische Bewegung eines Körpers in einer idealen Flüssigkeit ergeben unter der Voraussetzung, daß die Flüssigkeit wirbelfrei mit stetiger Geschwindigkeits- und Druckverteilung strömt und der Körperoberfläche überall folgt, keinen Widerstand des Körpers bei der Bewegung (s. d'Alembertsches Paradoxon).

Helmholtz und Kirchhoff konnten durch Zulassung von Diskontinuitätsflächen (s. d.) hinter dem Körper, zwischen denen die Flüssigkeit sich als starrer Körper (sog. „Totwasser“) bewegen sollte, in reibungsloser Flüssigkeit einen Widerstand errechnen. Diese Methode ist dem Fortschritt der funktionentheoretischen Erkenntnis entsprechend durch Levi-Civita, Cisotti, Villat u. a. vervollkommen worden (s. u. a. Strahl, Bobileffs Problem), doch stellt sie noch keine befriedigende und keine zahlenmäßig mit den Beobachtungen übereinstimmende Lösung dar. Sie ergibt zu kleine Widerstände.

Prandtl's Grenzschichttheorie (s. Grenzschicht), für die die mit kleiner Reibung vorausgesetzte Flüssigkeit am Körper haftet, ist dann anwendbar (z. B. bei sehr dünnen, längs angeströmten oder in ihrer Ebene rotierenden Platten), wenn es sich um den Oberflächenreibungswiderstand (s. w. u.) an Körpern bis zur Stelle der Ablösung (s. d.) handelt. Sie führt nicht nur, solange die Grenzschicht laminar bleibt, in den nach dieser Theorie bisher durchgerechneten Fällen der Platte und des Zy-

linders (s. Dissertationen von Blasius, Hiemenz, Tollmien, sowie Aufsatz Pohlhausen, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 1921), sondern auch mit den aus Beobachtungen herein- genommenen Daten über eine „turbulent ge- worden“ Grenzschicht (s. Karman, Z. f. a. M. u. M. 1921, Burgers und van der Hegge- Zynen, Mededel. Nr. 5/6 Labor. Aerod. en Hydrod. Techn. Hoogesch. Delft, Eisner, Schiffbau 1930) zu sehr brauchbaren Ergebnissen. Sie sagt aber über die Druckverteilung hinter dem Körper, nach- dem die Ablösung (s. d.) der „gesunden“ Strömung erfolgt ist, und den dadurch bedingten sehr erheb- lichen Teil des zu beobachtenden Körperwider- standes nichts aus.

Andererseits gelang es Karman, durch rechnerische Behandlung der nach ihm benannten Wirbelstraße (s. d.), die man sich etwa als aus den Wirbeln der Grenzschicht gebildet, bzw. als aus den als Wirbelschichten (s. d.) aufzufassenden Diskontinuitätsflächen „aufgerollt“ zu denken hat, falls die Verteilung der Wirbel hinter einem Körper aus der Beobachtung bekannt ist und gewissen Stabilitätsanforderungen genügt, einen Wirbelwider- stand zu errechnen (ebene Bewegung voraus- gesetzt). Dieser läßt sich den jeweiligen Erfahrungs- werten anpassen; es ist jedoch nicht möglich, die Anordnung und Stärke der Wirbel aus der Körper- form zu bestimmen oder etwa — da es sich auch hier ansatzgemäß um reibungslose Flüssigkeit handelt — eine Abhängigkeit von der Reynold- schen Zahl (s. d.) zu errechnen, wie sie die Beob- achtungen ergeben.

Die Bewegungsgleichungen (s. d.) der zähen inkompressiblen Flüssigkeit bei stationärer Trans- lation einer kleinen Kugel (über das bei einem Zylinder auftretende Paradoxon s. Lamb, Hydro- dynamik) oder eines Ellipsoides usw. sind nur unter Vernachlässigung der Trägheits- bzw. quadratischen Glieder (Stokes, Whitehead u. a.) oder aber der „halbquadratischen“ Glieder (Oseen, Zeilon) zu einer Lösung geführt worden, d. h. nur für ganz lang- same Bewegung bzw. kleine Körper oder Größen- ordnungen der Reynoldsschen Zahlen (s. d.) bis etwa 5, wie sie in der physikalischen Chemie vor- kommen, während die technisch wichtige Größen- ordnung etwa 50000 und mehr beträgt. Die Stokesche Lösung für die Kugel ergibt z. B. einen mit der Fortschrittggeschwindigkeit proportio- nalen Widerstand, während die Oseenseche Ver- besserung noch ein kleines in der Geschwindigkeit quadratisches Zusatzglied ergibt. Näheres s. Oseen, Hydrodynamik; Eisner, Das Widerstandsproblem, Int. Kongreß f. T. Mechanik, Stockholm 1930.

Auch insofern haben die Bewegungsgleichungen der zähen Flüssigkeit jedenfalls generell einen guten Einblick vermittelt, als sie mit Ähnlichkeits- betrachtungen zum Reynoldsschen Ähnlichkeits- gesetz (s. d.) führen, das für den Widerstand in- folge der Zähigkeitsspannungen von außerordent- licher Wichtigkeit ist (s. u.).

In dem vorstehenden kurzen Überblick über den derzeitigen Stand der Theorie, über den Genaueres unter den mit Hinweisen versehenen Stichwörtern, bei den genannten Autoren oder in Lehrbüchern der Hydrodynamik bzw. in den Handbüchern der Physik nachgelesen werden mag, ist bereits an- gedeutet worden, daß der gesamte Widerstand eines in einer Flüssigkeit bewegten Körpers den Entstehungsursachen gemäß bzw. aus Gründen, die

z. T. in dem dargelegten heutigen Unvermögen der Theorie ihre Ursache haben, zweckmäßig in einzelne Teile zerspalten wird. Für die Widerstandskraft allgemein gilt der Newtonsche Ansatz $W = c_w \cdot F \cdot q$

mit $q = \gamma \frac{v^2}{2g}$ als Staudruck (s. d.) und F = einer

zweckmäßig gewählten Bezugsfläche; doch ist der Beiwert c_w für die einzelnen Teile des Widerstandes je nach den Gesetzen, denen der Widerstand seinen Ursachen gemäß folgt, verschieden groß und von v bzw. von dimensionslosen Kennzahlen in verschiedener Weise abhängig. In einigen allerdings wichtigen Fällen ist c_w nahezu als konstant anzu- sehen. (Näheres s. u. sowie bei den übrigen er- wählten Stichwörtern.)

Da (s. o.) von dem Widerstand hier abgesehen werden soll, der durch Beeinflussung einer freien Flüssigkeitsoberfläche (s. Wellenwiderstand, Schiffs- widerstand) in idealen und zähen Flüssigkeiten auftritt, wenn der Körper nahe der Oberfläche oder (bei Schiffen) unmittelbar an der Oberfläche bewegt wird, so verbleiben zwei in der Zähigkeit der Flüssigkeit begründete Widerstandsanteile übrig:

1. Der durch Schubspannungswirkung an der Körperoberfläche zustande kommende Flächen- oder Reibungswiderstand (s. d.), wie er allein bei ganz dünnen, keine Verdrängung aufweisenden Platten auftritt und

2. der infolge Ablösung (s. d.) und „Totwasser“ bzw. Wirbelbildung hinter dem Körper im wesent- lichen in Druckunterschieden zwischen vorn und hinten sich zeigende Ablösungs- oder Wirbelwider- stand.

Aus der Form, d. h. der Verdrängung des Körpers resultiert infolge der Geschwindigkeitsverteilung und Stromlinienform längs des Körpers außer dem Wirbelwiderstand eine Änderung des Reibungs- widerstandes in dem Sinne, daß nicht dasselbe beobachtet wird, wie bei einer dünnen Platte gleicher Oberflächenbeschaffenheit und gleicher Flächengröße bei gleicher Fortschrittggeschwindig- keit. Dann wird der Reibungswiderstand, wie er an einer dünnen Platte gleicher Flächengröße und Oberflächenbeschaffenheit auftreten würde, für sich betrachtet und der Überschuß des wirklichen Reibungswiderstandes über dieses Maß hinaus mit dem Wirbelwiderstand (und Wellenwiderstand) zu- sammen häufig als Formwiderstand oder in be- stimmtem Zusammenhang als Restwiderstand (s. d.) bezeichnet. Versuchstechnisch ist jedoch eine strenge Trennung, wie aus vorstehendem hervor- geht, infolge der Abhängigkeit der einzelnen Wider- standsanteile nicht möglich.

Nachstehend seien an Hand weniger charakte- ristischer Figuren einige experimentelle Daten gegeben, während für Einzelheiten auf die Handbücher der Physik, auf die „Ergebnisse der Aerodynamischen Ver- suchsanstalt Göttingen“, die Mitteilung der Preuß. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Heft 4 und den Stockholmer Vortrag von Eisner, 1930 u. a. verwiesen wird. Fig. 1 zeigt nach Schuster Rotationskörper, die von rechts gleich stark an-

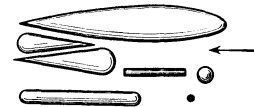


Fig. 1. Rotationskörper mit gleich großem Widerstand bei gleicher Anblas- geschwindigkeit.

von rechts gleich stark an-

geströmt alle gleich großen Widerstand besitzen; nur die kleine schwarze Fläche ist als eine ebene, senkrecht angeströmte Kreisplatte zu denken, die in der Figur in die Zeichenebene umgeklappt ist. Fig. 2 zeigt den Widerstand einer Kugel und einiger Rotations-

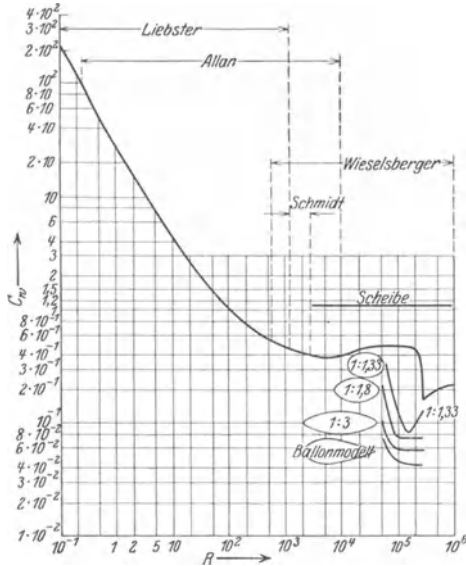


Fig. 2. Widerstand von Scheibe, Kugel und verschiedenen Ballonmodellen; c_w über $\frac{vd}{\nu}$ (doppelt logarithmisch).

körper, Widerstandsbeiwert c_w über der Reynoldsschen Zahl logarithmisch aufgetragen. Alle neueren Ergebnisse sind zusammengefaßt in den 3 Figuren zum Stockholmer Vortrag, von denen hier nur eine unter „Reibungswiderstand“ (s. d.) mitgeteilt ist. Fig. 3 stellt den Widerstandsbeiwert über der

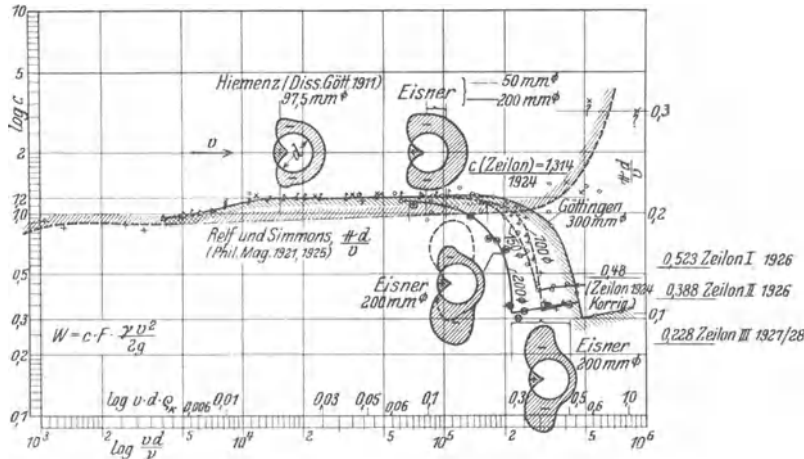


Fig. 3. Ausschnitt aus der Widerstandskurve des Kreiszyinders.

Reynoldsschen Zahl für einen Kreiszyylinder mit zugehöriger Druckverteilung dar. Hinsichtlich der Diskussion dieser Kurven (z. B. Gebiet der Laminarströmung, Übergang zu turbulenter Strömung, Gebiet der Kármánschen Wirbelstraße, Gebiet eines wahrscheinlich quasistationären Kielwassers usw.) muß auf die angegebenen Stichwörter und die

Fachliteratur verwiesen werden. Hier möge nur auf den plötzlichen Abfall des Widerstandsbeiwertes zwischen etwa $R=10^4$ bis 10^6 und die damit verbundene Umbildung der Druckverteilung („kritische Reynoldssche Zahl“) aufmerksam gemacht werden, die mit dem „Turbulentwerden“ der Grenzschicht und einer Verlagerung der Ablösungsstelle zusammenhängt. Durch Absaugung oder Fortspülung von Grenzschichtmaterial oder durch eine Umlaufbewegung der Körperoberfläche (Flettner-Rotor, Magnus-Effekt) kann die Größe des Körperwiderstandes wesentlich beeinflusst werden. Bringt man die Ablösung durch Anbringung von Vorsprüngen oder Rauigkeiten bestimmter Art (umgelegter Draht o. ä.) an eine bestimmte Stelle, so kann die Größe der kritischen Reynoldsschen Zahl wesentlich beeinflusst werden. Wegen des großen Einflusses der Rauigkeit der Oberfläche auf c_w gelten analoge Überlegungen wie hinsichtlich der Rauigkeit (s. d.) in Rohren. *Eisner.*

Bewölkung. Grad der Bedeckung der sichtbaren Himmelsfläche mit Wolken. Da sie die Einstrahlung wie die Ausstrahlung hemmt, so ist sie von größtem Einfluß auf den Wärmehaushalt der Erde. Durch Beobachtung wird geschätzt, wieviel Zehntel des Himmels mit Wolken bedeckt sind, während die Dicke der Wolkenschicht durch die Exponenten 0, bzw. 1 oder 2 angegeben wird. So bedeutet z. B. 10^0 Bedeckung eines Zehntels des Himmels mit zartem Wolkenschleier, 5^2 Bedeckung der Hälfte des Himmels mit dicken Wolken, 10^1 Bedeckung des ganzen Himmels mit Wolken mäßiger Dicke.

Als heitere Tage werden in Deutschland solche gezählt, deren Bewölkung im Mittel den Wert 2 nicht erreicht, als trübe Tage solche mit einer Bewölkung von mehr als 8. Die Bewölkung ist am größten über den Meeren und in den Küstengegenden hoher Breiten. Sie erreicht Minima in der Nähe der Wendekreise und nimmt nach dem Äquator hin wieder zu. An den Luvseiten der Gebirgszüge ist sie meist größer als an den Leeseiten.

Der tägliche Gang der Bewölkung ist in den einzelnen Erdstrichen sehr verschieden. Da jede einzelne Wolkenform zudem eine andere tägliche Periode hat, so ist der Gang ziemlich kompliziert. Die Wolkenform des aufsteigenden Luftstroms, vor allem die Kumuluswolken (s. Wolken), haben ihr Maximum meist um die Mittags- und Nachmittagsstunden. Der jährliche Gang verläuft meist parallel mit dem jährlichen Gange des Regenfalls; es kommen jedoch auch Fälle vor, in denen beide Perioden einen völlig entgegengesetzten Gang aufweisen. *O. Baschin.*

Näheres s. J. v. Hann-R. Siring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Biegsame Welle. Raschlaufende Dampfturbinen haben minutliche Umdrehungszahlen von 9000 bis 30000. Schon die geringste Exzentrizität der Radscheibe ergibt bei diesen Tourenzahlen gewaltige Fliehkräfte, denen keine starre Welle standhält. Laval dimensionierte die Welle lang und schwach und löste dadurch das Problem der Festigkeit glänzend. Ein auf einer biegsamen Welle mit geringer Exzentrizität befestigter Körper führt eine Bewegung aus, die sehr wesentlich von der Schwingungsdauer der Welle, also ihrer Elastizität abhängt. Bei der kritischen Tourenzahl, wo die Schwingungsdauer der Welle gleich der Zeit einer Umdrehung ist, liegt die Gefahr der Zerstörung vor. Die kritische Tourenzahl beträgt

$$n_k = 300 \sqrt{\frac{P}{Q}}$$

worin P jene Kraft ist, die, als Biegebelastung an der ruhenden Welle angebracht, eine Ausbiegung von 1 cm hervorbringen würde, und das Gewicht des Turbinenrades mit Q bezeichnet ist. Dünne Wellen haben eine lange Schwingungsdauer und daher niedrig liegende kritische Tourenzahlen. Die Theorie der elastischen Welle ist erstmals von A. Föppl aufgestellt worden. *L. Schneider.*

Biegung (s. auch die Artikel „Balken und Stäbe“ sowie „Plattentheorie“).

Die *Biegungstheorie* befaßt sich mit den Spannungen und Verzerrungen von Stäben und Schalen für solche Formänderungszustände, bei denen die Gestalt der Stabachse bzw. der Schalenmittelfläche geändert wird. Die Formänderungszustände von ebenen Platten, bei denen die Verschiebungen der Punkte der Plattenmittelebene nur in der Plattenebene, nicht aber aus dieser heraus erfolgen, werden unter der Bezeichnung *Plattenreckung* zusammengefaßt. Bei geraden Stäben entspricht der Reckung die Dehnung oder Stauchung (s. Balken und Stäbe, a 1) durch eine in der Stabachse wirkende Zug- oder Druckkraft. Im allgemeinen Fall geschieht die Formänderung durch die gleichzeitige Wirkung aller Einflüsse, d. h. von Normal- und Querkraft sowie Biege- und Torsionsmomenten beim Stab, bzw. durch Reckung und Biegung bei Platten. Bei kleinen Formänderungen kann man die gesamten Spannungen und Verschiebungen durch Superposition der oben genannten Einzeleinflüsse erhalten.

1. **Stabbiegung durch Kräftepaare:** Für einen isotropen, prismatischen Balken, dessen Material dem Hookeschen Gesetze folgt und der nur durch zwei an seinen Enden angreifende entgegengesetzt gleiche Kräftepaare beansprucht ist, kann man leicht die exakte Lösung der Grundgleichungen der Elastizität angeben. Sei (O, x, y, z) ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen Ursprung (o, o, o) in den Schwerpunkt der von der Ebene z = 0 ausgeschnittenen Querschnittsfigur fällt, die z-Achse in die Achse des Balkens, die x- und y-Achse in die Trägheitshauptachsen des Querschnitts. Die Verschiebungskomponenten parallel zu den Koordinatenachsen seien für einen beliebigen Punkt (x, y, z) mit u, v, w bezeichnet. Dann ist der Verschiebungszustand, solange die Verschiebungen klein sind, durch die drei Gleichungen (1) gegeben.

$$(1) \quad u = \frac{z^2 + \frac{x^2 - y^2}{m}}{2\varrho}, \quad v = + \frac{xy}{m\varrho}, \quad w = - \frac{xz}{\varrho}.$$

Die Komponenten der Verzerrung (s. Verzerrungszustand) ergeben sich daraus zu

$$(2) \quad \begin{cases} \epsilon_x = \epsilon_y = \frac{x}{m\varrho}, & \epsilon_z = - \frac{x}{\varrho} \\ \gamma_{zx} = \gamma_{xy} = \gamma_{yz} = 0, & e = - \frac{m-2}{m} \cdot \frac{x}{\varrho} \end{cases}$$

und die Komponenten des Spannungstensors (s. Hookesches Gesetz)

$$(3) \quad \sigma_z = - \frac{x E}{\varrho}, \quad \sigma_x = \sigma_y = \tau_{yz} = \tau_{zx} = \tau_{xy} = 0.$$

Die Schnittkraft $\mathfrak{S} = \int \hat{s}_z dF = 0$ verschwindet, weil nach Voraussetzung $\int x dF = \int y dF = 0$ ist. Der Spannungszustand mit den Komponenten $\hat{s}_x = \hat{s}_y = 0, \hat{s}_z = \sigma_z e_z$ ist daher einem Schnittmoment (s. Spannungsergebnisse und Spannungsmomente)

$$\mathfrak{M} = - \int_F [x e_z] \frac{x E}{\varrho} dF = M_y e_y$$

statisch gleichwertig. Da x, y in die Trägheitshauptachsen fallen, ist $\int x y dF = 0$ und die Momentkomponente um die x-Achse verschwindet ($M_x = 0$). Das Torsionsmoment M_z verschwindet identisch. Es verbleibt also nur ein Biegemoment um die y-Achse

$$(4) \quad M_y = + \frac{E J_y}{\varrho},$$

worin $J_y = \int x^2 dF$ das Trägheitsmoment der Querschnittsfläche F bezüglich der Hauptachse y bedeutet.

Den durch die obigen Gleichungen beschriebenen Fall nennt man deswegen „*reine Biegung um die Hauptachse y*“ des Querschnitts. Nach den Gleichungen (2) und (3) sind Dehnungen und Spannungen proportional der Entfernung x von der „Biegeachse“ y. Die Elemente der Ebene x = 0 erleiden keine Dehnungen und keine Spannungen. Die Ebene x = 0 heißt deswegen *neutrale Ebene* oder *neutrale Schicht*, die z-Achse auch *neutrale Faser*, die y-Achse Nulllinie. Auf der einen Seite der neutralen Schicht (x < 0, wenn $M_y > 0$) erleiden alle „Längsfasern“ Zugspannungen und positive Dehnungen, auf der anderen Seite (x > 0, wenn $M_y > 0$) Druckspannungen und Verkürzungen. Die größten Biegespannungen treten in den am weitesten von der Nulllinie x = 0 entfernten Elementen auf. Ihre Größe ist

$$(5) \quad \max_{\min} \sigma = + \frac{M_y}{W_{y'}} \quad \text{bzw.} \quad - \frac{M_y}{W_{y''}}$$

worin $W_{y'} = \frac{J_y}{e'}$, $W_{y''} = \frac{J_y}{e''}$ die sog. *Widerstandsmomente* des Querschnitts bezüglich der y-Achse und e' bzw. e'' die Abstände der beiden „äußersten Fasern“ von der Nulllinie sind.

Die Balkenachse (x = y = 0) erleidet die Verschiebungen $u = \frac{z^2}{2\varrho}, v = w = 0$, d. h. sie geht durch die Biegung näherungsweise in einen Kreisbogen vom Halbmesser

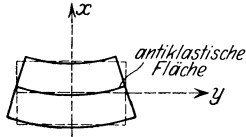
$$(6) \quad \varrho = \frac{E J_y}{M_y}$$

über, den man als *Biegungslinie* oder *elastische Linie* bezeichnet. Die neutrale Ebene x = 0 geht durch die Verschiebungen

$$(7) \quad u = \frac{z^2 - \frac{y^2}{m}}{2\varrho}, \quad v = w = 0$$

in die sog. *antiklastische Fläche* über (vgl. die untenstehende Figur). Die beiden Hauptkrümmungen der antiklastischen Flächen verhalten sich wie 1: $\left(-\frac{1}{m}\right)$. Die Querschnitte $z = \text{konst.}$ sind auch noch nach der Biegung eben und normal auf der verbogenen Stabachse. Die Gestaltänderung der Querschnittsfiguren ist leicht aus den Gleichungen (1) abzulesen. Sie ist für einen Rechteckquerschnitt in der Figur angedeutet.

Bei Biegung des Balkens um die zweite Trägheitshauptachse x erhält man genau entsprechende Gleichungen, welche aus (1) bis (7) hervorgehen, wenn man dort x durch $+y$, y durch $-x$ usw. ersetzt. Bei Biegung um eine beliebige Schwerachse des Querschnitts erhält man die betreffenden Werte (kleine Verschiebungen vorausgesetzt) durch Superposition aus den entsprechenden Teilwerten für die beiden Biegemomentenkomponenten in den Hauptachsrichtungen.



Antiklastische Fläche bei der reinen Biegung.

2. Plattenbiegung durch Kräftepaare. Die in 1. angedeutete Lösung für die Biegung eines prismatischen Stabes durch Biegemomente um die Querschnittshauptachsen läßt sich leicht auf den Fall der reinen Biegung einer ebenen Platte verallgemeinern. Liegen die x - und die y -Achse eines kartesischen Koordinatensystems $(0, x, y, z)$ in der Plattenmittelebene ($z=0$) und sind die Seitenflächen der Platte durch die Ebenen $z = \pm h/2$ gegeben, so ist der Verschiebungszustand für den genannten Belastungsfall durch die Gleichungen

$$(8) \quad \begin{cases} u = -\kappa_x xz, & v = -\kappa_y yz \\ w = +\frac{\kappa_x}{2} x^2 + \frac{\kappa_y}{2} y^2 + \frac{\kappa_x + \kappa_y}{2(m-1)} z^2 \end{cases}$$

beschrieben. Die Plattenmittelebene $z=0$ geht in die antiklastische Fläche

$$(9) \quad w(x, y, 0) = \frac{1}{2} (\kappa_x x^2 + \kappa_y y^2)$$

über. Die Konstanten κ_x und κ_y haben eine einfache geometrische Bedeutung. Sie sind die Hauptkrümmungen der Fläche (9).

$$(10) \quad \kappa_x = \frac{1}{\rho_x} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad \kappa_y = \frac{1}{\rho_y} = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}.$$

Die Querschnitte bleiben eben und normal zur verbogenen Mittelebene, die Verteilung der Biegespannungen über die Querschnitte ist linear, insbesondere sind die auf Querschnitte $x = \text{konst.}$, bzw. $y = \text{konst.}$ ausgeübten Spannungen

$$(11) \quad \begin{cases} \sigma_x = \frac{-E m^2}{m^2 - 1} \left(\kappa_x + \frac{\kappa_y}{m} \right) z \\ \sigma_y = \frac{-m^2 E}{m^2 - 1} \left(\kappa_y + \frac{\kappa_x}{m} \right) z. \end{cases}$$

Alle übrigen Komponenten des Spannungstensors bezüglich $(0, x, y, z)$ verschwinden.

Die auf einen Streifen von Einheitsbreite und Plattenhöhe h ausgeübten Spannungen sind einem Biegemoment G statisch gleichwertig (s. Spannungsergebnisse und Spannungsmomente), da die Spannungsergebnisse T, S, N und das Verdrillungsmoment H für alle Schnittebenen ($x = \text{konst.}$

und $y = \text{konst.}$) verschwinden. Man findet

$$(12) \quad \begin{cases} G_x = -\int_{-h/2}^{+h/2} z \sigma_x dz = +D \left(\kappa_x + \frac{\kappa_y}{m} \right) \\ G_y = -\int_{-h/2}^{+h/2} z \sigma_y dz = +D \left(\kappa_y + \frac{\kappa_x}{m} \right), \end{cases}$$

worin $D = \frac{m^2 E}{m^2 - 1} \frac{h^3}{12}$

die sog. Plattensteifigkeit bedeutet. Der Zusammenhang zwischen den Spannungen und Biegemomenten entspricht genau den entsprechenden Beziehungen beim Balken. Es ist

$$(13) \quad \begin{cases} \sigma_x = -\frac{12z}{h^3} G_x \\ \sigma_y = -\frac{12z}{h^3} G_y, \end{cases}$$

d. h. nach unseren Vereinbarungen erzeugen positive Spannungsmomente G_x und G_y auf der Seite der negativen z positive, d. h. also Zugspannungen.

3. Stabbiegung durch Querkräfte. Für prismatische Balken, welche durch an ihrem Ende angreifende Kräfte gebogen werden, kann man die exakte Lösung der elastischen Grundgleichungen angeben, wenn der Balkenquerschnitt gewisse einfache Formen hat (Kreis, Kreisring, Ellipse, Rechteck). Bei Biegung um eine der Trägheitshauptachsen des Querschnitts (z. B. wenn die Kraft parallel zur x -Achse ist, M_y um die y -Achse dreht) besteht die gleiche Beziehung zwischen Moment und Krümmung der Stabachse, wie bei reiner Biegung. Es gilt mit den gleichen Bezeichnungen wie in Gleichung (6)

$$(14) \quad \frac{1}{\rho_y} = \frac{M_y}{E J_y}.$$

Die Biegespannungen und Längsdehnungen sind auch hier proportional dem Abstände des betreffenden Elements von der neutralen Schicht, welche gleichfalls parallel der Biegeschneise x durch den Querschnittsschwerpunkt geht. Die neutrale Ebene $y=0$ und die ihr parallelen Ebenen werden, ähnlich wie in Abschnitt 1 beschrieben ist, zu antiklastischen Flächen gebogen. Die Balkenquerschnitte $z = \text{konst.}$ sind aber hier nach der Biegung nicht mehr eben, sondern verwölbt. Die Querschnittswölbung hängt von der Querschnittsgestalt ab und ist beim prismatischen Balken in allen Querschnitten die gleiche. Der Winkel zwischen der verbogenen Balkenachse und dem verwölbten Querschnitt bleibt im allgemeinen kein Rechter. In unserem Falle stellen sich alle Querschnitte um den gleichen Winkel schief, dessen Betrag der Schiebung in dem Punkte der Stabachse proportional ist. Die Gesamtheit der auf einem Querschnitt $z = \text{konst.}$ wirkenden Schubspannungen τ_{zx} und τ_{yz} ist natürlich der Querkraft Q_x statisch gleichwertig. Für die Ermittlung der Verteilung der Schubspannungen über den Querschnitt ist die Bestimmung der sog. *Biegefunktionsfunktion* $\chi(x, y)$ nötig, ähnlich der Torsionsfunktion (s. Torsion). Die Biegefunktionsfunktion $\chi(x, y)$ ist aus der Gleichung $\frac{\delta^2 \chi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \chi}{\delta y^2} = 0$ so zu bestimmen, daß die Mantelfläche des prismatischen Balkens spannungsfrei ist.

4. Über die Biegung und Verdrillung von Platten durch Querkräfte vgl. den Art. Plattentheorie.

Die in 1. bis 3. kurz angedeuteten Biegungsfälle gelten für Balken bzw. Platten ganz beliebiger Dicke exakt, wenn die Verteilung der Spannungen am Rande genau den Voraussetzungen entspricht. Nach dem Saint Venantschen Prinzip (s. d.) gelten die Gleichungen bei dünnen Balken bzw. Platten in einiger Entfernung vom Rande auch noch dann mit großer Genauigkeit, wenn die Randspannungsverteilung nicht die zugrunde gelegte, sondern irgendeine andere mit statisch gleichwertigen Spannungsergebnissen und Spannungsmomenten ist.

Eine exakte Integration der elastischen Grundgleichungen ist nach obigem nur in wenigen, besonders einfachen Fällen durchführbar. Man hat deswegen Näherungstheorien entwickelt, welche für dünne Stäbe und dünne Platten sehr gute Werte liefern. Die Näherungstheorien werden nicht nur auf gerade Balken und ebene Platten angewendet, sondern ohne wesentliche Änderung auch auf gekrümmte Stäbe und Schalen übertragen, deren Dicke klein ist gegenüber den Krümmungsradien der Stabachse bzw. der Schalenmittelfläche. Die näherungsweise Biegungstheorien für Stäbe und Schalen haben die folgenden gemeinsamen Kennzeichen:

a) Man betrachtet nur den Verzerrungszustand der Stabachse bzw. der Schalenmittelfläche. Die Verzerrungskomponenten für beliebige Punkte des Körpers werden mittels geeigneter Hypothesen durch die Verzerrungsgrößen für die Stabachse bzw. Schalenmittelfläche ausgedrückt.

b) Anstatt mit den von Punkt zu Punkt veränderlichen Spannungskomponenten arbeitet man mit den auf den Gesamtquerschnitt bzw. auf Streifen von Einheitsbreite und Schalendicke bezogenen sog. Spannungsergebnissen und Spannungsmomenten (s. d.). Die Spannungsverteilung über die einzelnen Querschnitte wird hypothetisch in mehr oder weniger guter Übereinstimmung mit den übrigen Annahmen vorgenommen, wobei die Kompatibilitätsbedingungen häufig unerfüllt bleiben.

Zu erwähnen ist noch der Grenzfall des Stabs bzw. der Schale mit verschwindender Biegungs- und Torsionssteifigkeit. Solche Körper können ohne Widerstand jede Form annehmen, bei der die Stabachse bzw. Schalenmittelfläche keine Dehnungen erleidet. Ein vollkommen biegsamer Stab, *Faden* oder *Draht* genannt, kann in seinen Querschnitten nur Normalspannungen übertragen, deren Schnittkraft in die Stabachse fällt. Querkraft, Biegungs- und Torsionsmomente verschwinden, da nach Voraussetzung $J_x = J_y = J_z = 0$ ist (vgl. Art. Balken und Stäbe).

Schalen und Platten ohne Biege- und Torsionssteifigkeit ($D=0$), werden als *Membran* oder *Haut* bezeichnet. Für diese ist die Summe der Spannungen in jedem Element eines Normalschnitts einer Spannungsergebnisse gleichwertig, deren Vektor parallel zur Mittelfläche an der Schnittstelle ist. Die Komponente der Spannungsergebnisse normal zur Schalenmittelfläche (Querkraft) verschwindet, ebenso das Spannungsmoment (Biegungs- und Drillungsmoment).

F. Schleicher.

Näheres über die exakte Biegungstheorie s. Love, Lehrbuch der Elastizität (Dtsch. von Timpe). Leipzig 1907. Für Fäden und Membranen sind besondere Theorien entwickelt worden. Man vgl. z. B. Hamel, Elementare Mechanik, 2. Aufl., Leipzig 1922, § 58, Faden und Seil; A. und L. Föppel, Drang und Zwang, 2. Band, 2. Aufl., München 1928. Vgl. auch die Artikel: Balken und Stäbe, Plattentheorie; ferner Faden, tragender, sowie Membran.

Biegungsfunktion s. Biegung.

Biegemoment s. Balken und Stäbe, Biegung, Spannungsmoment und Spannungsergebnisse.

Bifilaraufhängung—Aufhängung eines schwingenden Körpers (Magnet od. dgl.) an zwei nahe beieinander befindlichen Fäden oder Drähten. Die Richtkraft, welche den Körper in die Ruhelage zu bringen sucht, ist dann im wesentlichen dadurch bedingt, daß der Körper bei der Drehung gehoben wird; außerdem spielt noch die Torsion der Aufhängefäden eine Rolle. Bei kleinen Drehwinkeln ist die Richtkraft dem Sinus des Winkels proportional. W. Jaeger.

Bifilardrähte, -leitung. Hin- und Rückleitung eines Stromes durch ein System zweier langer paralleler Drähte mit dem Achsenabstand a und der Länge l . Die Selbstinduktion eines solchen Systems ist $L = l(4 \ln a/\rho + 1)$. v. Staal.

Näheres s. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Teubner 1927.

Bifilare Wicklung s. Wicklung von elektrischen Widerständen.

Bifilarer Oszillograph s. Schleifenoszillograph.

Bifilarmagnetometer. Gebräuchlichstes Instrument zur Messung der zeitlichen Variationen der erdmagnetischen Horizontalintensität, früher auch zu absoluten Messungen vorgeschlagen. Der waagrecht angebrachte Magnet hängt an zwei vertikalen Drähten, deren Torsion ihn senkrecht gegen die Deklination erhält, so daß er die auf diese Richtung senkrechte Komponente des Erdfeldes, d. h. die Horizontalintensität, mißt. A. Nippoldt.

Näheres s. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik. 11. Aufl. IV. 2. Braunschweig, Vieweg & Sohn 1928.

Bifilarvariometer s. Bifilarmagnetometer.

Bikonkav-, Bikonvex-Linse. *Bikonkavlinse* zerstreuen parallel auftreffende Strahlen; man sieht durch sie einen Gegenstand verkleinert und aufrecht, wenn man sein Auge in die Richtung der Strahlen bringt. Sie bewirken, daß nur die rückwärtigen, nach der Objektseite hin, geführten Verlängerungen der Strahlen, die von dem Gegenstande ausgehen, einander schneiden, weshalb auch die gebrochenen Strahlen von einem dingseitigen Punkte auszugehen scheinen.

Die Strahlen divergieren also von virtuellen Schnittpunkten.

Bikonvexlinse sammeln parallel auftreffende Strahlen und erzeugen ein umgekehrtes reelles Bild, sofern nicht das Objekt der Linse näher liegt als der Brennpunkt. Die Strahlen konvergieren zu reellen Schnittpunkten. Man kann also das Bild einer Bikonvexlinse auf einem Schirm auffangen.

v. Staal.

Bild, elektrisches, s. Abbildung, elektrische.

Bild (Optik) s. Optische Abbildung und Gaußsche Abbildung.

Bildfehler (opt.) s. Farbenabweichung, sphärische Abweichung.

Bildfeldebnung s. Sphärische Abweichung.

Bildfeldwölbung s. Sphärische Abweichung.

Bildfläche s. Optische Abbildung.

Bildfunk s. Bildtelegraphie.

Bildkonstruktion s. Gaußsche Abbildung.

Bildkraft. In der Elektrostatik benutzt man häufig die Methode der elektrischen Abbildung (s. Abbild., elektr.). Es sei z. B. ein Punkt mit der Ladung $+e$ gegeben, der sich vor einer unendlich großen geladenen Metallplatte befindet. Dann muß durch den Punkt $+e$ eine solche Ladungsverteilung hervorgerufen werden, daß auf der ganzen Metallplatte das Potential 0 herrscht. Diese Wirkung kann aber als

von einer Ladung —e herrührend angesehen werden, die sich im Spiegelbild des Punktes +e befindet. Das bedeutet, daß der Punkt +e mit einer Kraft angezogen wird, die eine Ladung —e in der doppelten Entfernung seines Abstandes von der Metallplatte ausübt. Diese Kraft wird „Bildkraft“ genannt. Die Methode der elektrischen Bilder findet besondere Anwendung bei den Kugelflächen.

R. Jaeger.

Bildkrümmung. Sie entsteht, wenn erreicht wird, daß wohl die Bildpunkte (s. d.) zusammenfallen, aber dabei die Bildfläche (s. d.) nicht eben ist.

Bildlinie (Gullstrand) s. Optische Abbildung.

Bildpunkt (astigmatischer) s. Optische Abbildung und Sphärische Abweichung.

Bildtelegraphie ist die Übertragung von Bildern auf telegraphischem Wege mit und ohne Draht. Die ersten Versuche stammen von Bain (1843), während Bakewell (1847) die ersten praktischen Erfolge zu verzeichnen hatte. Um 1900 machte die Entwicklung der B. durch Korn erhebliche Fortschritte, jedoch erst 1926 wurde sie durch die Arbeiten von Karolus so weit gefördert, daß sie für den praktischen Telegraphendienst Bedeutung gewann.

Der Bildtelegraph zerfällt im wesentlichen in drei Teile:

- A. Sender.
- B. Empfänger.
- C. Synchronisierungseinrichtungen.

Es seien hier nur die Systeme kurz angeführt, die wirklich praktische Bedeutung gewonnen haben.

Im allgemeinen bedient man sich für Sender und Empfänger zur Bildzerlegung, bzw. Zusammensetzung einer Trommel, ähnlich einer Phonographenwalze. Das Bild wird schraubenförmig von einem Zylinder abgetastet, bzw. auf ihn aufgezeichnet, und zwar kommen, je nach der Güte der Übertragung, zwei bis fünf Gänge auf einen Millimeter.

A. Sender.

Der Sender hat die Aufgabe, verschiedene Helligkeitswerte eines Bildes in elektrische Stromschwankungen umzuwandeln. Man unterscheidet zwei Arten von Systemen:

a) Mechanische Abtastung:

1. **Kontaktstift.** Das Bild wird auf eine Metallfolie, die als Stromzuführung dient, mittels isolierender Tinte (Bayerscher Alizarintinte) oder Fettstift (A. W. Faber Fettstift) aufgetragen. Ein feiner Platinstift gleitet als Stromabnehmer mit leichtem Druck über die rotierende Trommel und steuert den Telegraphiestrom, indem er ihn an den beschriebenen Stellen unterbricht. Auf diese Weise können nur Schwarz-Weiß-Bilder übertragen werden.

2. **Mikrophontaster.** Hier wird auf photographischem Wege ein Reliefbild aus Bromsilbergelatine nach Art eines Pigmentdruckes hergestellt, das man auf die Trommel aufbackt. Ein Achatstift, der die Membran eines Kohlenkörnermikrophons steuert, tastet das Bild ab. Die Schwankungen des Mikrophonstromes ermöglichen es, ein in seinen Helligkeitswerten abgestuftes Bild zu senden.

b) Optische Abtastung.

3. **Selenzelle** (s. d.). Das Bild muß hierbei in Form eines Transparentes (Film) vorliegen. Von außen her wird das Licht einer starken Lampe

durch eine Linse, deren Brennpunkt genau auf dem Film liegt, gesammelt und auf eine innerhalb der rotierenden und wandernden Trommel feststehende Selenzelle geworfen. Das Selen ändert bei wechselnder Beleuchtung seinen ohmschen Widerstand. Beim Anlegen einer elektrischen Spannung entstehen somit Stromschwankungen, die der Lichtintensität proportional sind. Das Selen besitzt eine gewisse Trägheit, die die Übertragung von höchstens 2500 Bildpunkten pro sec. zuläßt.

4. **Photozelle** (Elster und Geitel 1904). Bei der Photozelle (s. d.) verzichtet man neuerdings auf die Herstellung eines Transparentes. Der Lichtstrahl, dessen Brennpunkt wiederum auf der Trommel liegt, fällt durch die kreisförmig gebaute Photozelle direkt auf das zu übertragende Bild. Je nach der Helligkeit der beleuchteten Bildstelle, wird mehr oder weniger Licht diffus reflektiert, das zur Steuerung der Zelle dient. Die Photozelle arbeitet praktisch trägheitslos (100000 Bildpunkte pro sec.). Der Photostrom beträgt ca. $1 \cdot 10^{-8}$ Amp. pro Lux bei den üblichen Zellen mit Kaliumhydroxyd Kathoden und Argonfüllung.

B. Empfänger.

Der Empfänger muß die ankommenden Stromschwankungen wiederum in Bildzeichen verwandeln. Zwischen Empfangs- und Sendepinzip besteht eine gewisse Analogie. Zur Erzielung verzerrungsfreier Bildwiedergabe müssen Sender und Empfänger möglichst genau gleich laufen, d. h. sie müssen synchronisiert werden.

a) Mechanische Bildschreiber.

1. Die Aufzeichnung der Bilder mittels eines elektromagnetisch gesteuerten *Zeichenstiftes* wird kaum noch angewandt wegen der verhältnismäßig großen Trägheit dieses Verfahrens.

2. Ein *elektrochemisches Verfahren* dagegen hat heute im Bildrundfunk unter dem Namen *Fultograph* große Verbreitung gefunden. Ein mit Jodkalium und Stärkekleister getränktes Papier wird feucht auf die als Stromzuführung verwandte Trommel gespannt. Die Stromabnahme erfolgt durch einen Platinstift, der leicht auf der rotierenden Trommel aufliegt. Je nach der Stromstärke verfärbt sich das Papier beim Stromdurchgang mehr oder weniger braunviolett.

b) Optische Bildschreiber.

Bei den optischen Bildschreibern wird als Aufnahmematerial ausschließlich photographisches Papier (Filme) verwandt.

3. **Oszillographenschleife** (s. Oszillograph). Der ankommende Strom wird durch eine normale Oszillographenschleife geschickt, deren Spiegelchen das Licht einer Bogenlampe mehr oder weniger weit durch einen Spalt, bzw. einen Graukeil, fallen läßt. So erhält man Schwankungen der Lichtstärke, bzw. Intensität, die die entsprechende Schwärzung des bewegten photographischen Papiers hervorrufen.

4. **Saitengalvanometer.** Auch ein Saitengalvanometer (s. d.) kann die Stärke des zeichnenden Lichtstrahles steuern. Zu diesem Zweck durchbohrt man die Magnetpole des Galvanometers derart, daß diese Bohrung von dem Quarzfaden in seiner Ruhelage völlig verdeckt wird. Der beim Stromdurchgang abgelenkte Faden gibt den Weg der Lichtstrahlen zum photographischen Papier in entsprechender Breite frei.

Die Oszillographenschleife ist bis zu einer Frequenz von ca. 2500, das Saitengalvanometer bis ca. 50000 verwendbar.

5. *Kerrzellen* (Karolus 1926). Beruht auf dem Prinzip des Kerreffektes (s. d. und elektrooptische Doppelbrechung); sie arbeitet praktisch trägheitslos. Die ankommenden Stromschwankungen werden nach ihrer Verstärkung direkt an den Kondensator geführt. Das hierdurch doppeltbrechend gewordene Nitrobenzol steuert unmittelbar die Intensität des polarisierten Lichtstrahles, der das Bild auf die photographische Schicht zeichnet. Die Lichtschwankungen sind proportional dem Quadrate der elektrischen Feldstärke zwischen den Kondensatorplatten. Es ist daher möglich, die Empfindlichkeit der Zelle durch Anlegung einer Vorspannung zu erhöhen. Da bei steigender Spannung die Leitfähigkeit des Nitrobenzoles sinkt, arbeitet die Zelle auf diese Weise fast ohne Energieverbrauch. Kerr- und Photozelle sind heute die wichtigsten Elemente der Bildtelegraphie.

C. Synchronisierungseinrichtungen.

Die Synchronisierungseinrichtungen bewirken den bei der Bildübertragung notwendigen Gleichlauf von Sender und Empfänger.

1. *Pendelsynchronisierung*. Man stimmt zwei Präzisionspendel ab, die nur in den Telegraphierpausen gegenseitig nachreguliert werden. Während der Bildübertragung selbst steuern sie von einander unabhängig den Gang von Sender und Empfänger.

2. Das Prinzip von D'Alincourt beruht darauf, daß man den Empfänger wenig schneller (10%) laufen läßt als den Sender und die Bildtrommel nach jeder Umdrehung anhält. Ein besonderer Synchronisierungsstromstoß löst die Sperrung jedesmal von neuem aus, so daß der Bildzeilenanfang stets der gleiche ist. Dieses System gelangt beim Bildrundfunk zur Anwendung.

3. *Phonisches Rad*. Eine erhöhte und stetige Synchronisierung wird dadurch erreicht, daß man auf die Sendertrommelwelle ein phonisches Rad (s. d.) aufsetzt, welches ein zweites auf der Empfängerwelle steuert. Das rotierende Rad der Senderwelle induziert mit seinen Weicheisenzähnen in der Magnetspule einen Wechselstrom, der auf der Empfängerseite durch magnetische Induktion auf das Phonische Rad den Gleichlauf erzwingt.

Die meisten übrigen Systeme der Bildtelegraphie sind Variationen und Kombinationen der oben beschriebenen mit nur geringfügigen Änderungen. Zur Übertragung eines Bildes von 9×12 cm Größe nach dem System von Korn (Selenzelle und Saitengalvanometer) braucht man 72 sec., nach Telefunken-Karolus-Siemens 22 sec.

Außer in Frankreich zwischen Paris, Bordeaux, Lyon, Straßburg und Nizza nach dem System von E. Bélin (Pigmentdruck mit Mikrofontaster und Oszillographenschleife) besteht z. Z. in Europa nur noch zwischen Berlin und Wien nach dem System Telefunken-Karolus-Siemens ein regelmäßiger, öffentlicher Bildtelegraphendienst. *Klingsporn*.

Näheres s. Frindel, W., Elektrisches Fernsehen. — Fuchs, G., Die Bildtelegraphie. — Korn, A., Bildtelegraphie. — Korn, A. und Nesper, C., Bildrundfunk. — Korn-Glatzel, Handbuch der Photographie und Telautographie.

Bildwerfer (Projektionsapparat) dient zur Vorführung von Wiedergaben vor einem größeren Zuschauerkreis. Das üblichste Verfahren ist, Glasbilder (Diapositive) von hinten zu beleuchten und

durch eine Linsenfolge ein vergrößertes Bild auf einem Schirm zu entwerfen. Da hierbei jedoch (Fig. 1) die Beleuchtung der Seitenteile des Gegen-

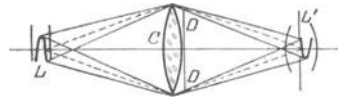


Fig. 1. Ein Übersichtsbild für die unzweckmäßige Beleuchtung des Glasbildes. Nur ein kleiner Teil des Glasbildes D sendet die von der Lichtquelle L ausgehenden Strahlen in die Eintrittspupille P der Bildwerferlinse.

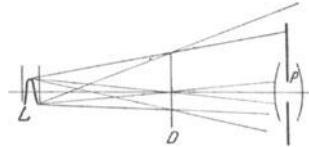


Fig. 2. Ein Übersichtsbild für den richtigen Strahlengang in einem Kondensator einfachster Art. L Lichtquelle, L' ihr vom Kondensator C in der Eintrittspupille der Bildwerferlinse entworfenes Bild, DD Glas.

(Nach M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. 3. Aufl. Berlin u. Leipzig, B. G. Teubner 1918.)

standes nicht oder nicht ausreichend wirksam wäre, setzt man unmittelbar vor das Glasbild eine Linse oder Linsenfolge (Kondensator), die die Lichtquelle in die Bildwerferlinse — genau gesagt, deren Eintrittspupille — abbildet (Fig. 2).

Von diesem Bildwurf mit durchfallendem Lichte (der diaskopischen Projektion) ist der Bildwurf mit auffallendem Lichte (episkopische Projektion) zu unterscheiden, wobei der undurchsichtige Gegenstand ohne besonderen Kondensator durch eine helle Lichtquelle von vorn beleuchtet und von der Bildwerferlinse auf dem Schirme abgebildet wird.

Bildwerfer sind seit über 200 Jahren im Gebrauch. Die besseren Bildwerfer neuerer Zeit, über die man Näheres aus den Druckschriften der optischen Firmen erfährt, haben besondere Vorrichtungen zur Regelung der Beleuchtung, zur Herbeiführung verschiedener Vergrößerungen; sie gestatten sowohl den Bildwurf im auffallenden wie im durchfallenden Lichte und sind mit einigen Änderungen auch zur Mikroprojektion (s. d.) brauchbar.

Über kinematographische Projektion vgl. man den Artikel Kinematographie. H. Boegehold.

Billets Halblinsen s. Interferenz.

Bimolekulare Reaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Binäres Gemisch heißt ein Gemisch zweier verschiedener Substanzen. Die Eigenschaften eines binären Gemisches zweier Gase oder zweier Flüssigkeiten sind von van der Waals und seinen Schülern untersucht worden. Er erweiterte die von ihm aufgestellte Zustandsgleichung (s. Zustandsgleichung) für einfache Substanzen auf den Fall eines binären Gemisches, das x Mole der einen Komponente vom Molekulargewicht M_x und $y=1-x$ Mole der anderen Komponente vom Molekulargewicht M_y enthält, indem er setzte

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}; \quad a = a_x x^2 + 2a_{xy} \cdot x(1-x) + a_y(1-x)^2; \quad b = b_x x^2 + 2b_{xy} \cdot x(1-x) + b_y(1-x)^2.$$

Hierbei beziehen sich die Größen a_x , b_x , a_y , b_y auf die einheitlichen Komponenten; die Größen a_{xy} und b_{xy} rühren von der gegenseitigen Einwirkung der verschiedenartigen Moleküle aufeinander her.

Auf Grund der genannten Formel hat van der Waals in dem zweiten Teil seines Buches „Die Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes“ die Eigenschaften der binären Gemische ermittelt, indem er die von ihm als ψ bezeichnete freie Energie des Gemisches eingehend untersuchte.

Einfache Gesetze gelten für den Fall, daß einer der beiden Bestandteile der Mischung nur in geringer Menge vorhanden ist (verdünnte Lösungen). Näheres s. z. B. Ph. Kohnstamm: Thermodynamik der Gemische, Handbuch der Physik, Bd. X.

Henning.

Binantenelektrometer. Eine Art des Quadrantenelektrometers (s. d.), bei dem die Nadel in zwei Teile zerlegt ist. Die eine Hälfte derselben wird positiv, die andere negativ geladen, wodurch manche Unzuträglichkeiten des Quadrantenelektrometers vermieden werden; vor allem wird die bei diesem auftretende Kraftlinienstreuung verhindert. Bei dem Dolezalek angegebenen Instrument schwingt die Nadel in einer Schachtel, die in Form konzentrischer Kugelschalen ausgebildet ist. Der Krümmungsmittelpunkt dieser Schalen liegt im Aufhängepunkt der Nadel; die Nadel ist an einem Platindraht aufgehängt. Die Schachtel besteht aus zwei Binantenhälften, deren Trennungslinie senkrecht zu derjenigen der Nadel steht. Die Schaltungsweise kann wie bei den anderen Elektrometern vorgenommen werden (s. Quadrantenelektrometer). Das Elektrometer wird auch als Zeigerinstrument ausgebildet (Bezugsquelle: S. Bartels, Göttingen). Die Einstellung der Nadel ist auch ohne besondere Dämpfung nahe aperiodisch. Die Eichung kann mit Gleichstrom erfolgen; bei Wechselstrom ist der Ausschlag unabhängig von Periode und Kurvenform.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Binaurales Hören s. Schallrichtung.

Binnendruck s. Flüssigkeitsdruck, innerer.

Binodalkurve s. ψ -Fläche von van der Waals.

Biologische Strahlenwirkung. Wärmestrahlen, Lichtstrahlen, ultraviolette Strahlen, Röntgenstrahlen und γ -Strahlen, welche in einem lebenden Organismus absorbiert werden, vermögen die Lebensvorgänge in den Zellen des Organismus weitgehend zu beeinflussen, wovon in der Medizin ausgiebig Gebrauch gemacht wird. Allen Strahlenarten gemeinsam ist eine anregende Wirkung, die zu einer Beschleunigung der an sich auch ohne Bestrahlung, nur langsamer und weniger stürmisch ablaufenden Stoffwechselvorgänge führt. Doch sind die Angriffspunkte der verschiedenen Spektralgebiete im Gewebe verschieden, womit die Unterschiede ihrer biologischen Wirkung vermutlich zusammenhängen. Gamma- und Röntgenstrahlen dringen bis in die innersten Elektronenbahnen selbst schwerer Atome vor, während ultraviolette und sichtbare Strahlen auf die äußeren Elektronen, die Valenzelektronen einwirken. Die ultraroten Strahlen regen Schwingungen ganzer Atome oder Atomgruppen an. Die Vorstellung, daß die Wirkung der Röntgenstrahlen primär auf äußerst kleine Bezirke beschränkt ist, veranlaßte Dessauer (1922) zur Bildung des Begriffes der „Punktwärme“ (s. d.). Holthausen (1924) erblickt das Wesen der biologischen Strahlenwirkung darin, daß das Elektronengewicht des Atomgebäudes durch die Absorption der Strahlen gestört und dem Atom dadurch die chemische Reaktion erleichtert wird. Er

nimmt also als Zwischenglied eine photochemische Wirkung an.

Behnken.

Biolumineszenz ist die Bezeichnung für die Luminiszenzerscheinungen, die in der Natur bei Tieren (Leuchtkäfern) und Pflanzen auftreten. Vgl. Luminiszenz.

Klingsporn.

Biot-Mitscherlich'scher Polarisationsapparat s. Polarimeter.

Biot-Savartsches Gesetz. Aus diesem Gesetz, das empirisch abgeleitet worden ist, läßt sich an einem Punkt des Raumes die magnetische Feldstärke berechnen, die durch ein lineares Stromelement hervorgerufen wird. Die durch das Gesetz dargestellte Gleichung kann aber auch aus den Maxwell'schen Grundgleichungen mit Hilfe des Vektorpotentials abgeleitet werden. Ist J die in dem Element vorhandene Stromstärke, ds nach Länge und Richtung das Leiterelement, r die Entfernung des Elements von dem betrachteten Punkt, so ist das Vektorpotential $\mathfrak{A} = J ds/r$ und die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H} = \text{rot } \mathfrak{A}$. Daraus folgt

$$\mathfrak{H} = \frac{J}{r^2} [ds \cdot \bar{r}],$$

worin \bar{r} den Einheitsvektor der Geraden r bedeutet. Diese Gleichung stellt das Biot-Savartsche Gesetz dar. Das Vektorprodukt $[ds \cdot \bar{r}]$ hat den Betrag $ds \sin \varphi$, wenn ds die Länge des Stromelements und φ den Winkel zwischen dem Stromelement und der Geraden r bedeutet. Der Betrag der Feldstärke ist also gleich $J ds \sin \varphi / r^2$ und wird ein Maximum, wenn r senkrecht auf ds steht. Die magnetische Feldstärke ist demnach proportional der Stromstärke J , der Länge des Elements ds und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung des betrachteten Punktes von dem Stromelement. Die Richtung der Feldstärke ist durch das Vektorprodukt bestimmt und ergibt sich auch aus der Ampèreschen Schwimmregel; sie steht senkrecht auf der Ebene, die man durch das Leiterelement und die Gerade r legen kann. Für einen Leiter von endlicher Länge muß über den ganzen Leiter integriert werden.

Die Berechnung läßt sich z. B. leicht durchführen für die von einem linearen kreisförmigen Leiter in seinem Mittelpunkt erzeugte Feldstärke. In diesem Fall ist r gleich dem Radius des Kreises und steht stets senkrecht auf dem Stromelement ds ; die Feldstärke fällt in die Richtung der Achse des Kreises. Da $\int ds = 2\pi r$ ist, folgt für die Feldstärke der Betrag $2\pi J/r$, (Feldstärke für die Tangentenbussole).

W. Jaeger.

Biphotometer, Photometer mit Biprisma (s. d.) Es gibt verschiedene Konstruktionen von Bechstein, König und Martens. S. Photometer.

Biprisma s. Interferenz.

Birotation s. Multitrotation.

Blasendruckmethode zur Bestimmung der Oberflächenspannung. Läßt man Luft durch ein Kapillarrohr in eine Flüssigkeit eintreten, so ist außer gegen den hydrostatischen Druck noch Arbeit gegen die Oberflächenspannung zu leisten, welche sich der Erzeugung der aus der Kapillaröffnung austretenden Blasen widersetzt.

Der Druck p , welcher im Innern einer Fläche mit den Krümmungsradien r und r' herrscht, steht zu der freien Energie der Oberfläche in der Beziehung

$$p = \sigma \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right).$$

Im Falle einer Kugelfläche gilt also $p = \frac{2\sigma}{r}$, wie man auch leicht einsieht, wenn

man die zur Vergrößerung der Kugelfläche notwendige Arbeit $8 \pi r dr \cdot \sigma$ der Volumenarbeit $4 \pi r^2 dr p$ gleichsetzt.

Man erkennt, daß der Druck in einer Blase mit wachsendem Radius abnimmt. Ist der Durchmesser der Kapillare bekannt, so gibt also obige Formel den maximalen Druck an, der beim Austritt der Blase erreicht wird. Indessen ist zu bedenken, daß infolge der Schwere der Flüssigkeit eine Luftblase in verschiedenen Höhen verschiedenen hydrostatischen Drucken unterliegt. Demzufolge wechselt ihre Krümmung mit der Höhe über der Kapillaröffnung und ihre Gestalt weicht von der Kugelform um so mehr ab, je größer ihr Durchmesser wird.

Wird der gegebene Überdruck innerhalb des Bläschens durch den Höhenunterschied h eines Manometers gemessen, das mit Flüssigkeit vom spez. Gew. ρ gefüllt ist, so gilt nach Schrödinger, (Annalen der Physik Bd. 45, 1915) die Formel

$$\sigma = \frac{r h \rho}{2} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{h} - \frac{1}{6} \frac{r^2}{h^2} - \dots \right)$$

Die Messung des maximalen Blasendruckes hat vor anderen Methoden zur Messung der Oberflächenspannung den Vorteil voraus, daß sie von der Kenntnis des Randwinkels der Benetzung unabhängig ist, wenn nur überhaupt Benetzung stattfindet. Bei ihrer praktischen Ausführung läßt man aus einem Kapillarröhrchen aus Jenaer Glas mit möglichst scharf geschliffenem Rand in der zu untersuchenden Flüssigkeit das Bläschen nach oben aufsteigen und mißt den Überdruck an einem Wassermanometer.

Untersucht man Lösungen, so ist zu beachten, daß der beobachtete Maximaldruck mit der Zeit allmählich abnimmt, weil die Einstellung des Adsorptionsgleichgewichtes durch Diffusion zur Oberfläche erfolgt. Erst nachdem die Oberfläche einige Zeit „exponiert“ war, liefert allmähliche Drucksteigerung mit großer Näherung den Gleichgewichtswert der Oberflächenspannung. *H. Cassel.*

Blasinstrumente s. Zungeninstrumente.

Blasiussche Formeln s. Auftrieb.

Blasiussche Zahl. Der Druckverlust in glatten Rohren bei voll ausgebildetem turbulentem Fließzustand kann in der Form angesetzt werden:

$$h = \zeta \cdot \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g},$$

wobei h der Druckhöhenverlust, l die Länge der Meßstrecke, d der Rohrdurchmesser, v die mittlere Geschwindigkeit ist. Für ζ fand Blasius bei Reynoldsschen Zahlen (s. d.) bis hinauf zu etwa

$$\Re = \frac{vd}{\nu} = 200\,000 \text{ den Wert: } \zeta = B \cdot \frac{\nu}{vd}^{-1/4}$$

mit $B = 0,3164 =$ Blasiuscher Zahl und $\nu =$ kinematischer Zähigkeit.

Über neuere Versuche s. Druckverlust, Turbulenz, Wandrauigkeit. *Eisner.*

Blattelektrometer s. Goldblattelektrometer.

Bleiakkumulator s. Akkumulator.

Bleiplattenprobe. Die Bleiplattenprobe dient zur Erprobung der Brisanz, insbesondere von Sprengkapseln. Eine Sprengkapsel mit Zündschnur wird senkrecht auf eine Bleiplatte gestellt, die einem Stahlring aufliegt. Die Detonation schlägt eine Vertiefung in die Bleiplatte, die dem Auge ein Urteil über Brisanz und Gebrauchsfähigkeit der Sprengkapsel gestattet (vgl. Brisanz).

R. Wendlandt.

Bleischutz. Mittel, zur Verhütung von Strahlenschädigungen in Röntgenlaboratorien besonders bei deren medizinischer Anwendung. Da das Blei infolge seiner hohen Atomnummer und großen Dichte die Röntgenstrahlen sehr stark absorbiert, so eignet es sich gut dazu, die Strahlen von Stellen, wo sie unerwünscht sind, fernzuhalten. Aus diesem Grunde schließt man am besten die Röntgenröhre selbst in ein Gehäuse, dessen Wände mit Blei belegt sind, so ein, daß nur das für den speziellen Zweck erforderliche Strahlenbündel austreten kann. Die Dicke der erforderlichen Bleibelegung richtet sich nach der Härte der Strahlen, gegen welche sie schützen soll. Bei Röhrenspannungen bis zu 100 kV (Diagnostik und Oberflächentherapie) werden 2 mm Blei als ausreichend erachtet. Bei höheren Spannungen (Tiefentherapie) sind mindestens 4 mm erforderlich. Es ist zu beachten, daß besonders bei harten Strahlen nicht nur von der Röntgenröhre sondern auch von allen Körpern, die von den direkten Strahlen getroffen werden, Röntgenstrahlen ausgehen in Gestalt von Streustrahlen. Eine solche Streustrahlenquelle ist z. B. der Körper des bestrahlten Patienten. Auch hiergegen soll der Bleischutz wirksam sein. Man pflegt daher besondere Schutzwände aufzustellen, hinter denen sich die zur Bedienung der Röntgenapparatur notwendigen Personen während der Bestrahlung aufhalten. Die Beobachtung des Patienten sowie der Apparatur wird durch Fenster aus dickem Bleiglas ermöglicht. Ferner dienen zum Schutz Handschuhe, Schürzen und Abdeckplatten aus Bleigummi. Wichtig ist auch, daß der bei der Durchleuchtung von Patienten benutzte Schirm mit einer Bleiglasplatte von genügender Dicke bedeckt ist, um den beobachtenden Arzt zu schützen. Der Strahlenschutz ist stets Gegenstand des besonderen Interesses der röntgenologischen Fachorganisationen der verschiedenen Länder gewesen, die besondere Vorschriften darüber erlassen haben. Für Deutschland gilt z. Z. ein „Merkblatt der Deutschen Röntgengesellschaft über den Gebrauch von Schutzmaßnahmen gegen Röntgenstrahlen vom Jahre 1926“. Die Aufstellung internationaler Bestimmungen ist geplant. Vgl. hierüber R. Glocker, Strahlentherapie, Bd. 22, S. 193. 1926. *Behnken.*

Blende s. Strahlenbegrenzung, Photometrische Gesetze und Formeln usw.

Blendung ist eine Beeinträchtigung der Sehfunktion (Sehtätigkeit, Sehleistung) durch eine zu große Flächenhelle (Leuchtdichte). Man unterscheidet nach Weigel Direkt- und Indirektblendung, je nachdem sich die störende Lichtquelle im direkt fixierten Beobachtungsfeld oder außerhalb desselben, jedoch noch innerhalb des Gesamtsehfeldes befindet, je nachdem sie also im Gebiete der fovea centralis (direktes oder foveales Sehen) oder auf peripherischen Netzhautteilen (indirektes oder peripherisches Sehen) abgebildet wird. In beiden Fällen ist die Blendung eine absolute, wenn sie wegen zu großer Flächenhelle stets erfolgt, dagegen bei schwächeren Graden der Flächenhelle eine relative, wenn sie von besonderen Neben Umständen, insbesondere von der Flächenhelle der Umgebung des Beobachtungsfeldes abhängt.

Beispiele. 1. Die Direktblendung ist eine absolute, wenn ein von der grellen Sonne steil beleuchtetes Schriftblatt nicht oder nur schlecht lesbar ist. 2. Sie ist eine relative, wenn Leuchtbuchstaben einer bestimmten Flächenhelle am schwarzen Nachthimmel nicht zu erkennen sind, während sie auf dem Hintergrunde einer nahen beleuchteten Mauer mühelos zu erkennen sind. 3. Die Indirektblendung ist eine absolute, wenn die Schrift auf einer schwarzen Wandtafel, neben welcher der Tageshimmel mit von der Sonne beschienenen weißen Wolken, auch bei stärkster Beleuchtung nicht lesbar ist. 4. Sie ist eine relative, wenn ein mäßig beleuchtetes Straßen-

schild, das in sehr dunkler Umgebung noch gerade zu entziffern ist, unlesbar wird, sobald in der Nähe ein Fenster beleuchtet ist; um das Schild in diesem Falle wieder lesbar zu machen, muß man es stärker beleuchten.

Ob eine Flächenhelle blenden kann (Blendungsflächenhelle) hängt natürlich in erster Linie von ihrer Höhe, sodann auch noch von den folgenden Faktoren vorwiegend physiologisch-optischer und psychologischer Natur ab. Die Größe der Helligkeitsempfindung ist zunächst durch die Größe des Netzhautbildes, also durch den Sehwinkel i bedingt, und zwar nimmt sie bei gleichbleibender objektiver Flächenhelle nach Gehlhooff und Schering (1919) für $i < 1^\circ$ mit abnehmendem i , also mit zunehmendem Abstand vom Auge ab. Bei diesen kleinen Sehwinkeln wird eine Lichtquelle also um so weniger blenden, je kleiner i ist. Wegen der verschiedenen Wirksamkeit und Empfindlichkeit der Zapfen und Stäbchen und wegen ihrer ungleichen Verteilung über die Netzhaut (s. Farbentheorie von Kries) beeinflußt ferner die Lage des Netzhautbildes und der Adaptationszustand den Helligkeitseindruck. Ein stark dunkeladaptiertes Auge wird vor einem leuchtenden Objekt, wenn dieses in stäbchenreichen peripherischen Netzhautstellen abgebildet wird, infolge der großen Empfindlichkeit der Stäbchen leichter geblendet, als wenn sein Bild in stäbchenarme, aber zapfenreiche und deshalb weniger empfindliche zentrale Netzhautteile fällt. Umgekehrt blendet — und dies ist für die Lichttechnik, welche in erster Linie für gute Beleuchtung und deshalb auch für gute Helladaptation zu sorgen hat, wichtig — bei Helladaptation eine indirekt gesehene Lichtquelle um so weniger, je weiter sie von der Achse des direkten Sehens entfernt ist. Sodann ist die Stärke der Empfindung für eine gegebene Flächenhelle bei Dunkeladaptation größer als bei Helladaptation. Andererseits ist die Sehtätigkeit (Unterscheidungsfähigkeit, Sehschärfe, Erkennungsvermögen, Lesbarkeit) des beobachtenden Auges von der subjektiv empfundenen Helligkeit des Beobachtungsfeldes abhängig, und zwar erreicht sie bei einem bestimmten Helligkeitsgrade — z. B. bei einem (mäßigen) helladaptierten Auge nach Weigel bei etwa 30—50 Lux auf Weiß — ein Maximum, um bei höheren Graden wieder abzunehmen. Daher kann eine Flächenhelle, bei der für das helladaptierte (weniger empfindliche) Auge die Sehtätigkeit gerade ein Maximum ist, im dunkeladaptierten (mehr empfindlichen) Auge einen so starken Helligkeitseindruck hervorrufen, daß dieses Maximum schon überschritten, also die Sehleistung beeinträchtigt wird.

Beispiel 2 bezieht sich auf diesen Fall. Hier ist die Leuchtschrift auf hellem Grunde, also für das insgesamt helladaptierte Auge deutlich zu erkennen, dagegen in nachtdunkler Umgebung für das dann dunkeladaptierte Auge, das den Lichtreiz zu stark empfindet, nicht mehr aufzulösen. Umgekehrt vermindert beim Beispiel 4 das helle, indirekt gesehene Fenster neben dem Schild die Dunkeladaptation, demnach die Helligkeitsempfindlichkeit des Auges, so daß das schwach beleuchtete Schild nicht mehr mit dem Helligkeitseindruck wahrgenommen werden kann, der die Voraussetzung für das Erkennen der Aufschrift ist; man muß die Beleuchtungsstärke der fixierten Fläche erhöhen, um den Verlust an Stärke der subjektiven Empfindung auszugleichen; diese Erhöhung der Beleuchtung ist ein Maß der relativen Indirektblendung.

Neben der Adaptation spielen für die Blendung eine, wenn auch nicht so bedeutende Rolle: das Pupillenspiel, die regelmäßige Reflexion in den Grenzflächen der brechenden Augenmedien, die geringe Lichtstreuung infolge feiner Trübungen im dioptrischen Auge, endlich die diffuse Reflexion des Lichtes des Netzhautbildes nach anderen Netzhautteilen.

Die Blendung kann schwanken zwischen der unerträglichen, ein unwillkürliches Schließen oder Abwenden des Auges bewirkenden Blendung und der nur noch das Gefühl des Unbehagens erregenden. Dieses Unbehagen hat man z. B., wenn man ein zentrales Beobachtungsfeld fixiert und eine wenig größere Flächenhelle im indirekten Sehen erscheint. Das Auge kann dann nur mit Anstrengung davon abgehalten werden, sich auf das wenig hellere Feld einzustellen. Es wird durch diese unangenehm empfundene Anstrengung ermüdet und erleidet dadurch eine Beeinträchtigung der Sehfunktion.

Automobilscheinwerferblendung. Wir haben es hier mit einer relativen Indirektblendung zu tun. Die Stärke der Blendung und ihre Gefahr ist um so größer, je schwächer die Beleuchtung der Straßen ist, je dunkler das Auge also adaptiert ist. Schafft man dagegen, wie es in Amerika üblich ist, eine starke All-

gemeinbeleuchtung, so wirken auch sehr große und lichtstarke Leuchtgeräte noch nicht übermäßig blendend. In Deutschland ist die Beleuchtung der Straßen im allgemeinen nicht groß. Es stehen dann zwei Forderungen gegenüber: der Wagenführer braucht für rasche Fahrt in der Dunkelheit Scheinwerfer, die auf genügend große Entfernung eine ausreichende Wegebeleuchtung schaffen, während der dem Wagen Entgegenkommende eine Verringerung der Flächenhelle auf ein erträgliches Maß wünscht. Diesen beiden Forderungen kann nur durch ein Kompromiß genügt werden. Man benutzt heute nämlich „Wechselleuchtung“ derart, daß dem Fahrer einmal die weit vorausschauende Intensivleuchtung für die Fahrt auf freier Landstraße, das anderemal eine schwächere, nach unten gerichtete Leuchtung für die Fahrt in den beleuchteten Straßen der Städte und bei der Begegnung auf der Landstraße zur Verfügung steht.

Liebethal.
Näheres s. Weigel, Zur Frage der Blendung, insbesondere durch Automobilscheinwerfer, Zschr. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 504. 1925. S. auch „Leitsätze“ IV.

Blickfeld. Unter dem Blickfeld versteht man die Gesamtheit aller Punkte einer (ebenen oder auch kugeligen) Fläche des Außenraumes, die sukzessive auf der Fovea centralis (s. Gelber Fleck) eines Auges bzw. beider Augen zugleich zur Abbildung gebracht werden können (monokulares bzw. binokulares Blickfeld). Die Bestimmung des Blickfeldes bedeutet somit eine Prüfung auf die Beweglichkeit des einzelnen Auges, bzw. der zu einem Doppelorgan verkoppelten beiden Augen. Da die Beurteilung nicht ganz sicher ist, ob ein Außending wirklich mit der Stelle des direkten Sehens oder nur mit einer ihr benachbart liegenden parafovealen Netzhautstelle gesehen wird, pflegt man sich zur Bestimmung des Blickfeldes der Nachbildmethode zu bedienen und zu untersuchen, wie weit ein in der Fovea erzeugtes dauerhaftes Nachbild in der Projektion auf eine frontal-parallele Fläche aus der Mittellage nach den verschiedenen Richtungen hin bewegt werden kann. Nach innen zu ist das Blickbild durch Teile des eigenen Körpers eingeeengt, nach außen ist ihm in der Beweglichkeit des Bulbus seine Grenze gesetzt. Die beiden monokularen Blickfelder haben nach innen zu einen großen gemeinsamen Bezirk, der sich aber nicht etwa mit dem binokularen Blickfeld deckt. Dieses ist auf jeden Fall bedeutend enger umgrenzt als jener, da die koordinierten Bewegungen des Doppelauges den freien Bewegungen des einzelnen Auges gegenüber wesentlich beschränkt sind.

Dittler.
Näheres s. Nagels Handb. d. Physiol. d. Menschen. Bd. 3. 1904.

Blinder Fleck. Die Sehnervenfasern als solche werden durch das in das Auge gelangende Licht nicht erregt, vielmehr ist die Umsetzung der strahlenden Energie in Nervenregung an die Ausbildung besonderer Aufnahmeapparate, der Stäbchen und Zapfen, gebunden. An der Eintrittsstelle des Sehnerven in die Netzhaut (s. Figur, S. 87) fehlt ein solches Sinnesepithel; das auf die Papillennerv. opt. fallende Licht wird daher nicht empfunden, das Auge ist an dieser Stelle blind. Daß man den hierdurch bedingten Ausfall nicht ohne weiteres als Lücke im Gesichtsfeld wahrnimmt, liegt beim binokularen Sehen daran, daß die blinden Stellen beider Netzhäute nicht die Lage identischer Netzhautstellen (s. Raumwerte der Netzhaut) haben, die beiden monokularen Gesichtsfelder (s. d.) sich also gegenseitig ergänzen; beim Sehen mit einem Auge kommt der blinde Fleck infolge einer psychischen Ergänzung des Gesichtsfeldes von der Umgebung her im allgemeinen nicht zur Beobachtung. Unter Verwendung kleiner Prüfungs-

objekte, deren Bild ganz in den blinden Fleck fällt, gelingt es indessen leicht, seine Existenz nachzuweisen und seine Lage, Größe und Form in der Projektion nach außen zu bestimmen. Solche Bestimmungen ergeben, daß die Mitte des blinden Fleckes auf der Netzhaut durchschnittlich 4 mm von der Stelle des direkten Sehens (s. Gelber Fleck) entfernt liegt, und zwar nach innen und etwas nach oben von dieser, woraus sich seine Identität mit der Sehnervenpapille sicher erweisen läßt. Die Breite des blinden Fleckes beträgt etwa 1,5 mm, so daß auf seinem Durchmesser 11 Vollmonde Platz finden würden und daß in ihm ein 2,5—3 m entferntes menschliches Gesicht verschwinden kann.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, *physiol. Optik.* 3. Aufl. Bd. 2, S. 24—28. Leipzig 1911.

Blindleistung. In Wechselstromkreisen wird die elektrische und magnetische Feldenergie, die in einem Halberteil der Periode zur Bildung der Felder von der Stromquelle geliefert ist, im nächsten Halberteil der Periode an die Quelle zurückgeliefert; die Summe dieser „schwingenden“ oder pendelnden Energie während einer ganzen Zahl von Perioden ist Null. Ist L die gesamte Indektivität, C die gesamte Kapazität, ω die Kreisfrequenz und I_m die Amplitude des Stromes, so ist bei einwilligem Strome die Amplitude der schwingenden Energie

gleich $\omega \left(\frac{I_m^2}{2} L - \frac{I_m^2}{2\omega^2 C} \right)$. Dieser Ausdruck ist

numerisch gleich $E I \sin \varphi$, worin E und I die Effektivwerte des Stromes und der Spannung, und φ der Winkel der Phasenverschiebung zwischen ihnen ist. In Analogie mit der Bezeichnung „Wirkleistung“ für $E I \cos \varphi$ wird $E I \sin \varphi$ Blindleistung genannt.

R. Schmidt.

Näheres s. *Handb. d. Physik.* Bd. XV. Berlin 1927.

Blindspannung, -strom, -leitwert, -leistung, -widerstand s. Wechselstromgrößen.

Blinkgerät s. Signalgeräte, optische.

Blinkkomparator, Blinkmikroskop s. Stereokomparator.

Blitz. Der Blitz ist eine der häufigsten, in den unteren Schichten der Atmosphäre sich ausbildenden Formen der leuchtenden elektrischen Entladungen. Er ist meist von heftigen Kondensationsvorgängen begleitet und stellt den Potentialausgleich zwischen zwei verschiedenen geladenen Wolken oder zwischen Wolke und Erde dar. Blitzentladungen können nur dann eintreten, wenn das elektrische Feld so stark geworden ist, daß Ionisierung durch Ionenstoß möglich wird. Man unterscheidet vier Arten von Blitzentladungen:

a) der Funken- oder Linienblitz. Dies ist der Blitz im landläufigen Sinne des Wortes. Die Entladung folgt einer meist vielfach verästelten gekrümmten Bahn (die Zickzackform wird in Wirklichkeit fast nie beobachtet). Die Farbe des Blitzes ist meist weißlich, rötlich oder bläulich. Die Spektralanalyse zeigt, daß in der Blitzbahn ein Leuchten des Stickstoffes, Sauerstoffes und Wasserstoffes, sowie der atmosphärischen Edelgase stattfindet. Es wird ein Linienspektrum emittiert. Über Entstehung und Dauer der Blitzentladungen gaben insbesondere photographische Aufnahmen mit bewegter Kamera guten Aufschluß. Es zeigte sich, daß, ähnlich wie bei künstlich erzeugten Funken, zuerst einige rasch aufeinanderfolgende, immer intensiver und größer werdende Vorentladungen eintreten, die dann in den eigentlichen

Funkenblitz übergehen. Meist besteht der Funkenblitz aus mehreren, rasch aufeinanderfolgenden Partialentladungen. Die einzelnen Entladungen dauern oft kaum 1/1000 sec. Die Gesamtdauer eines aus mehreren Partialentladungen bestehenden Funkenblitzes kann einige Zehntelsekunden betragen. Das Auftreten oszillatorischer (d. h. die Stromrichtung wechselnder) Entladungen beim Blitz ist nicht sichergestellt. Elster und Geitel haben aus Blitzbeobachtungen bei gleichzeitiger Feststellung der Richtung des Erdfeldes die Regel gefunden, daß bei rötlichen Blitzentladungen die Stromrichtung Erde-Wolke, bei bläulichen die umgekehrte Stromrichtung herrsche. Pockels hat die maximale Stromstärke bei Funkenblitzen aus der remanenten Magnetisierung von Basaltstäben bestimmt, die in der unmittelbaren Nähe von Blitzableiterkabeln gelegen waren. Seine Schätzungen bewegen sich zwischen 9000 und 20000 Ampere. Toepler hat dieselbe Methode auch dazu benutzt, um die Stromrichtung zu bestimmen. Er fand, daß in $\frac{2}{3}$ der Fälle die Erde Anode war. Daraus ist aber nicht etwa zu schließen, daß diese Stromrichtung wirklich doppelt so häufig ist. Toepler erklärt vielmehr diese Feststellung durch die Verästelung, welche die Blitzbahn in der Richtung von Anode zur Kathode erfährt: ist die Erde Kathode, so ist die Einschlagstelle auf der Erde auf mehrere Stellen und größere Fläche verteilt, daher die Magnetisierung oft gar nicht nachzuweisen. Die Elektrizitätsmenge, die sich in einem Funkenblitze entlädt, läßt sich aus den oben gegebenen Daten über maximale Stromstärke und Dauer der Entladung auf 1 bis 100 Coulomb schätzen.

b) Flächenblitze. Häufig wird darunter die Erhellung einer größeren Wolkenpartie durch einen nicht direkt sichtbaren Linienblitz verstanden. Es gibt aber auch eigentliche, dem Funkenblitz nicht wesensähnliche Flächenblitze im besonderen Sinne des Wortes: kurzdauernde leuchtende Entladung über ein größeres Flächenstück einer Wolke, welche ein Bandenspektrum aufweist. Solche Flächenblitze kommen nicht nur bei den eigentlichen Gewitterwolken, sondern auch in Stratuswolken und in Bodennebel vor. Sie sind meist mit keiner Schallerregung verknüpft. v. Schweidler nimmt an, daß Flächenblitze entstehen, wenn in bestimmten Wolkenteilen durch Ansammlung von Elektrizität zwar die zur Stoßionisation ausreichende Feldstärke erreicht wurde, wenn aber die Zufuhr neuer Elektrizitätsmengen so langsam erfolgt, daß der vorhandene Ladungsvorrat erschöpft ist, bevor der einer Glimmentladung erschwandte Entladungsstrom in die einer viel höheren Stromstärke entsprechende Form der Funkenentladung (Linienblitz) übergegangen ist.

c) Kugelblitze. Diese Blitzform ist noch nicht völlig geklärt und zählt jedenfalls zu den merkwürdigsten Naturerscheinungen. Sie entstehen gewöhnlich unmittelbar nach einem einschlagenden Funkenblitz („Initialblitz“) als eine leuchtende Entladung in Form einer faust- bis kopfgroßen Kugel, die sich ziemlich langsam in horizontaler, manchmal auch vertikaler oder schiefer Richtung fortbewegt, um dann nach einiger Zeit (bis zu einer Minute) geräuschlos, bisweilen auch mit explosionsartigem Knall (Endentladung oder Funkenblitz) zu verschwinden. Sie treten auch in geschlossenen Räumen auf und sind eine sehr seltene Erscheinung. Nach M. Toepler, der in dem künstlich erzeugten

„Büschellichtbogen“ zwischen Halbleitern eine ähnliche Erscheinung auffand, sind die Kugelblitze als eine Form nahezu kontinuierlicher Entladung aufzufassen, bei welcher an Punkten besonders hoher Stromdichte ein starkes Leuchten eintritt.

d) Perlschnurblitze. Bei diesen Blitzen ist die Bahn durch länger dauerndes Leuchten einzelner Punkte besonders charakterisiert. Sie scheinen eine Übergangsform zwischen Funken- und Kugelblitz zu sein und treten äußerst selten auf.

V. F. Hess.

Näheres s. H. Benndorf u. V. F. Hess, Luftelektrizität (in Müller-Pouillet, Lehrb. f. d. Physik, V. Bd., 1. Hälfte, 11. Aufl. 1928), ferner K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter (Verl. Borntraeger, Berlin 1924).

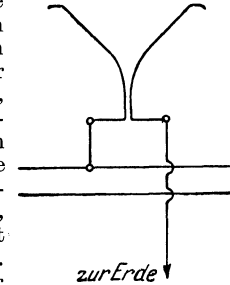
Blitzableiter. Benjamin Franklin hat, nachdem es gelungen war, die elektrische Ladung von Gewitterwolken durch in die Höhe gelassene Drachen qualitativ nachzuweisen, vorgeschlagen, durch Aufstellung von hohen, mit Spitzen versehenen Auffangstangen die Ladung der vorüberziehenden Wolke in Form stiller Spitzenentladungen unschädlich zur Erde abzuleiten. 1765 wurde von Franklin nach diesem Prinzip der erste Blitzableiter konstruiert. Die Funktion des Blitzableiters ist jedoch, wie man später erkannte, wohl wesentlich anders, als Franklin sich vorstellte. Die aufragende Spitze der Stange verursacht eine starke Zusammendrängung der Niveaulächen des elektrischen Erdfeldes und dadurch wird bewirkt, daß die selbständige Entladung des Blitzes wesentlich an diesen Stellen, wo der Potentialgradient die größten Werte erreicht, einsetzt: Die Entladung geht dann den Weg des kleinsten elektrischen Widerstandes, d. h. durch die Eisenstange und die damit verbundene gute metallische Leitung zur Erde, wo eine im feuchten Boden eingelassene größere Kupferplatte das Ende der Erdleitung bildet.

Die Spitze des Blitzableiters soll die umliegenden Gebäude um mindestens einige Meter überragen. Die Leitung, mit der alle ausgedehnteren Metallbestandteile eines Hauses, z. B. die Dachrinnen verbunden werden, muß genügend großen Querschnitt haben, so daß kein Abschmelzen infolge der Wärmewirkung der durchfließenden Elektrizitätsmenge der Entladung zu befürchten ist. Bei Kupferleitungen genügt ein Querschnitt von 50 mm². Die beste Erdleitung bildet das in Städten meist vorhandene System der Wasserleitungsröhren, an welchen direkt die Enden der Kupferleitung angeschlossen werden. Einen guten Blitzschutz gewähren auch die oberirdisch laufenden zahlreichen Telephondrähte in Großstädten, welche ähnlich wirken, wie ein Faradayscher Käfig. Über Hörnerblitzableiter vgl. Blitzschutzvorrichtungen für Starkstromleitungen.

V. F. Hess.

Blitzschutzvorrichtungen: a) für Starkstromleitungen. Bei solchen genügt es nicht, die Stangen der Fernleitungen mit den gewöhnlichen Blitzableitern zu versehen. Denn wenn eine noch so schwache Blitzentladung eine Starkstromleitung trifft, tritt gewöhnlich zwischen den auf verschiedener Spannung geladenen Teilen der Leitung oder zwischen Draht und Erdleitung eine Lichtbogenentladung auf, die, einmal ausgelöst, von selbst nicht erlischt, sondern dem Starkstromnetz dauernd Stromenergie entnehmen würde, bis der örtliche Schaden entdeckt wird, oder bis ein Durchschmelzen der Leitung eintritt. Zur Vermeidung solcher

Schäden dient der Hörnerblitzableiter. Dieser besteht (s. die untenstehende Figur) aus zwei hörnerförmig symmetrisch gebogenen Kupferbügeln, deren einer mit der Fernleitung verbunden ist, während der andere zur Erde abgeleitet ist. Wird durch Blitzschlag ein Lichtbogen ausgelöst, so entsteht dieser am unteren Ende der Bügel, wo sie sich ganz nahe gegenüberstehen. Durch den Lichtbogen entsteht eine augenblickliche beträchtliche Erhitzung der Luft, wodurch der Lichtbogen mit in die Höhe gerissen wird. Dadurch wird er immer länger und reißt schließlich



Hörnerblitzableiter.

von selbst ab.
b) Bei Telephon- und Telegraphennetzen. Obwohl man die Stangen der Leitungen stets mit Blitzableitern versieht, muß dennoch außerdem Vorsorge getroffen werden, daß nicht gefährliche Entladungen ihren Weg durch die Apparate nehmen können.

Dies geschieht durch Einschaltung der „Blitzschutzplatten“. Diese sind Messingplatten von 10 × 10 cm Größe, welche mit scharfen, regelmäßig in Reihen angeordneten Furchen durchzogen sind, und zwar so, daß die Spitzen der einen Platte in ganz geringem Abstand von den Spitzen der gegenübergestellten zweiten Platte sich befinden. Die letztere wird mit einer guten Erdleitung verbunden. Die erste Platte führt von der Luftleitung zum Apparat. Kommt eine höhere Potentialdifferenz in die Leitung, so gleicht sie sich durch das Spitzensystem gefahrlos aus und fließt zur Erde ab, ohne in den Apparat eindringen zu können, dessen Spulen überdies durch ihre Selbstinduktion gegen plötzliche Potentialschwankungen sich wie hohe Widerstände verhalten. Überdies bringt man bei der Einmündungsstelle der Luftleitung ins Haus noch Schmelzsicherungen an.

V. F. Hess.

Blockkondensator. Kondensator unveränderlicher Kapazität, der in Wechselstromkreisen den Übergang von Gleichstrom über gewisse Leiterteile verhindern soll. Andererseits wird der Blockkondensator auch als Stromdurchlass für Wechselstrom benutzt und parallel zu Apparaten oder Instrumenten geschaltet, die für den Wechselstrom kurzgeschlossen werden sollen.

Blockkondensatoren werden entweder als Plattenkondensatoren hergestellt, indem abwechselnd ein Leiter, z. B. ein Stannioblättchen mit einem Nichtleiter, z. B. Papier übereinandergeschichtet wird, oder als Wickelkondensatoren, indem zwei Streifen Metallfolie und zwei Streifen Papier abwechselnd übereinander gelegt und zu einem Wickel aufgerollt werden. Wickelkondensatoren, auch Stabkondensatoren genannt, haben den Vorteil, sehr billig hergestellt werden zu können. Die Papierstreifen sind vorher zu paraffinieren. Als Dielektrikum bei Plattenkondensatoren wird außer Papier auch Glimmer oder Glas gewählt und zwar je nach der Spannung, denen die Kondensatoren nachher ausgesetzt sind. Papier hat die geringste Durchschlagsfestigkeit, dafür lassen sich mit sehr dünnen Papierblättchen Kondensatoren großer Kapazität auf sehr kleinem Raum herstellen.

Glimmer hat zwar eine hohe Durchschlagsfestigkeit und eine hohe Dielektrizitätskonstante, aber infolge dielektrischer Hysteresis hohe Verluste. Durch hohe Durchschlagsfestigkeit und sehr geringe Verluste zeichnet sich unter den Gläsern das von Schott u. Gen. in Jena hergestellte Minosglas aus (s. d.).

E. Alberti.

Näheres s. Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum.

Blondel. Lumenmeter und Photomesometer s. Lichtstrommesser.

Blondel und Broca s. Universalphotometer.

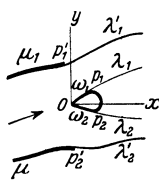
Blondel-Oszillator. Ein geschlossener Oszillator für rasche elektrische Schwingungen. Ein dicker Draht ist zu einem Kreis gebogen und an diametralen Stellen aufgeschnitten. Die Schnittflächen des Drahtes bilden auf der einen Seite die Kapazitäten, auf der anderen Seite, durch kleine Kugeln vergrößert, die Entladungsfunkstrecke des Kreises.

A. Meissner.

Blondlot-Oszillator ist ein Blondel-Oszillator, konzentrisch umgeben von einem sekundären Drahtsystem. Mit dem sekundären System ist ein kurzes Lecher-System (s. d.) gekoppelt. Der B. O. arbeitet bei guter Einstellung mit Stoßerregung.

A. Meissner.

Bobyleffs Problem. Bobyleff und später Réthy haben nach der Kirchhoff-Levi-Civitaschen Methode (s. Strahl) die ebene Strömung eines freien Flüssigkeitsstrahles gegen einen spitzwinkligen, geradlinig begrenzten Keil (Spaltung, s. Abzweigung) behandelt, und zwar versteht man speziell unter dem Bobyleffschen Problem den symmetrischen Fall der Anströmung zweier unter einem



Winkel $\lambda\pi$ gegeneinander gestellter Platten. Der Keilwinkel und seine Lage zur Anströmungsrichtung bestimmen zwei in dem Problem noch willkürliche Konstanten. Für krummlinige Begrenzung des Hindernisses und einen aus einem Gefäß (Kanal) austretenden Strahl (s. Fig.) sind von Cisotti und Villat elliptische Funktionen benutzt worden. An die Keil-

wandungen ω_1, ω_2 schließen sich freie Stromlinien λ_1, λ_2 an (s. Fig.), die ein „totes Gebiet“ (vgl. Kielwasser) zwischen sich einschließen.

Durch Einführung solcher Diskontinuitätsflächen kann man zwar einen Körperwiderstand (s. d'Alambertsches Paradoxon) errechnen, der aber stets zu kleine Werte liefert. Die Vorgänge im Gebiete zwischen den freien Stromlinien hinter dem angeströmten Körper (fälschlicherweise „Tottwasser“gebiet genannt) sind eben nicht ohne Einfluß auf die Druckverteilung am Körper und die Energieverhältnisse (s. Bewegungswiderstand).

Eisner.

Näheres s. Jaffé „Unstetige und mehrdeutige Lösungen der hydromechanischen Gleichungen. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 1921“; Cisotti, Idromeccanica piana.

Bodenarten. Das Produkt der Verwitterung (s. d.) des festen Gesteins ist die lockere Erdkrume, deren Zusammensetzung und Feinkörnigkeit für die landwirtschaftliche Brauchbarkeit und die technische Ausnutzung maßgebend ist. So unterscheidet man bei uns nach der Zusammensetzung Sand-, Mergel-, Ton-, Lehm-, Löß-, Humusboden, zu denen in anderen Ländern noch Schwarzerde, Laterit (in den Tropen), vulkanische Aufschüttungs-

böden usw. kommen. Nach der Größe dagegen klassifiziert man die Bodenbestandteile in Blöcke mit einem Durchmesser von > 20 cm, Geröll 200—20 mm, Kies 20—2 mm, Sand 2—0,2 mm, Feinsand (Mo) 0,2—0,02 mm, Lehm (Schluff) 0,02—0,002 mm, Ton $< 0,002$ mm. Die Größe ist namentlich für die kapillare Wasserzirkulation von Wichtigkeit, die in Bodenteilen von 0,2 bis 0,005 mm Durchmesser am stärksten ist.

Folgende Prozentanteile der Bodenarten hat A. v. Tillo durch Ausmessungen für das gesamte Festland gefunden:

I. Eisboden	10,7%
II. Felsboden	
1. Durch glaziale Denudation	4,5
2. Durch äolische Denudation	5,3
	} 9,8%
III. Wechselboden	3,6%
IV. Lockerboden	
1. Eluvialboden	
a) Lehm	16,1
b) Laterit	22,3
c) Gebirgsschutt	0
	} 38,4%
2. Aufschüttungsboden	
a) Marine Aufschüttung	0
b) Gletscherschutt	7,1
c) Alluvionen	4,5
d) Äolische Aufschüttung:	
a) Flugsand	6,2
β) Feinerdige Ablagerung	15,2
γ) Löß	3,6
e) Vulkanische Aufschüttung	0,9
	} 25,0
	} 37,5%
	} 100,0%

Wichtiger jedoch als die Zusammensetzung der Bodenarten ist die Unterscheidung zwischen Feucht- und Trockenböden. In ersteren überwiegt der Niederschlag die Verdunstung, so daß das Wasser in die Tiefe sinkt und dabei die löslichen Bestandteile mit sich fortführt, der Boden also ausgelaugt wird. Bei Trockenböden dagegen steigt das Grundwasser kapillar an die Oberfläche und führt gelöste Salze empor, mit denen nach der Verdunstung des Bodenwassers die Oberfläche angereichert wird. Zwischen beiden Typen gibt es zahlreiche Übergänge.

O. Baschin.

Näheres s. E. Ramann. Bodenkunde. 3. Aufl. 1911.

Bodenatmung, Eberts Theorie der —. Die in den Hohlräumen des Erdbodens (Bodenkapillaren) befindliche Luft ist viel stärker ionisiert als die freie Atmosphäre, da der Gehalt des Erdbodens an radioaktiven Substanzen im Mittel mindestens 10000mal größer ist, als der der Luft (vgl. „Bodenluft“). Zur Erklärung der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung trotz des fortwährend im ausgleichenden Sinne wirkenden vertikalen Leitungsstromes in der Atmosphäre nahmen Elster und Geitel an, daß ein ungeladener Körper, der von bewegter, ionenhaltiger Luft umgeben ist, sich infolge der größeren Diffusionsgeschwindigkeit der negativen Ionen gegen die den Luftstrom umgebenden Wände negativ auflädt, bis die erreichte negative Ladung durch ihre elektrostatische Gegenwirkung den Diffusionsstrom aufhebt. In feldfreien Räumen in der Nähe der Erdoberfläche, z. B. unter Bäumen, überhaupt an vegetationsreichen Flächen könnte so eine negative Ladung der Erde und eine positive Raumladung der in die freie Atmosphäre austretenden Luft erzeugt werden („Ionenadsorptionstheorie“). Experimente von Simpson sowie von Ebert und Ewers

zeigten indes, daß der Grundeffekt — negative Ladung eines Leiters in bewegter, ionisierter Luft nicht existiert. Nun hat Ebert eine sehr bedeutende Modifikation dieser Theorie aufgestellt, welche auf experimentell fundierter Basis aufgebaut wurde: er denkt sich den Ionenadsorptionsprozeß als schon in den Erdkapillaren vor sich gehend. Zeleny und Simpson haben nämlich gefunden, daß, wenn man ionisierte Luft durch enge Kapillaren (Diaphragmen) strömen läßt, die Wände sich negativ laden. Ebert konnte unter möglichster Nachahmung der natürlichen Verhältnisse zeigen, daß die ionisierte Bodenluft, welche durch Erwärmung des Bodens, Barometerdepressionen oder durch einfache Diffusion aus dem Boden austritt, ähnliche Ladungseffekte bewirkt: die Bodenkapillaren laden sich also negativ auf, während die austretende Luft mit einem Überschuss an positiven Ionen behaftet ist. Diesen Prozeß nennt Ebert Bodenatmung. Die später gegen Eberts Theorie geltend gemachten Einwände gehen nur dahin, daß der Prozeß der Bodenatmung quantitativ nicht ausreicht, um die Regeneration der Erdladung zu erklären. Zur Untersuchung dieser Einwände haben dann Ebert und K. Kurz durch längere Zeit die luftelektrische Zerstreuung an der Grenzschicht zwischen Erdboden und Luftmeer registriert. Sie fanden erstens, daß die dort beobachtete Zerstreuung hauptsächlich von der Strahlung der aus dem Erdboden dringenden Emanationen und deren Zerfallsprodukte erzeugt wird. Durch die Beschaffenheit der obersten Bodenschicht wird nun zweitens nicht nur der Gesamtbetrag der am Erdboden überhaupt zu erhaltenden Zerstreuungswerte wesentlich bedingt, sondern vor allem auch das Verhältnis der positiven zur negativen Zerstreuung: Während nämlich bei dem Münchener steinigem Boden das Verhältnis der Menge der dem Erdboden entquellenden positiven Ionen zu der der negativen 1,07 betrug, konnte durch Überdecken des Bodens mit einer 2 cm dicken Schicht feinen Sandes dieses Verhältnis auf 1,11 gesteigert werden. Der Überschuss an positiven Ionen beim Austritt der Ionen und der sie erzeugenden Agentien (Emanationen usw.) aus dem Boden ergab sich zu rund 1 E. S. E. pro qm Bodenfläche und Stunde. Bei Überdecken mit Sand steigerte sich dieser Überschuss auf 2,5 E. S. E. Die Realität der Bodenatmung folgt ferner aus dem beobachteten engen Parallellismus zwischen den austretenden Ionenmengen und den Luftdruckschwankungen. Diese beiden Faktoren gehen spiegelbildlich zueinander, wobei die Ionenschwankung der Luftdruckschwankung mit einer Phasenverzögerung von ca. 1½ Stunden nachfolgt. Die Ionisierungsstärke der Bodenluft beträgt nach den Münchener Registrierungen etwa 330 Ionen pro cm und sek. Wenn nun auch an dem wirklichen Bestehen der Bodenatmung im Ebertschen Sinne nicht gezweifelt werden kann, so geht doch andererseits aus den Ebert-Kurzchen Versuchen selbst hervor, daß der durch die Erdkapillaren nach oben entweichende Überschuss an positiven Ionen (1 E. S. E. pro cm und Stunde) nicht ausreicht, um den vertikalen Leitungsstrom zu kompensieren. Denn durch letzteren werden pro cm und Stunde im Mittel etwa 11 E. S. E. an positiver Elektrizität der Erde zugeführt. Außerdem fließt diese Menge überall — auch auf den Meeren — der Erde zu, während die Bodenatmung nur auf humusbedeckte, trockene Festlandflächen beschränkt ist. Weitere gewichtige Einwände, die sich auf die vertikale Verteilung der dem Erd-

boden entquellenden Überschüsse an positiven Ionen beziehen, sind von Swann, Seeliger und Schweidler erhoben worden. Nach diesen Untersuchungen kann es heute keinem Zweifel unterliegen, daß die Ebertsche Bodenatmung nicht ausreicht, um die fortwährende Regeneration der negativen Erdladung, d. h. die Aufrechterhaltung des normalen Erdfeldes, zu erklären.

V. F. Hees.

Näheres s. V. F. Heß, Die elektr. Leitfähigkeit der Atmosph. u. ihre Ursachen, § 24. (Vieweg, 1926.)

Bodendruck s. Hydrostatischer Druck und Hydrostatisches Paradoxon.

Bodendurchlässigkeit s. Durchlässigkeit.

Bodeneis. Innerhalb der Jahresisotherme der Lufttemperatur von 0° vorkommender Bodentypus, der durch seinen ständigen Eisgehalt charakterisiert ist, den auch die Sommerwärme nur oberflächlich aufzutauen vermag, so daß die Hauptmasse des in den tieferen Bodenschichten vorhandenen Eises auch in geologischem Sinne alt ist und daher häufig als fossiles Eis bezeichnet wird. Sein Vorkommen hängt nicht nur von der Temperatur, sondern auch von seiner Lage gegen die Richtung der einfallenden Sonnenstrahlen, sowie von Schneebedeckung, Windstärke und anderen klimatischen Faktoren ab. Es ist eine echt polare Erscheinung und nimmt in vielen Polarländern, namentlich in Nordsibirien, große Gebiete ein, wo es in Tiefen bis 117 m hinabreicht und die Kadaver großer, seit der Eiszeit ausgestorbener Tiere (Mammuth) einschließt, die es bis auf die Gegenwart konserviert hat. W. Köppen will als Bodeneis nur fossiles oder Stein-Eis gelten lassen, das er vom Eisboden unterscheidet, in welchem Eis nur als Bindemittel vorkommt.

O. Baschin.

Bodenknalle (Mistpoeffers, Barisal guns). Bisher noch nicht aufgeklärte Schallerscheinungen, die namentlich in Küstengebieten und auf See beobachtet werden und sich wie Kanonenschüsse anhören, die in weiter Entfernung und in gewissen Zwischenräumen abgefeuert werden. O. Baschin.

Bodenluft, Verhalten der — in luftelektrischer Beziehung. Elster und Geitel haben schon im Jahre 1902 festgestellt, daß die abgeschlossene Luft in natürlichen Höhlen, in Kellern u. dgl. eine abnorm hohe elektrische Leitfähigkeit besitzt. Wenn man einen Hohlzylinder in den Boden einsenkt, ihn nach oben mit einem Deckel verschließt und durch eine Saugpumpe mittels einer Rohrleitung Luft aus diesem Zylinder ansaugt, erhält man desgleichen vielmal größere elektrische Zerstreuung, als bei gewöhnlicher Freiluft. Exponiert man in solcher Bodenluft einen negativ geladenen Draht, so erhält man deutliche Mengen radioaktiven Niederschlags, ein Zeichen, daß in der Bodenluft nicht unbedeutliche Mengen von Radium- und Thoriumemanation enthalten sind. Ebert gelang der direkte Nachweis des Emanationsgehaltes der Bodenluft durch Ausfrieren der Emanation bei Abkühlung mittels flüssiger Luft. Daß auch Thoriumemanation neben der Radiumemanation anwesend ist, bewies zuerst Dadourian durch Analyse der Zerfallskurven der in Bodenluft exponierten negativ geladenen Drähte (vgl. Induktionsgehalt). Der Emanationsgehalt der Bodenluft ist von Ort zu Ort sehr verschieden und auch an einem und demselben Orte unterliegt er regelmäßigen Schwankungen, die mit gewissen meteorologischen Vorgängen sowie mit der Durchlässigkeit des Bodens in Zusammenhang stehen. Wenn Emanation mit der Bodenluft in die freie

Atmosphäre austritt, wird die Ionisation der Freiluft größer. Man nennt das Übertreten der Bodenluft aus den feinen Poren des Erdbodens in die Atmosphäre nach Eberts Vorschlag *Bodenatmung* (über die Bedeutung dieses Prozesses für den Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre vgl. die Artikel „*Bodenatmung*“ und „*Elektrizitätshaushalt*“).

Ebert hat eine sehr sinnreiche Vorrichtung zur Registrierung des Emanationsgehaltes der Bodenluft angegeben: in einem 1 m tiefen Loch im Erdboden wurde ein unten offener 1 m hoher Metallzylinder eingesetzt, in dessen Innern ein isolierter, mit einer Batterie verbundener hohler Zerstreuungszylinder sich befand, dessen Bodenfläche aus einem Metallnetz bestand. Wurde dieser Hohlzylinder aufgeladen, so konnte in das Innere desselben nur Emanation, nicht aber außen erzeugte Ionen eintreten. Durch Anbringung eines koaxialen, mit einem Registrierelektrometer verbundenen Zerstreuungsstiftes im Innern des letzterwähnten Hohlzylinders konnte nun die von den Emanationen des Radiums und Thoriums erzeugte Ionisation fortlaufend gemessen werden. Eine Registrierreihe in München und eine ähnliche in Potsdam ergab, daß der Emanationsgehalt der Bodenluft am stärksten von der Sonnenstrahlung beeinflusst wird: zur Zeit der stärksten Sonnenstrahlung findet man ein Minimum des Emanationsgehaltes der Bodenluft. Ähnliche Wirkung übt fallender Luftdruck aus, was sich durch das Emporsteigen der emanationshaltigen Bodenluft aus den Erdkapillaren erklärt. Doch wird dieser Effekt oft durch sekundäre Vorgänge (Verstopfung der Bodenkapillaren durch Niederschlagswasser u. a.) überdeckt. Der Emanationsgehalt der Bodenluft ist etwa tausendmal größer wie der der freien Luft. In dem sandigen Boden bei Potsdam fand Kähler etwa 6mal geringeren Emanationsgehalt als Ebert und Endrös in München.

Blanc fand durch Analyse der Abklingkurven von Drähten, die direkt in Bodenluft aktiviert waren, daß der Anteil der Thoriumemanation an der Gesamtwirkung 60—80% beträgt. Nach Messungen, welche mittels eines Absaugverfahrens von Sanderson, ferner von Joly und Smyth ausgeführt worden sind, enthält die Bodenluft pro ccm etwa $2 \cdot 10^{-13}$ Curie an Radiumemanation und eine Menge Thoriumemanation, die der Gleichgewichtsmenge von etwa 10^{-6} g Thorium entspricht. Im übrigen variiert der Emanationsgehalt der Bodenluft sehr stark mit der Art des Bodenmaterials: die größten Werte ergaben sich nach Olujič in trockenem Lehmboden ($1,2 \cdot 10^{-12}$ Curie pro ccm) die kleinsten (nach Kähler) in Alluvialsand ($0,8$ bis $1,5 \cdot 10^{-14}$). Wright und Smith zeigten, daß der Emanationsgehalt der Bodenluft mit der Tiefe des Bohrloches wächst und von $1\frac{1}{2}$ —2 m Tiefe an einen konstanten Wert annimmt. In dieser Tiefe wird also offenbar der Emanationsgehalt durch die Emanationsabgabe der oberflächennahen Schichten an die Freiluft nicht mehr merklich beeinflusst. Die im Mittel aus 1 qcm Bodenfläche emporquellende Menge Radiumemanation gibt Smyth zu $7 \cdot 10^{-17}$ Curie an. V. F. Hess und W. Schmidt haben auf theoretischem Wege gefunden, daß Emanationsmengen dieser Größenordnung ausreichen, um den wirklich beobachteten Emanationsgehalt der Freiluft trotz des radioaktiven Zerfalls aufrecht zu erhalten. Auch die natürlichen, dem Boden an manchen Stellen entströmenden Gase sind ema-

nationshaltig z. B. Sumpfgas sowie die vulkanischen Dämpfe.

Bemerkenswert ist neben dem großen Emanationsgehalt der Bodenluft ihre Ionisation: es zeigt sich nämlich, daß in Bodenluft ein negativ geladener Zerstreuungskörper stets etwas rascher seine Ladung verliert, als ein positiv geladener. Es überwiegen also in Bodenluft die positiven Ionen stets um einige Prozent. Die Ursache dieser Unipolarität liegt in der verschieden schnellen Diffusion der beiden Ionenarten. Daß die Bodenluft mit einem Überschuß an positiven Ionen aus dem Erdboden austritt, ist von großer Wichtigkeit.

V. F. Hess.

Näheres s. „*Bodenatmung*“ und „*Elektrizitätshaushalt der Erde*“, vgl. auch die dortigen Literaturangaben.

Bodenöffnung s. Ausfluß, Strahl.

Bodenschall. Schwingungen, die sich als fühlbare Erschütterung durch den Erdboden, oder die als Fundament dienende Baukonstruktion fortpflanzen. Im allgemeinen tritt der Bodenschall zusammen mit dem Luftschall auf, d. h. mit Schwingungen, die durch die Luft übertragen werden.

Als Geräusche wirken besonders die höheren Frequenzen lästig, während die niederen wegen ihrer größeren Energie und Amplitude auch noch in größerer Entfernung gefährliche Kräfte und Bewegungen hervorrufen können.

v. Staal.

Näheres s. R. Ottenstein, Über den Schutz gegen Schall und Erschütterungen, Oldenbourg, 1916.

Bodesche Regel s. Planeten.

Böen. Starke, mitunter orkanartige Windstöße, die eine häufige Begleiterscheinung der Gewitter (s. d.) sind und namentlich an der Gewitterfront auftreten. Durch Beobachtungen in der Natur wie durch Experimente ist die Mechanik des Böenvorganges aufgeklärt worden. Es handelt sich um einen Einbruch kälterer Luftmassen in eine wärmere Luftschicht, wobei es zur Ausbildung eines Wirbels um eine horizontale Achse kommt. So erklärt sich die Tatsache, daß die Windgeschwindigkeit in der Sturmböe größer ist, als die des Fortschreitens des ganzen Phänomens. An der Böenfront kommt es häufig zu Graupel- oder Hagelbildung (s. d.), weil der Vorgang demjenigen in einer Kältemaschine gleicht.

O. Baschin.

Böenlinie s. Polarfront.

Böschung. Der Neigungswinkel (i) der Erdoberfläche gegen die Horizontale, der bei lockeren Bodenarten 30° nur selten überschreitet, sich bei festem Fels jedoch bis zu Überhängen steigern kann. Nennt man die horizontale Entfernung s und den Höhenunterschied g , so heißt $g:s$ das Gefälle oder die Steigung. Da man in den Zahlenangaben gewöhnlich $g=1$ setzt, so gibt s die Strecke an, welche man in horizontaler Richtung zurückzulegen hat, damit die Höhe sich um 1 ändert. Bei Wegen rechnet man vielfach nach Prozenten (p); es ist dann

$$p = 100 \cdot \frac{g}{s}.$$

Die Böschung spielt eine wichtige Rolle bei der Darstellung der Erdoberfläche auf Karten. Sie vergrößert die physische Erdoberfläche gegenüber ihrer auf den Karten zur Darstellung gebrachten Horizontalprojektion. Bei einem mittleren i von 5° ist die wirkliche Fläche um 0,4%, bei 10° um 1,5%, bei $24\frac{1}{2}^\circ$ um 10% und bei 30° um 15% größer als ihre Horizontalprojektion. Erreicht die Böschung hohe Beträge, wie es auf dem Festland vielfach der Fall ist, so erhält die Erdoberfläche eine nach oben konkave Krümmung, während am Meeresboden das

Gefälle nur ausnahmsweise den sogenannten kritischen Böschungswinkel überschreitet, bei welchem der Übergang zur Konkavität stattfindet. Für die Ermittlung dieses kritischen Böschungswinkels am Meeresboden hat O. Krümmel die folgende Regel aufgestellt: Der kritische Böschungswinkel, der zwischen zwei Lotungspunkten den Übergang vom konvexen zum konkaven Verlauf des Bodenreliefs bezeichnet, ist in Bogenminuten ausgedrückt gleich dem halben Betrage des in Seemeilen angegebenen Abstandes der beiden Lotungspunkte. Die geringste Böschung, die das menschliche Auge noch als Abweichung von der Horizontalen deutlich wahrnehmen kann, dürfte 1:200 oder 0°17' sein.

O. Baschin.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. 2. Aufl. Bd. I. 1907.

Böschungswinkel s. Erddruck.

Bogenlampe. In der Bogenlampe wird die intensive Lichtstrahlung des elektrischen Lichtbogens (s. d.) zur Beleuchtung verwandt. Man unterscheidet Vakuumbogenlampen, bei denen der Lichtbogen in einem luftdicht geschlossenen, mehr oder weniger evakuierten Gefäß brennt, von denen, die in atmosphärischer Luft betrieben werden. Zu den ersteren gehören die Quecksilberdampfampe (s. Quecksilberlichtbogen), die Quarzquecksilberlampe (s. Quecksilberdampfampe) oder künstliche Höhensonne und die Wolframbogenlampe (s. d.) oder Punktlampe. Bei den Bogenlampen im engeren Sinne, bei denen der Lichtbogen (s. d.) zwischen Kohlen- oder Metallelektroden in atmosphärischer Luft brennt, werden folgende wichtigsten Teile unterschieden:

1. Die Kohlenhalter, die so konstruiert sind, daß die Kohlen mit einem Handgriff eingesetzt und entfernt werden können;

2. das Regelwerk zur Einregulierung der Kohlenenden auf den richtigen Abstand. Es wird elektromagnetisch betätigt, führt die Kohlenenden bis zur Berührung zusammen, solange keine Spannung an der Lampe liegt, zieht sie beim Einschalten der Spannung auf den gewünschten Abstand auseinander und regelt diesen Abstand durch Nachschieben der Kohlen in dem Maße, in dem sie abbrennen und die Spannung an der Lampe infolgedessen steigt.

3. Das Lampengehäuse zum Schutze des Regelwerks und die Lampenglocke zum Schutze des Lichtbogens gegen Luftströmungen.

Je nach der Schaltung des Elektromagneten des Regelwerks unterscheidet man Hauptstrom-, Nebenschluß- und Differentiallampen. Auch Bogenlampen ohne Regelwerk sind konstruiert worden, bei denen sich die Kohlenstäbe mit einer Rippe auf eine Auflage stützen. Durch Abbrennen der Rippe rutscht der obere Kohlenstab selbsttätig nach.

Das von den Bogenlampen ausgestrahlte Licht ist räumlich ungleichmäßig verteilt. Stehen die Kohlen übereinander, so werfen sie senkrecht nach oben und nach unten Schatten. Wird die Beleuchtung unten gewünscht, so wird die obere Kohle zur positiven und damit sehr viel helleren gemacht, so daß die Hauptlichtstrahlung schräg nach unten geht. Bei der indirekten oder Deckenbeleuchtung wird umgekehrt die Hauptlichtmenge schräg nach oben gegen die helle Decke geworfen. Bei der Wechselstrombogenlampe senden beide Elektroden gleichviel Licht aus, so daß zwei schräg nach oben und unten gerichtete Helligkeitsmaxima vorhanden sind. Werden die Kohlen schräg nebeneinander

gestellt, so daß sie einen spitzen nach unten gerichteten Winkel bilden, so ist die maximale Lichtstärke senkrecht unter der Lampe.

Der Lichtbogen verzehrt bei den angewandten geringen Elektrodenabständen etwa 40 V. Da aber die Spannung mit zunehmender Stromstärke abnimmt, muß dem Lichtbogen ein Vorschaltwiderstand vorgeschaltet werden, der so bemessen ist, daß das Aggregat eine steigende Charakteristik hat, wozu eine Spannung von 15 V genügt. Es werden also bei 110 V zwei und bei 220 V vier Lampen hintereinander geschaltet.

Über die gebräuchlichen Abmessungen und Leistungen der Lampen gibt folgende Tabelle Auskunft:

	Offene Gleichstrombogenlampe mit Reinkohlen	Offene Wechselstrombogenlampe mit Reinkohlen	Offene Gleichstrombogenlampe mit Effektkohlen	Offene Wechselstrombogenlampe mit Effektkohlen
Stromstärke ..	6	12	12	12
Lichtbogen-spannung...	40	42	30	49
Lichtstärke HK	400	1100	400	3900
spez. Verbrauch Watt/HK...	0,83	0,65	1,04	0,17
				0,23

HK = Hefnerkerze (Lichteinheit).

Hiernach lassen sich mit Effektkohlen viel größere Kerzenstärken und viel größere Ökonomie erreichen als mit Reinkohlen. Dem steht aber der Nachteil gegenüber, daß sie schädliche Dämpfe und Gase aussenden, so daß sie in Innenräumen nicht verwandt werden können.

Der spezifische Verbrauch der Reinkohlenlampen wird heute durch den der Metallfadenlampen unterboten. Infolge dieses Mangels in Verbindung mit der Notwendigkeit, täglich in die Bogenlampen neue Kohlen einzusetzen und sie des öfteren zu reinigen, sind die Reinkohlenbogenlampen in den letzten Jahren fast völlig durch die Metallfadenlampen verdrängt worden.

Sie finden zur Zeit im wesentlichen nur noch als Scheinwerferlampen und Projektionslampen, besonders in der Kinotechnik, Verwendung.

Der lästige tägliche Kohlenwechsel hat sich durch Einschließen des Lichtbogens in Glas- oder Quarzröhren, in denen er fast völlig vom Luftzutritt abgeschlossen ist, beseitigen lassen. In derartigen Lampen haben die Kohlen Lebensdauern von ca. 200 Stunden. Noch längere Lebensdauern haben die aus einer Eisenverbindung hergestellten Magnetitelektroden. Da aber die Ökonomie bei beiden Verbesserungen unzureichend blieb, haben sie die Bogenlampe nicht retten können. Güntherschulze.

Bogenlampenspektrum, Bogenspektrum s. Serienspektren, Spektralanalyse.

Bohrreibung s. Reibung zwischen festen Körpern.

Bohrsche Frequenzbedingung heißt die II. Grundhypothese der Bohrschen Theorie. Bedeuten E_1 und E_2 die Energiewerte eines Atoms oder einer Molekel in zwei beliebigen ihrer stationären Quan-

ten-Zustände und h das Plancksche Wirkungsquantum, so ist die Frequenz ν der bei einem vollständigen Übergange des betreffenden Systems zwischen diesen Zuständen emittierten ($E_1 > E_2$) bzw. absorbierten ($E_2 > E_1$) *monochromatischen* Energiestrahlung gegeben durch die Gleichung:

$$E_1 - E_2 = h \nu.$$

Dividiert man beiderseits durch h , so erscheint die Frequenz ν als Differenz zweier *Terme* dargestellt, genau so wie dies in den sog. *Serienformeln* der Fall ist (s. Seriengesetze). Wie man sieht, führt die Frequenzbedingung von selbst zum Ritzschen *Kombinationsprinzip* (s. d.): verbindet man nämlich zwei Gleichungen der obigen Form, die je einen Term *gemeinsam* haben, so miteinander, daß man diesen durch Addition oder Subtraktion wegschafft, so bleibt wieder eine Differenz zweier Terme übrig, die nach der Frequenzbedingung eine monochromatische Strahlung bestimmt. Man erhält also durch geeignete *Kombination* (Addition oder Subtraktion) zweier Spektralfrequenzen eines Atoms weitere derartige Frequenzen. Daß nicht alle möglichen Kombinationen zu wirklich beobachteten Spektrallinien führen, erklärt das *Bohrsche Korrespondenzprinzip* (s. d. und Auswahlprinzip).

Wendet man die Bohrsche Frequenzbedingung nicht bloß auf die Quantenzustände eines neutralen oder ionisierten Atoms oder Moleküls *für sich* an, sondern dehnt sie auch auf das System: ionisiertes Atom oder Molekül plus freies Elektron aus, so gelangt man zur *Einsteinschen Quantengleichung* (s. d.). Der Geltungsbereich dieser allgemeinsten Formulierung der Frequenzbedingung ist ein ungeheurer, sie beherrscht nicht nur die sichtbaren Linien- und Banden-Spektren, die Röntgenlinien- und γ -Strahlspektren, die kontinuierlichen sichtbaren und Röntgenspektren, sondern damit auch den lichtelektrischen Effekt, die photochemischen Erscheinungen usw. Sie widerspricht den Folgerungen der klassischen Maxwell-Lorentzschen Elektrodynamik, nach der jedes Atom im Falle mehrerer Eigenfrequenzen stets eine große Anzahl von Frequenzen gleichzeitig emittieren müßte. Die Aufklärung dieses Widerspruches ermöglicht das Bohrsche Korrespondenzprinzip (s. d.).

Wie Einstein gezeigt hat, steht der obigen *Energiemessung* eine Art *Impulsfrequenzbedingung* zur Seite, indem jedem aufgenommenen oder abgegebenen Energiebetrag $h \nu$ eine Impulsänderung $\frac{h \nu}{c}$ des strahlenden Atoms entspricht (c = Lichtgeschwindigkeit) (s. Nadelstrahlung).

Die Tatsache, daß nach der Frequenzbedingung Anfangs- und Endzustand des strahlenden Gebildes für die ausgesandte Frequenz maßgebend sind, hat mehrfach Bedenken hinsichtlich der Erfüllung der Kausalitätsforderung hervorgerufen, welche die Bohrsche Theorie nicht befriedigend zu beantworten vermochte. In der Heisenbergschen Quantenmechanik (s. d.) fällt diese Schwierigkeit dadurch fort, daß dort eine formale Unterscheidung von stationären Quantenzuständen und von Quantenübergängen zwischen ihnen überhaupt nicht möglich ist. Nach der Schrödingerschen Wellenmechanik (s. d.) erscheint jede Spektralfrequenz als Differenzton zwischen zwei dem Atom von vornherein eigentümlichen Eigenfrequenzen, womit die Schwierigkeit beseitigt ist.

Über die Beziehungen der Frequenzbedingung zu den anderen Postulaten der Bohrschen Theorie s. Bohrsche Theorie der Spektrallinien, über ihre Bedeutung für die Strahlung s. Quantentheorie. In Verbindung mit der Bohrschen Theorie s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Encyclopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Bohrsches Korrespondenzprinzip (*Analogieprinzip*), das III. Postulat der Bohrschen Theorie. Die Ausstrahlung eines elektromagnetischen Gebildes ist nach der klassischen Elektrodynamik wesentlich durch seine mechanischen Eigenschaften bedingt. Kann man seine Bewegung mit Hilfe von im allgemeinen mehrfach-periodischen Funktionen der Zeit (s. bedingt periodische Systeme) darstellen und entwickelt sie nach einer mehrfachen Fourierschen Reihe, so treten außer den *Eigenschwingungen* der Bewegung auch noch im allgemeinen abzählbar unendlich viele „Ober-“ und „Kombinationsschwingungen“ in dieser Reihe auf, nämlich alle ganzzahligen Vielfachen der Grundschwingungen und deren lineare Kombinationen. Alle diese *mechanischen* Schwingungszahlen sind nach der klassischen Elektrodynamik zugleich *optische*; beim klassischen Ausstrahlungsvorgang werden sie alle vom Einzelatom *gleichzeitig* ausgesandt.

Bohr fordert nun, daß die auf Grund seiner Frequenzbedingung (s. d.)

$$E_1 - E_2 = h \nu$$

berechneten Frequenzen ν im Falle langer Wellen (d. h. hoher Quantenzahlen in den die stationären Zustände bestimmenden Quantenbedingungen) in jene der klassischen Elektrodynamik übergehen. Dies läßt sich durch direkte Ausrechnung leicht nachweisen, so daß man diesbezüglich auch direkt von einem Korrespondenztheorem der Frequenzen gesprochen hat. Jedem monochromatischen Quantenübergang *korrespondiert* sonach eine ganz bestimmte Frequenz der obengenannten Fourierschen Reihe und alle zur gleichen Fourierfrequenz gehörigen Quantenübergänge sind dadurch gekennzeichnet, daß die mit ihnen zugleich stattfindenden Änderungen der Quantenzahlen (s. d.) dieselben sind. Im Grenzfall langer Wellen besteht also kein Widerspruch mit der klassischen Theorie hinsichtlich irgend einer Einzelfrequenz, fundamental bleibt hingegen der Unterschied, daß bei jedem Ausstrahlungsvorgang des Quantenatoms stets nur eine *einzig*e Frequenz zur Aussendung gelangt. Nimmt man an, daß die relative *zeitliche Häufigkeit* der verschiedenen möglichen Quanten-Ausstrahlungsvorgänge des Einzelatoms im Grenzfall langer Wellen den *relativen Intensitätsverhältnissen* der nach der klassischen Elektrodynamik *gleichzeitig* ausgesandten mechanischen Frequenzen entspricht, so ist damit nun wenigstens *im Zeitmittel* auch jener letzte Unterschied aufgehoben. Für diese Intensitäten sind die Koeffizienten der erwähnten Fourierschen³ Reihe maßgebend, ebenso für die Polarisation der einzelnen Schwingungen. Indem Bohr diese für lange Wellen (hohe Quantenzahlen) gültigen Ergebnisse nun auch auf kurze Wellen (kleine Quantenzahlen) überträgt, gewinnt er Aussagen über Intensität und Polarisation für alle mittels seiner Frequenzbedingung berechneten Spektrallinien, die mit dem Experiment in überraschend guter Übereinstimmung stehen, ohne daß man über die Einzelheiten des Schwingungsvorganges selbst etwas zu wissen braucht. Ist der Koeffizient irgendeines Gliedes der Fourierschen

Reihe Null, so bedeutet das, daß die Quantenübergänge, welche diesem Gliede korrespondieren, überhaupt nicht auftreten können. Auf diese Weise gelingt es, jene Übergänge zwischen den Quantenzuständen *auszuwählen*, welche „erlaubt“ sind und zu beobachtbaren Spektrallinien führen. Für eine spezielle Klasse von Problemen ergibt sich daher auf diesem Wege das *Auswahlprinzip* von Rubinowicz (s. d.) samt der dazugehörigen Polarisationsregel.

Nach dem Gesagten stellt also das Bohrsche Korrespondenzprinzip die Verbindung zwischen klassischer Elektrodynamik und Quantentheorie her und beweist zugleich, daß die klassische Elektrodynamik *statistischen* Charakters ist, ähnlich wie dies von den thermodynamischen Sätzen ja schon seit langem bekannt ist. Später hat Bohr Wert darauf gelegt, das Korrespondenzprinzip als ein rein quantentheoretisches Prinzip zu formulieren und allen Quantenübergängen, welche mit übereinstimmenden Quantenzahl-Änderungen einhergehen, die entsprechende Fourierschwingung der mechanischen Elektronenbewegung als korrespondierende Schwingung zuzuordnen, wodurch eine Bezugnahme auf den oben berührten klassisch-elektrodynamischen Grenzzustand unterbleiben kann. Die jüngste Fortentwicklung der Bohrschen Theorie zur Quantenmechanik (s. d.) von Heisenberg und zur Wellenmechanik Schrödingers (s. d.) hat die nur qualitativen Intensitätsfolgerungen des Korrespondenzprinzipes durch quantitative, rechnerisch konsequent erfassbare Gesetzmäßigkeiten zu ersetzen vermocht, wodurch die Leistungen des Korrespondenzprinzipes erheblich übertroffen worden sind.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Encyclopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Bohrsches Magneton. Ein Wasserstoffatom, bestehend aus einem Massenkern, welcher von einem Elektron umkreist wird, muß ein magnetisches Moment haben, da das kreisende Elektron einen elektrischen Kreisstrom darstellt. Das magnetische Moment dieses Kreisstromes ist gegeben durch das Produkt Ladung des Elektrons mal Umlaufszahl pro Sekunde mal umschriebene Fläche $M_0 = e \cdot \frac{\omega}{2\pi} \cdot \pi a^2$

(a = Radius der Elektronenbahn). Mechanisch stellt ein solches Atom einen Rotator dar, dessen Impulsmoment J gleich dem Produkt aus Masse des Elektrons, Winkelgeschwindigkeit und Quadrat des Umlaufradius ist: $J = \mu \omega \cdot a^2$. Es hängt also magnetisches Moment und Impulsmoment zusammen durch die Beziehung $M_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} \cdot J$, also

unabhängig vom Radius a . Nach den Grundlagen der Bohrschen Quantentheorie kann das Impulsmoment nur ganzzahlige Werte von $\frac{h}{2\pi}$ haben

(0, 1, 2 usw.), worin h die Plancksche Konstante, das elementare Wirkungsquantum, ist. Das magnetische Moment eines einquantigen Atomes ist also $M_0 = \frac{h}{4\pi} \cdot \frac{e}{\mu}$. Aus $h = 6,57 \times 10^{-27}$, $\frac{e}{\mu} =$

$1,77 \times 10^7$ ergibt sich zahlenmäßig für das Moment $M_0 = 9,21 \times 10^{-21}$ Gauß · cm³ gerechnet für das einzelne Atom, oder umgerechnet für ein Mol $M_{\text{Mol}} = 5556$ Gauß · cm³.

Diese Größe bezeichnet man als das Bohrsche Magneton. Gemessen ist das Bohrsche Magneton

an den einquantigen Atomen Silber, Kupfer, Gold und Kalium. Ferner ist gezeigt, daß das Wasserstoffatom ein Moment von einem Magneton hat. Nach neueren Theorien (Goudsmit und Uhlenbeck) soll das Elektron selbst ein magnetisches Moment von einem Magneton haben („Spinning-electron“), so daß das magnetische Moment von einem Bohrschen Magneton, das bei den einquantigen Elementen gemessen wurde, vom Elektron selbst, nicht von seiner Bahn im Atom herührt. Diese Annahme ist die Konsequenz allgemeiner serien- und atomtheoretischer Fragen, welche dazu führten, daß die genannten Atome das Impulsmoment 0 haben, aber das magnetische Moment 1. Das Magneton stellt die atomistische Konstante des Magnetismus dar. Ein Zusammenhang zwischen Magneton und ferromagnetischen Erscheinungen ist noch nicht bekannt. Doch ist die allgemeine Beziehung zwischen Impulsmoment und magnetischem Moment eines kreisförmig bewegten Elektrons in ferromagnetischen Körpern erwiesen (Richardson-Einstein-de Haas-Versuch, Barnett-Versuch). Gerlach.

Bohrsche Theorie der Spektrallinien. Diese im Jahre 1913 begründete Theorie stellt neben der allgemeinen Relativitätstheorie die bedeutendste Schöpfung der theoretischen Physik des letzten Jahrzehnts dar. Auf dem von der Planckschen Quantentheorie der Wärmestrahlung vorbereiteten Boden weiterbauend, hat Bohr mittels weniger, im nachfolgenden formulierter Postulate eine Theorie der Spektrallinien zu geben vermocht, die in ihrer Anwendung auf das *Rutherfordsche Atommodell* bis jetzt zum Verständnis einer Fülle von bisher bloß formalen spektroskopischen Gesetzmäßigkeiten sowohl der Linien-, Banden- als Röntgenspektren geführt hat, sowie Aufschluß gibt über viele Einzelheiten, welche mit dem Erscheinen dieser Spektren verknüpft sind. Ihre Hauptleistung besteht in der zahlenmäßig völlig exakten Vorausberechnung der wesentlichsten spektralen Äußerungen des Wasserstoff- und des einfach positiv geladenen Heliumatoms auf Grund universeller Konstanten allein. Daß ein gleicher Erfolg für nichtwasserstoffähnliche Spektren nicht erzielt werden konnte, liegt an prinzipiellen Schwierigkeiten, deren Überwindung erst eine tiefgehende Weiterführung und Ausgestaltung der Theorie ermöglichte, wie sie voneinander unabhängig die *Quantenmechanik* Heisenbergs (s. d.) und die *Wellenmechanik* Schrödingers (s. d.) gebracht haben. Bezüglich der außerordentlichen Bedeutung der Bohrschen Theorie für die Fragen des Atombaues s. Bohr-Rutherfordsches Atommodell.

Die Grundannahmen der Bohrschen Theorie sind folgende:

I. *Existenz stationärer Zustände* (s. d.). Jedes Atom, jede Molekel kann nur in einer gewissen Reihe von Zuständen *stationär* bleiben, welchen eine Reihe von *diskreten* Energiewerten entspricht. In diesen stationären Zuständen ist beim H- und He-Atom die gewöhnliche bzw. Relativitätsmechanik mit genügender Annäherung gültig.

II. *Bohrsche Frequenzbedingung*. Die bei einem vollständigen Übergang zwischen zwei solchen Zuständen absorbierte oder emittierte Strahlung ist *monochromatisch* und ihre Frequenz ν ist durch die Beziehung bestimmt:

$$E_1 - E_2 = h \nu,$$

worin $E_1 - E_2$ die Energiedifferenz der stationären

Zustände und h das Plancksche Wirkungsquantum bedeutet. Hierzu tritt noch:

III. Das *Bohrsche Korrespondenzprinzip* (s. d.), welches das Verhältnis der beiden ersten Postulate zur klassischen Elektrodynamik betrifft und

IV. die *Adiabatenhypothese* (s. d.), welche bei Bohr in Gestalt des *Prinzips der mechanischen Transformabilität der stationären Zustände* später einfach als *Adiabatenprinzip* auftritt.

Die aufgezählten Postulate der Bohrschen Theorie sind übrigens nicht alle voneinander völlig unabhängig. Zur Festlegung der stationären Zustände verwendet Bohr die von Sommerfeld, Schwarzschild und Epstein herrührenden *Quantenbedingungen* (s. d.), welche im wesentlichen aus II. und III. gefolgt werden können. Die Frequenzbedingung (II.) kann, wie Einstein sehr allgemein bewiesen hat, auf Grund von I. und einer erweiterten Fassung des Korrespondenzprinzips (III.) abgeleitet werden, s. Quantentheorie. Schließlich kann auch gezeigt werden, daß die Adiabatenhypothese nicht eine in jeder Hinsicht selbständige, neue Annahme bedeutet.

Während die Postulate der Bohrschen Theorie zur Zeit ihrer Begründung noch keineswegs als experimentell sichergestellt gelten konnten, ist das gegenwärtig sehr weitgehend der Fall. Daß der Frequenzbedingung (II.) allgemeine Gültigkeit zukommt, hat sich allmählich auf allen in Frage kommenden Gebieten erweisen lassen, zuletzt bei den Röntgenspektren. Das Vorhandensein diskreter stationärer Atomzustände (I.) kann durch die Elektronenstoßversuche von Franck und seinen Mitarbeitern (seit 1920), am unmittelbarsten jedoch durch die experimentelle Feststellung diskreter magnetischer *Richtungsquantelung* (s. d.) von Stern und Gerlach (1921) als direkt nachgewiesen gelten, nachdem schon vorher eine große Anzahl von experimentellen Gründen das gleiche zu fordern schien. Für das wenigstens begrenzte Zutreffen der übrigen Annahmen der Theorie sprechen vor allem ihre bereits eingangs angedeuteten Erfolge. Doch muß auch hervorgehoben werden, daß die Theorie ebenso wie ihre oben genannten Weiterführungen noch keineswegs eine erschöpfende Beschreibung aller elektromagnetischen, insbesondere aber der Licht-Vorgänge zu geben imstande ist, so daß in dieser Hinsicht die Aufgabe noch weiterer Vervollkommnung besteht. Siehe diesbezüglich Quantentheorie.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Encyclopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Bohr-Rutherfordsches Atommodell. Beim *Rutherfordschen Atommodell* (s. Atommodelle) wird in bester Übereinstimmung mit der experimentellen Erfahrung angenommen, daß die gesamte *positive* Elektrizität, die am Aufbau eines Atoms teilnimmt, auf einen sehr kleinen Raum (Radius etwa 10^{-12} bis 10^{-13} cm) zusammengedrängt ist, den *Atomkern*. (Daher der Ausdruck *Kerntheorie der Atome*). Die positive *Kernladung* Z (*Ordnungszahl*, *Atomnummer*) ergibt sich als Differenz der Anzahlen der im Kerne vorhandenen positiven und negativen Elementarquanten der Elektrizität (*Protonen* und *Elektronen*) und nimmt im *periodischen System* von Element zu Element um eine Einheit zu (s. Atomkern und Periodisches System der Elemente). Der Kern eines Atoms von der Ordnungszahl Z wird von Z *einzelnen umlaufenden Elektronen*

umgeben (*Elektronenhülle*, *Elektronenwolke*), entsprechend dem Umstande, daß die Atome gewöhnlich elektrisch *neutral* sind. Die Zahl der äußeren Atomelektronen nimmt daher im periodischen System von Element zu Element ebenfalls um eine Einheit zu.

Würde die Bewegung dieser Elektronen mittels der *klassischen Elektrodynamik* beschrieben werden, welche für *beschleunigte* elektrische Ladungen *Ausstrahlung* elektromagnetischer Energie folgert, so ergäbe sich ein dauernder Verlust von elektromagnetischer Energie für die Atome, verursacht durch die *Ausstrahlung* der in ihrer Zentralbewegung notwendig *beschleunigten* Elektronen. Um diesen Widerspruch zu der aus zahlreichen chemischen und physikalischen Gründen erforderlichen *Stabilität der Atome* zu beheben, hat Bohr die *Quantentheorie* (s. d.) auf die Elektronenbewegungen angewendet und dementsprechend die Existenz *stationärer Elektronenbahnen* in den Atomen angenommen, in denen *keinerlei Energieausstrahlung* stattfinden kann. Nach der *Bohrschen Theorie der Spektrallinien* (s. d.) besitzt jedes Atom eine ganze Reihe *stationärer Zustände* mit diskreten Energiewerten (*Energieniveaus*, *Energienstufen*), in denen die Elektronen in strahlungsfreien Bahnen umlaufen; dem Zustand geringster Energie unter ihnen entspricht der *Normalzustand* des Atoms.

Nachdem man anfänglich auf Grund gewisser vereinfachender Annahmen (*Elektronenring-Vorstellung*, *Kubische Atommodelle*, s. d. betr. Art.) geglaubt hat, den Normalzustand der Atome hinreichend beschreiben zu können, hat Bohr 1921/22 eine konsequentere Methode zur Bestimmung dieser Normalzustände aufgefunden. Es war zwar nicht möglich, diese und auch die übrigen stationären Zustände der Atome auf Grund der *Quantenbedingungen* (s. d.) allgemein voraus zu berechnen, wie dies beim *Wasserstoffatom* (s. d.) und beim einfach ionisierten *Heliumatom* (s. d.) bereits vor längerer Zeit gelungen ist. Hingegen hat Bohr gezeigt, daß man unter Zuhilfenahme des von den Atomen ausgesandten *Spektrums*, sowie des *Korrespondenzprinzips* (s. Bohrsches Korrespondenzprinzip) und der Ehrenfestschen *Adiabatenhypothese* (s. d.) die Normalzustände doch hinreichend quantentheoretisch charakterisieren kann. Bohr findet, daß man die Bewegung jedes einzelnen Atomelektrons in der Hauptsache durch *zwei* Quantenzahlen beschreiben kann, eine *Hauptquantenzahl* n und eine *Impulsquantenzahl* k . Das einfachste Beispiel einer solchen *n_k-Bahn* bietet die rotierende, nahezu elliptische Elektronenbahn im Wasserstoffatom (s. d.). Hier reichen diese beiden Quantenzahlen in Strenge aus, um die Elektronenbewegung festzulegen: die Länge der großen Achse $2a$ und des „Parameters“ $2p$ (d. i. die im Brennpunkt errichtete, zur großen Achse senkrechte Sehne) der Ellipse sind durch die Formeln gegeben

$$2a = n^2 \cdot \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}, \quad 2p = k^2 \cdot \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}$$

(h Plancksches Wirkungsquantum, e Elektronenladung, m Elektronenmasse). Setzt man für n und k , die in den stationären Zuständen des Wasserstoffatoms *beliebige ganzzahlige* Werte annehmen, den Wert 1, so erhält man den stationären Zustand geringster Energie: im Normalzustand beschreibt das Wasserstoffelektron demnach eine 1_1 -Bahn.

Um eine Übersicht über den Aufbau der Elektronenhüllen von Atomen beliebiger Elektronenzahl zu bekommen, kann man zunächst nach den verschiedenen Elektronenanzahlen fragen, welche zu Bahnen mit derselben Hauptquantenzahl n gehören. Wie die obige Formel für $2a$ zeigt, wachsen die Bahndimensionen mit zunehmendem n rasch an, so daß, allein nach der Größe von n beurteilt, die *einquantigen* Bahnen ($n=1$) von den *zweiquantigen* ($n=2$) umschlossen werden, diese wieder von den *dreiquantigen* ($n=3$) usf. Dieser *Schalenbau der Elektronenhüllen* entspricht in großen Zügen den aufeinanderfolgenden Perioden im *Periodischen System der Elemente* (s. d.), die Besetzungszahlen der verschiedenen „Schalen“ hängen in charakteristischer Weise mit den verschiedenen Periodenlängen zusammen, jede einmal vollbesetzte Elektronenschale wiederholt sich bei allen elektronenreicheren Elementen unverändert. Der Schalenbau kommt am reinsten in den *Röntgenspektren* (s. d.) der Elemente zum Ausdruck, von woher auch die Bezeichnungen: *K-Schale* ($n=1$), *L-Schale* ($n=2$), *M-Schale* ($n=3$) usf. genommen sind, da die Teilnahme der betreffenden *Elektronengruppen* am Emissionsvorgang der K-, L-, M...-Serien der Röntgenspektren eine besondere Rolle spielt. Vom He ($Z=2$) angefangen, besteht die kernnahe K-Schale bei sämtlichen Elementen aus 2 Elektronen, vom Ne ($Z=10$) an ist die nächstäußere zweiquantige L-Schale mit je 8 Elektronen vollbesetzt. Die M-Schale verändert ihre Besetzungszahl jedoch auch noch nach dem Überschreiten der zweiten kleinen Periode des Periodischen Systems; während sie beim Ar ($Z=18$) 8 Elektronen besitzt, nimmt sie im Verlaufe der ersten großen Periode noch weitere Elektronen auf und erreicht erst inmitten dieser Periode, beim Cu ($Z=29$) ihre volle Besetzung mit 18 Elektronen, die weiterhin beibehalten wird. Die Anlagerung von vierquantigen N-Elektronen beginnt bereits bei dem auf das Ar folgenden K ($Z=19$), also noch vor dem Abschluß der kernnäheren M-Schale. Die N-Schale gelangt erst beim Au ($Z=79$) mit 32 Elektronen zum Abschluß, inzwischen sind aber bereits fünf- und sechsquantige Elektronen aufgetreten, doch gelangen die O- und P-Schalen bis zum Ende des Periodischen Systems ($Z=92$) nicht mehr zum Abschluß; ebenso wenig eine siebenquantige Q-Schale, deren erste Elektronen vom Ra ($Z=88$) an beobachtet sind.

Geht man jetzt einen Schritt weiter und betrachtet die Aufteilung der verschiedenen Schalenbesetzungen in einzelne *Untergruppen* mit gemeinsamen Haupt- und Nebenquantenzahlen n, k , so erhält man für die Elektronenanzahlen in den oben erwähnten Bohrschen n_k -Bahnen nach Stoner und Main Smith bei den *Edelgasen*:

Element	Atom-Nr. Z	Anzahl der Elektronen in den n_k -Bahnen																						
		1 ₁	2 ₁	2 ₂	3 ₁	3 ₂	3 ₃	4 ₁	4 ₂	4 ₃	4 ₄	5 ₁	5 ₂	5 ₃	5 ₄	5 ₅	6 ₁	6 ₂	6 ₃	6 ₄	6 ₅	6 ₆		
Helium . .	2	2																						
Neon . .	10	2	2	6																				
Argon . .	18	2	2	6	2	6	—																	
Krypton .	36	2	2	6	2	6	10	2	6	—														
Xenon . .	54	2	2	6	2	6	10	2	6	10	—	2	6	—	—	—								
Niton . .	86	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
(=Emanation)																								

Der sukzessive Ausbau der drei- und höherquantigen Elektronenschalen ist nun ohne weiteres verfolgbar geworden. Man sieht, daß für die Untergruppen das gleiche gilt, wie für die Schalen selbst: ist die volle Besetzungszahl einmal erreicht, so wird sie auch bei den folgenden Elementen im Periodischen System unverändert beibehalten. Ausnahmen von dieser grundlegenden Gesetzmäßigkeit sind nur bei oberflächennahen Elektronen der Hülle beobachtet worden und hängen nach Bohr mit der *energetischen Stabilität* der einzelnen, von Element zu Element neu hinzukommenden äußersten Elektronen zusammen. Der Sachverhalt wird durch das *Bohrsche Aufbauprinzip* dahin zusammengefaßt, daß ein seiner Elektronenhülle völlig beraubter Atomkern Elektronen in derselben Aufeinanderfolge einfängt und in denselben Quantenbahnen an sich bindet, in welchen solche Elektronen vom Beginne des Periodischen Systems angefangen, von Element zu Element neu hinzukommen und gebunden werden, bis zu dem Element, dem der betrachtete Atomkern angehört — falls dabei keine Elektronenbahnen auftreten, deren energetische Stabilität geringer wäre als die einer unbesetzten Elektronenbahn.

Eine weitere Zerlegung der *Untergruppen* nach Maßgabe einer dritten, zuerst von Smekal und Sommerfeld eingeführten „inneren“ *Quantenzahl j*, wird, abgesehen von den komplizierteren optischen Serienspektren, durch die *Feinstruktur der Röntgenspektren* (s. d.) notwendig gemacht. Nach der Tabelle würde es zwei verschiedene Arten von L-Elektronen, drei Arten von M-Elektronen usw. geben, neben der einfachen K-Serie sind jedoch drei L-Serien, fünf M-Serien usw. vorhanden. Man erhält die erforderliche Anzahl von *Teilgruppen* der Untergruppen nach Stoner und Pauli, wenn für die ganze Zahl j die Beschränkung $0 < j \leq k$ gilt, ebenso wie $0 < k \leq n$ ist. Die Quantenzahl j ist für die Orientierung der Elektronenbahnen einer Teilgruppe gegen das Atom als Ganzes maßgebend. Auch die Besetzungszahlen dieser Teilgruppen bleiben, von Stabilitätsfragen abgesehen, wenn einmal erreicht, durch das ganze Periodische System hindurch unverändert. Als Beispiel sei etwa die Elektronenverteilung des Xenons ($Z=54$) im einzelnen angegeben:

Röntgenbezeichnung der Untergruppen	K	L				M					N							O					
		L _I	L _{II}	L _{III}	L _{IV}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V	N _I	N _{II}	N _{III}	N _{IV}	N _V	N _{VI}	N _{VII}	O _I	O _{II}	O _{III}	O _{IV}	..	
Quantenzahlen	n	1		2				3						4							5		
	k	1	1	2	2	1	2	2	3	3	1	2	2	3	3	4	4	1	2	2	3	..	
	j	1	1	1	2	1	1	2	2	3	1	1	2	2	3	3	4	1	1	2	2	..	
Elektronenanzahl		2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6	—	—	2	2	4	—	..	

Eine nochmalige, letzte Vertiefung der bisherigen Aussagen über den Aufbau der Elektronenhüllen wird durch die *Komplexstruktur der optischen Serienspektren* (s. d.) und ihre *anomalen Zeeman-Effekte* (s. d.) erfordert. Befindet sich das Atom in einem äußeren störenden Magnetfeld, so erweisen sich nun auch die zu gleichen Teilgruppen gehörigen Elektronen als voneinander unterscheidbar. Die Ursache hiervon haben Goudsmit und Uhlenbeck in dem Vorhandensein eines *Elektronendrehimpulses* und des dazugehörigen *magnetischen Elektronenmomentes* aufgedeckt (s. Kreiselektron). Die Unterschiede zwischen den zur gleichen Teilgruppe gehörigen Elektronen liegen dann in den räumlich-quantenhaften Richtungsverschiedenheiten ihrer Drehimpulsachsen im Magnetfeld und können durch eine vierte „magnetische“ *Quantenzahl* beschrieben werden. Wie Pauli fand, stimmt die Anzahl dieser verschiedenen Orientierungsmöglichkeiten der Elektronenkreise für jede Teilgruppe genau mit der maximalen Besetzungszahl dieser Teilgruppe überein und es gibt keine zwei Elektronen der gleichen Teilgruppe im Atom, welche in starken Magnetfeldern dieselbe Orientierung, dieselben vier Quantenzahlwerte, besitzen können. Dieses *Paulische Eindeutigkeitsprinzip* vermag somit die Besetzungszahlen sämtlicher Teilgruppen, Untergruppen, Elektronenschalen, welche vordem aus der Erfahrung abgeleitet worden waren, einheitlich zu begründen, womit die Theorie der Elektronenanordnung in den Atomen für das gesamte Periodische System der Elemente zu einem gewissen formalen Abschluß gelangt ist.

Die Besetzungszahlen der verschiedenen Elektronengruppen sind durchwegs gerade Zahlen, 2, 4, 6, was für besondere Symmetrie- und Stabilitätseigenschaften der zugehörigen Elektronenbahnen spricht. Die Bahnen benachbarter Untergruppen sind voneinander weder räumlich getrennt, noch unabhängig. Als Beispiel hierfür sei die 3_{11} -Bahn des äußersten Na-Elektrons ($Z=11$) genannt, welche nach Ausweis der energetischen Verhältnisse durch die Elektronen der weiter innen befindlichen L- und K-Schale bis in die unmittelbare Nähe des Atomkerns vordringt („Tauchbahn“). Das weitgehende Zusammenspiel aller Elektronen des Atoms ist nach Bohr von größter Bedeutung für die energetische Stabilität der einzelnen Elektronenbahnen und damit für die spektralen Eigenschaften der Atome. Die Festigkeit der Bindung des etwa durch Elektronenstoß am leichtesten ablösbaren Elektrons ist insbesondere maßgebend für die *Anregungs- und Ionisierungsspannung* (s. d. betr. Art.) des Atoms, sowie für die Beschaffenheit seines *optischen Emissions- und Absorptionsspektrums* (s. Serienspektren). Die neueste Fortbildung der Quantentheorie zur *Quantenmechanik* (s. d.), bzw. *Wellenmechanik* (s. d.) hat übrigens gezeigt, daß die anschauliche Vorstellung der verschiedenen quantenhaft bestimmten Elektronenbahnen unzulässig ist (vgl. etwa Artikel Heliumatommodell), obgleich die Kennzeichnung der Atomstruktur mittels der oben benutzten verschiedenen Quantenzahlen zu Recht bestehen bleibt und sogar quantitative Vervollkommnung erfahren konnte. Die ohnehin nur angenähert berechenbaren *Abmessungen*, insbesondere der *äußeren Elektronenbahnen*, welche von der Größenordnung 10^{-8} cm sind und die sog. *Atomgrößen*

(s. d.) bestimmen, können daher kein genaues Maß für die *Atomdimensionen* (s. Molekuldimensionen), bzw. die *Atomvolumina* (s. d.) abgeben.

Für das Verständnis der *Valenzeigenschaften* der Atome ist die Anordnung ihrer äußersten, am leichtesten abtrennbaren Hüllelektronen maßgebend. Sie wird durch die Eigenschaften der noch nicht voll besetzten Elektronenteilgruppen und ihre energetischen Stabilitätsverhältnisse bestimmt. Am einfachsten ist die Sachlage bei den beiden kleinen Perioden des Periodischen Systems, sowie bei den in der Nähe der übrigen Edelgase befindlichen chemischen Elemente. Aus der oben gegebenen Tabelle für die Besetzungszahlen der Elektronenuntergruppen bei den Edelgasen entnimmt man, daß die Oberfläche der Edelgasatome, abgesehen vom He, stets von 8, in einer energetisch besonders stabilen Anordnung befindlichen Elektronen gebildet wird, wie es die meisten *Valenztheorien*, namentlich jene von Kossel, in Übereinstimmung mit der chemischen Ungreifbarkeit dieser Atome voraussetzen. Bei den einwertigen Alkaliatomen kommt zu dem festgefügtten Bau dieser äußeren „Edelgasschale“ des ihnen vorangehenden Elementes je ein weiteres Elektron hinzu, welches aus energetischen Gründen stets in einer höherquantigen Bahn von geringer Ionisierungsarbeit gebunden wird; die positive Einwertigkeit der Alkalimetalle beruht daher auf der leichten Abtrennbarkeit dieses ihres einzigen „Valenzelektrons“ und der Unverletzlichkeit der darunter befindlichen „Edelgasschale“. Ähnlich steht es mit der Zweiwertigkeit der Erdalkalien, der Dreiwertigkeit der Elemente in der dritten Vertikalreihe des Periodischen Systems. Die negative Einwertigkeit der Halogene hingegen beruht auf ihrer aus dem *Bohrschen Aufbauprinzip* und den energetischen Verhältnissen resultierenden Fähigkeit, neben ihren sieben äußeren Valenzelektronen unter Energieabgabe (*positive Elektronenaffinität!*) noch ein achttes Elektron (aber kein weiteres mehr) festhalten zu können, wobei das entstehende negative Halogenion gleichfalls die unangreifbare Elektronenanordnung des ihm im Periodischen System nachfolgenden Edelgases erhält. Die Valenzverhältnisse in den großen Perioden des Periodischen Systems, insbesondere die Sonderstellung der beiden *Triaden* (Fe, Co, Ni; $Z=26-28$; Ru, Rh, Pd; $Z=44-46$) und der großen Gruppe der *seltenen Erden* (La bis Lu; $Z=57-71$) haben ihre Erklärung in der wechselnden Auffüllung äußerer und innerer oberflächennaher Elektronengruppen gefunden.

Näheres s. Bohr, Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, Braunschweig 1922; Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, IV. Aufl., Braunschweig 1924; Hund, Linienspektren und Periodisches System der Elemente, Berlin 1927; v. Hevesy, Die seltenen Erden vom Standpunkt des Atombaues, Berlin 1927

Bolometer. Das Bolometer ist ein für Strahlungsmessungen eingerichtetes Widerstandsthermometer (s. d.), das im wesentlichen aus einem oder mehreren („Linear-“ bzw. „Flächen“-Bolometer) sehr dünnen Platinstreifen besteht. Es mißt die Energie der von ihm absorbierten Strahlung, und zwar durch die Änderungen seines elektrischen Widerstandes, die der Änderung seiner Temperatur proportional ist. Um diese zu messen, schaltet man das Bolometer in einen Zweig einer Wheatstoneschen Brücke ein. Das bei verdecktem Bolometer auf Null gebrachte Galvanometer in der

Brücke gibt bei Bestrahlung des Bolometers Ausschläge, deren Größe der von dem Bolometer absorbierten Energie proportional sind. Um große Temperaturänderungen, also hohe Empfindlichkeit des Bolometers zu erzielen, muß die zu erwärmende Bolometermasse klein und der Widerstandskoeffizient des Materials groß sein. Man wählt gewöhnlich Platin, das man in Dicken bis zu $0,5 \mu$ erhält, wenn man auf Platinblech 10mal so dickes Silberblech oder Kupferblech aufschweißt oder elektrolytisch niederschlägt, auswalzt und dann das Silber abätzt [durch verdünnte, auf etwa 40°C angewärmte Salpetersäure; ähnliches Verfahren: Wollastondrähte (s. d.)]. Damit das Bolometer die gesamte auffallende Energie absorbiert, schwärzt man es elektrolytisch mit Platinmoor (s. d.).

Lampenruß ist zur Schwärzung im allgemeinen ungeeignet, denn eine dicke Rußschicht leitet die Wärme schlecht und läßt deshalb die der Vorderschicht zugestrahlte Wärme nur unvollkommen zum Bolometer durchdringen. Für sehr lange Wellen ist sowohl Ruß als auch Platinmoor nicht mehr schwarz: Die Durchlässigkeit in dem „trüben Medium“ nimmt mit steigender Wellenlänge zu, so daß ein immer größerer Betrag der einfallenden Energie an dem metallischen Bolometer reflektiert wird und durch die Schwärzungsschicht wieder entweicht. Zur Vermeidung setzt man dem Ruß Natronwasserglas zu und streicht die Paste auf; andere Verfahren s. Reflektionsvermögen. Nachteil dieser Schwärzung ist die Erhöhung der thermischen Trägheit.

Das Bolometer dient sowohl zur Messung der Gesamtstrahlung als auch zur Messung der Energie einzelner Spektrallinien (Spektralbolometer, s. d.).

Statt die Energie der auffallenden Strahlung durch den Ausschlag des Galvanometers relativ zu messen, kann man sie auch absolut messen, (in cal pro sec oder Watt), wenn man (nach Abschirmung der Strahlung) den Strom in der Wheatstoneschen Brücke so verstärkt, daß die im Bolometer erzeugte Joulesche Wärme in ihm die gleiche Widerstandsänderung erzeugt, wie die Bestrahlung sie erzeugt hatte. Die hierzu erforderliche elektrische Leistung im Bolometerstreifen — z. B. in Watt gemessen — ist dann die gleiche wie bei Bestrahlung. Die Methode ist nur bei Bolometern sehr gleichmäßiger Dicke einwandfrei. Die Empfindlichkeit wird durch Einschließen des Bolometers in ein evakuiertes Gefäß vergrößert (Vakuumbolometer, s. d.). S. auch Photometrie, objektive. Gerlach. Näheres s. Müller-Pouillet's Physik, Bd. 2; ferner Kohrausch, Lehrbuch der Physik.

Bolometrische Größe s. Helligkeit der Sterne.

Boltzmann-Plancksche Konstante (Boltzmannsche Konstante) s. Boltzmannsches Prinzip.

Boltzmannsches Gesetz = Stefan-Boltzmannsches Gesetz s. Energetisch-photometrische Beziehungen Nr. 2.

Boltzmannsches Prinzip, der grundlegende, zuerst von L. Boltzmann aufgefundenen Zusammenhang zwischen Entropie und „Wahrscheinlichkeit“, welcher später, namentlich von Planck und Einstein als allgemein gültiges Gesetz vorweggenommen und zur Deduktion anderer Folgerungen benutzt worden ist. Die Boltzmannsche Begründung steht in naher Beziehung zum Boltzmannschen H-Theorem (s. d.). Eine allgemeine Rechtfertigung hat Planck in folgender Weise zu geben versucht. Erblickt man mit Boltzmann das Wesen der Irreversibilität der Wärmeerscheinungen darin, daß molekularstatistische Systeme „im allgemeinen“ von Zustandsverteilungen (s. Statistik) „geringerer Wahrscheinlichkeit“ zu solchen „höherer Wahrscheinlichkeit“ überzugehen streben, so gelangt man dazu,

„die Größe der Entropie als ein direktes allgemeines Maß für die physikalische Wahrscheinlichkeit“ aufzufassen. Ohne daß es erforderlich zu sein braucht, diese Wahrscheinlichkeit vorher genauer zu definieren, soll angenommen werden können, daß die Entropie S eine universelle, alleinige Funktion dieser Wahrscheinlichkeit W ist. Für die zwei voneinander als vollkommen unabhängig, nämlich thermisch gegeneinander isoliert vorausgesetzten warmen Körper A und B gelten dann die Ansätze

$$S_A = f(W_A) \quad S_B = f(W_B);$$

setzt man ferner die Gültigkeit des Multiplikationstheorems der Wahrscheinlichkeiten voneinander unabhängiger Ereignisse für die „physikalischen Wahrscheinlichkeiten“ W_A und W_B voraus, so hätte man für die beiden Körper zusammengenommen

$$S_{A+B} = S_A + S_B = f(W_{A+B}) = f(W_A \cdot W_B).$$

Aus diesen Funktionalgleichungen folgt allgemein

$$S = k \cdot \log W$$

als Ausdruck des Boltzmannschen Prinzipes, ohne die noch bei Boltzmann auftretende willkürliche additive Integrationskonstante. Die darin vorkommende universelle Boltzmann-Plancksche Konstante besitzt, wie etwa im Wege der idealen Gasgesetze gefunden werden kann, den Zahlenwert $1,371 \cdot 10^{-16}$ erg/grad.

Eine genauere Begründung des Boltzmannschen Prinzipes ist auf dem angegebenen Wege nur dann möglich, wenn man die Schwierigkeit überwindet, daß die nach der Statistik (s. d.) für W einzusetzende sog. thermodynamische Wahrscheinlichkeit keine „echte“ Wahrscheinlichkeit darstellt, sondern eine sehr große ganze Zahl, für welche das Multiplikationstheorem zunächst nicht zu gelten braucht. Dies gelingt dadurch, daß man W in geeigneter Weise (durch Koppelung von A und B mit je einem sehr großen „Wärmereservoir“) auf das Produkt aus einer (großen) Konstante und einer „echten“ Wahrscheinlichkeit zurückführt. Die zweite wesentliche Annahme, daß die Entropie als eine universelle Funktion der Wahrscheinlichkeit angesehen werden kann, findet in der allgemeinen Statistik (s. d.) eine weitgehend voraussetzungslose Rechtfertigung; hierbei zeigt sich aber, daß die Boltzmannsche Beziehung, wie alle Sätze der Statistik, ein für nur sehr große Molekülanzahlen asymptotisch gültiges Gesetz darstellt, was aus der obigen Ableitung natürlich nicht zu entnehmen ist.

Die Vorteile einer Anwendung des Boltzmannschen Prinzipes liegen darin, daß es eine makroskopisch meßbare Größe in sehr allgemeiner Art mit dem Molekularzustand eines warmen Körpers in Verbindung zu bringen erlaubt, eine Verbindung, welche mit der Entropie auch bei irreversiblen Prozessen einen bestimmten molekulartheoretischen Sinn zu verknüpfen möglich macht. Diesem prinzipiellen Vorzug stehen jedoch methodische und praktische Nachteile gegenüber, so daß die Anwendung des Boltzmannschen Prinzipes gegenüber jener der übrigen statistisch-thermodynamischen Beziehungen (s. Statistik) in letzter Zeit merklich zurückgetreten ist. Die methodischen Nachteile wurzeln in dem bereits berührten Umstand, daß eine einwandfreie Begründung des Prinzipes auf die allgemeinen statistischen Grundlagen der makroskopisch-reversiblen Entropiedefinition zurückgehen muß, insbesondere auf eine vorgängige Klärung des statistischen Temperaturbegriffes, so

daß mit der oben angedeuteten Planckschen Begründung, welche den letzteren scheinbar zu vermeiden gestattet, im Grunde nichts gewonnen wird. Die praktischen Nachteile liegen darin, daß das Prinzip in jedem einzelnen Falle erst nach der wirklichen Ausrechnung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit W für den betrachteten Molekularzustand fruchtbar wird; wie in der Statistik gezeigt wird, ist aber eine ganz allgemeine Auswertung dieser Größe ausführbar, welche zu der auch direkt ableitbaren statistisch-thermodynamischen Entropieformel führt (s. Statistik), die nunmehr auf ganz beliebige molekularstatistische Systeme direkt anwendbar ist. Ein besonderer Vorteil des Boltzmannschen Prinzips liegt nach Planck darin, daß es nach entsprechender (quantenstatistischer) Definition der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit W Absolutwerte der Entropie und der übrigen thermodynamischen Funktionen zu berechnen erlaubt.

Näheres s. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 5. Aufl., Leipzig 1924; Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Boltzmannsches H-Theorem s. H-Theorem.

Bombardon s. Zungeninstrumente.

Bombe für hohe Drucke und Temperaturen. Des Coudres konstruierte einen Apparat, der gleichzeitig hohen Drucken und hohen Temperaturen ausgesetzt werden kann. Er verteilt diese doppelte Beanspruchung, indem er dem Metallmantel nur den Druck, einem inneren Teil aus Quarz nur die Temperatur zumutet. In das Innere einer mit Flüssigkeit gefüllten Stahlbombe, die selbst verhältnismäßig kühl bleibt, wird ein elektrischer Ofen mit einem Platinband gesetzt, der ein offenes Quarzrohr und seinen Inhalt auf Weißglut bringen soll. Später hat des Coudres diesen Apparat noch mit besonderen Fenstern versehen, so daß der Verlauf einer Reaktion im Innern der Bombe genau verfolgt werden kann. *H. Ebert.*

Bombe, kalorimetrische s. Kalorimetrische Bombe.

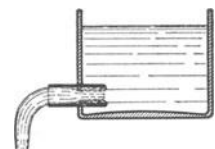
Bombenofen (Schießofen). Um das Verhalten von Substanzen bei höheren Drucken und Temperaturen beobachten zu können, schmelzt man sie in Röhren ein, die man wegen der möglichen Zersprengung in einem meist einseitig offenen Metallrohr oder der Bohrung eines Metallkörpers so lagert, daß explodierende Teile nach einer ungefährlichen Richtung hin ausgeschleudert werden. Für sehr hohe Drucke (bis zu 3000 Atm.), z. B. für das Studium der Bildung des Diamanten oder von Gesteinen, werden kleine elektrische Öfen in starkwandige, von außen gekühlte bombenartige Metallhohlkörper eingebaut, in deren Wandung isolierte Elektrodendurchführungen und Beobachtungsfenster eingesetzt sind. *Carl Müller.*

Bora. Ein kalter, antizyklonischer, böiger Fallwind (s. Wind), der an Steilküsten vorkommt, mit denen ein kaltes Hinterland gegen ein warmes Meer abfällt, wie es an der Küste von Istrien und Dalmatien der Fall ist. Die Bora hat eine ausgesprochene tägliche Periode. In einzelnen Stößen erreicht sie Orkanstärke. *O. Baschin.*

Bordasches Mundstück. Borda hat 1766 zuerst den Ausfluß durch ein zylindrisches Mundstück behandelt, das in das Ausflußgefäß hineinragt. Die Vorgänge können nach der Helmholtz-Kirchhoffschen Methode (Anwendung der konformen Abbildung auf ebene Strahlprobleme, s. Strahl)

oder angenähert elementar nach dem Impulssatz behandelt werden.

Der mit der Geschwindigkeit v ausströmende Strahl vom engsten Querschnitt F besitzt den sekundlichen Impuls $J = (\gamma/g \cdot F \cdot v) \cdot v$; da ferner (s. Toricellisches Theorem)



Bordasches Mundstück.

$$v = \sqrt{\frac{2g}{\gamma} \cdot \Delta p}$$

ist, wird $J = 2F \cdot \Delta p$. Hat das zylindrische Mundstück die Fläche F_1 , so herrscht an der Mündung der Überdruck $F_1 \cdot \Delta p$ — (in F_1 wird hierbei Druckgleichheit vorausgesetzt, bzw. muß F_1 und Δp an entsprechender Stelle gemessen werden) — und aus der Bedingung, daß der Reaktionsdruck des Strahles (= Impulstransport) diesem Überdruck das Gleichgewicht hält, folgt $\frac{F}{F_1} = \frac{1}{2}$ als Kontraktionskoeffizient. *Eisner.*

Borda-Carnotscher Stoßverlust oder auch: „Carnotscher Satz für Flüssigkeitsbewegungen“ wird unbegründeterweise als Bezeichnung für die Annahme gebraucht, daß bei einer mehr oder weniger plötzlichen Herabsetzung der Geschwindigkeit v_0 einer Flüssigkeitsmasse m auf eine Geschwindigkeit

$$v_1 < v_0 \text{ ein Verlust } m \frac{(v_0 - v_1)^2}{2} \text{ eintrete. Für}$$

plastisch-starre Körper läßt sich dieser Satz streng beweisen. Die Beweise, die im Falle der Flüssigkeitsverzögerung gegeben zu werden pflegen, tragen alle an irgendeiner Stelle Annahmen in sich, die der Annahme von der Gültigkeit des Carnotschen „Stoß“verlustes selbst gleichkommen oder gleichwertig sind. So pflegt man bei plötzlicher Rohrerweiterung Annahmen über die Größe des Druckes auf diejenigen Teile der Wandung einzuführen, die den Übergang vom engeren auf das weitere Rohrstück vermitteln. In der praktischen Hydraulik hilft man sich dadurch, daß man die wirkliche Verlusthöhe als Teil des „Carnotschen Verlustes“ formal ansetzt: $\Delta h = a \cdot \frac{(v_0 - v_1)^2}{2g}$

$$\Delta h = a \cdot \frac{(v_0 - v_1)^2}{2g}$$

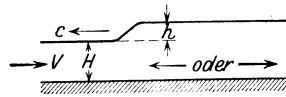
und a aus Versuchen zu bestimmen trachtet. Da in Röhren durch die Kontinuitätsgleichung zwischen v_0 und v_1 eine eindeutige Beziehung (Verhältnis der Querschnittsflächen) besteht, die das eine durch das andere zu ersetzen gestattet, ist natürlich vorstehender Ansatz einfach gleichbedeutend mit $\Delta h = \frac{\zeta \cdot v^2}{2g}$. Hierauf ist es zurückzuführen, daß

von einer Bestätigung des Satzes durch Versuche gesprochen werden kann. *Eisner.*

Näheres s. Föppl, Mechanik. Bd. 6.

Bordasche Wägung durch Substitution s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Bore oder Mascaret, auch Sprungwelle genannt, entsteht beim Eindringen hoher Flut in landeinwärts sich trichterförmig verengende Meeresbuchten bei ansteigender Sohle. Beide Einflüsse verstärken den Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von Wellenscheitel und Wellenfuß. Partiot beobachtete an der



Bore.

Garonne einen Mascaret von 2,18 m Höhe, dem 5 oder 6 Wogen mit Scheiteln etwa 1,5—2 m über den Zwischentälern folgten; $2\frac{1}{4}$ Minuten nach dem Durchgang der Sprungwelle stand das Wasser 1,68 m höher als zuvor ... Bazin hat die Formel $c = \sqrt{g(H+h)} - v$ bestätigt gefunden. Auch auf der Ems ist die Sprungwelle vor etwa 60 Jahren häufiger vorgekommen und trotz vermehrter Wassertiefe jetzt noch nicht ganz verschwunden.

Eisner.

Bemerkung. Von: „Partiot ... verschwunden“, wörtlich entnommen aus Forchheimer, Hydraulik, woselbst nähere Angaben.

Bose-Einsteinsche Quantenstatistik. Die quantenstatistischen Ableitungen des Planckschen Strahlungsgesetzes (s. d.) hatten gezeigt, daß es mittels der Methoden der gewöhnlichen Statistik (s. d.), bzw. Quantenstatistik (s. d.) nicht möglich ist, diese Strahlungsformel bei Voraussetzung individueller, selbständiger Lichtquanten (s. d.) zu begründen. Bose hat nun 1924 einen anderen statistischen Formalismus angegeben, welcher eine zwar auf die Annahme einzelner Lichtquanten gegründete Ableitung zuläßt, für die Individualität und Selbständigkeit dieser Gebilde jedoch charakteristische Beschränkungen mit sich bringt. Den näheren Ausbau dieser Methodik verdankt man Einstein, welcher sie auch auf das Problem der Gasentartung angewendet hat.

Ebenso wie in der gewöhnlichen und Quantenstatistik liegt der Bose-Einsteinschen Statistik eine bestimmte — dieselbe — Zelleneinteilung des Phasenraumes der gewählten statistischen Teilsysteme zugrunde. Während der makroskopische Zustand des statistischen Gesamtsystems in der gewöhnlichen Statistik durch die Angabe gekennzeichnet wird, in welcher Zelle der Bildpunkt jedes einzelnen Teilsystems gelegen ist, kommt es bei Bose nur darauf an, wie viele Teilsystem-Bildpunkte in jede Zelle fallen. Eine bestimmte Zustandsverteilung, gekennzeichnet durch die momentanen Besetzungszahlen sämtlicher Zellen, wird daher nach beiden Auffassungen verschieden oft realisiert werden können, denn die voneinander statistisch unabhängigen Dinge sind im klassischen Falle die einzelnen Teilsysteme, nach der Boseschen Auffassung jedoch die individuellen einzelnen Phasenraumzellen veränderlicher Besetzungszahl. Aus dieser wesentlichen Unterscheidung folgt zweierlei. Einmal, daß den Boseschen Ansätzen nur ein bestimmter Sinn zukommt, wenn eine Mehrzahl individualisierter, d. h. grundsätzlich voneinander unterscheidbarer Phasenraumzellen namhaft gemacht werden kann, welche denselben Merkmalen eines isoliert gedachten Teilsystems zugeordnet sind; z. B. Lichtquanten $h\nu$ derselben Frequenz ν oder Gasmoleküle mit praktisch übereinstimmenden Translationsenergien, deren Phasenraumzellen nur mehr Unterschiede hinsichtlich ihres Ortes und ihrer Bewegungsrichtung im dreidimensionalen Raum zum Ausdruck bringen — also hinsichtlich jener Größen, die nur in bezug auf andere gleichartige oder ungleichartige Systeme (Gefäßwände) definiert werden können. Zweitens aber erkennt man, daß sich die Bose-Einsteinsche Methode ganz allgemein dadurch auf die gewöhnliche Statistik zurückführen läßt, daß man die bisherigen, statistisch voneinander abhängigen Teilsysteme vermeidet, zugunsten der andersartigen,

statistisch voneinander unabhängigen Teilsysteme, welche dann eben durch die, wechselnder Besetzung fähigen Phasenraumzellen gegeben sind. Diese wären z. B. bei der Hohlraumstrahlung die verschiedenen in der Volumeneinheit voneinander hinsichtlich ihrer Richtung (und Polarisation) experimentell unterscheidbaren Lichtstrahlen mit den quantenhaften Energiestufen $n \cdot h\nu$ ($n=0, 1, 2, \dots \infty$), beim Gase analog zu unterscheidende Molekülstrahlen mit quantenhaften Stufen ihrer (linearen) Massendichte (Molekülanzahl pro Strahlrichtung).

Die Anzahl der verschiedenen Phasenraumzellen, welche sämtlich zu der gleichen Energie E_n der eingangs gewählten, statistisch voneinander abhängigen Teilsysteme gehören, sei z_n , die bei Wärmegleichgewicht von der absoluten Temperatur T vorhandene mittlere Anzahl dieser Teilsysteme N_n . Die Durchführung der Bose-Einsteinschen Ansätze ergibt dann unter der Voraussetzung vorgeschriebener Gesamtenergie und konstanter „Gewichte“ für alle Phasenraumzellen

$$(1) \quad N_n = \frac{z_n}{e^{A + E_n/kT} - 1} \quad (n = 1, 2, \dots \infty),$$

die gewöhnliche Statistik hingegen die Boltzmannsche Verteilung (s. Statistik)

$$(2) \quad N_n = z_n \cdot e^{-A - E_n/kT} \quad (n = 1, 2, \dots \infty);$$

k bedeutet hier die universelle Boltzmann-Plancksche Konstante (s. etwa Art. Boltzmannsches Prinzip), A in beiden Fällen eine Größe, welche erst durch die Eigenschaften des statistischen Gesamtsystems näher bestimmbar ist. Während das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz (2) der Gasmoleküle auch für infinitesimale Phasenraumzellen abgeleitet werden kann, ist eine quantenhafte Endlichkeit der Phasenraumzellen für die Bose-Einsteinsche Statistik notwendig, damit mehrfache Zellenbesetzungen überhaupt mit endlicher Wahrscheinlichkeit zustandekommen können. Die Bose-Einsteinsche Statistik ist daher wesentlich eine Quantenstatistik und konnte nur auf die Erkenntnis einer quantenhaften Struktur des Phasenraumes gegründet werden. Läßt man das für diese Struktur maßgebende Plancksche Wirkungsquantum h (s. d. und Quantenstatistik) gegen Null abnehmen, so gehen die Formeln der Bose-Einsteinschen Statistik ebenso wie jene der gewöhnlichen Quantenstatistik in jene der klassischen Statistik über.

Die Frage nach dem Anwendungsgebiet der Bose-Einsteinschen Methode läuft nach dem obigen auf die Feststellung hinaus, ob irgendwelche ins Auge gefaßte statistische Teilsysteme a) voneinander überhaupt statistisch abhängig sind, b) gerade die besondere, in den Boseschen Ansätzen enthaltene Abhängigkeit voneinander besitzen. Beide Fragen können naturgemäß nur an Hand der Erfahrung entschieden werden. Daß a) erfüllt sein kann, ohne daß b) zutrifft, sieht man am einfachsten im Falle der kristallisierten Festkörper; wollte man hier die einzelnen Gitteratome als statistische Teilsysteme wählen, so wäre a) zweifellos erfüllt, b) aber nicht, nachdem man weiß, daß hier als unabhängige statistische Teilsysteme die Eigenschwingungen der Kristallgitter in Betracht gezogen werden müssen, wobei jedes Atom an sehr vielen solchen Schwingungen Anteil hat. Die erfolgreiche lichtquantentheoretische Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes durch Bose lehrt jeden-

falls, daß die Lichtquanten jene gegenseitige statistische Abhängigkeit besitzen müssen; sie zeigt, daß dem einzelnen Lichtquant der ursprünglichen radikalen Lichtquantentheorie Einsteins nur eine beschränkte Realität zukommt, wie es von ganz anderer Seite her bereits die wellentheoretischen Eigenschaften der Strahlungsfelder hatten voraussehen lassen. Die oben als die wahren unabhängigen statistischen Teilsysteme der Quantenstrahlung bezeichneten Lichtstrahlen entsprechen in der Tat, auch was die quantentheoretische Behandlung anbetrifft, genau den wellentheoretischen Eigenschwingungen eines strahlungserfüllten Spiegelhohlraumes. Von sehr erheblicher Tragweite ist die Annahme Einsteins, daß eine ähnlich beschränkte Realität auch für freie materielle Atome zutrifft und u. a. in den Entartungseigenschaften der Gase bei sehr tiefen Temperaturen zum Ausdruck kommen muß. Die Einsteinsche Auffassung begegnet sich hier mit dem Versuch von L. de Broglie, jedem bewegten Massenpunkt eine quantentheoretisch bestimmte Phasenwelle (s. d.) zuzuordnen. Die weitere Ausgestaltung dieser dualistischen, korpuskulare und wellentheoretische Elementen vereinigenden Auffassung der Strahlung und der Materie hat sich in der Wellenmechanik (s. d.) Schrödingers und der damit äquivalenten Quantenmechanik (s. d.) von Heisenberg so sehr bewährt, daß an der Berechtigung der Einsteinschen Anwendung auf die Quantenstatistik der idealen Gase nicht mehr gezweifelt werden kann. Die Einsteinsche Entartungstheorie hat zwar noch keine direkte experimentelle Bestätigung gefunden, sie liefert aber eine höchst befriedigende Deutung der Forderungen des Nernstschen Wärmetheorems (s. d.), welche der gewöhnlichen Quantenstatistik verschlossen geblieben ist. Wenn beim absoluten Nullpunkt sämtliche Gasmoleküle in einer einzigen Phasenraumzelle geringster Energie vereinigt sind, ist die Anzahl der Realisierungsmöglichkeiten dieses Zustandes nach der Bose-Einsteinschen Statistik Eins, die Entropie (z. B. nach dem Boltzmannschen Prinzip, s. d.) Null, wie es der Nernstsche Satz verlangt. Gegenüber dieser, hier somit auch statistisch gefaßten Eindeutigkeit des Nullpunktzustandes liefert die gewöhnliche Statistik in Verbindung mit der bei höheren Temperaturen notwendigen Proportionalität von Entropie und Molekülanzahlen Schwierigkeiten, welche keine konsequente Beseitigung zugelassen haben. —

Wie dem vorstehenden zu entnehmen ist, stellt die Bose-Einsteinsche Quantenstatistik keineswegs etwa eine Überwindung der gewöhnlichen Quantenstatistik dar, oder ein allgemein brauchbares, neues statistisches Verfahren. Wohl aber zeigen ihre Ergebnisse nachdrücklichst, daß eine nur auf die einfache Anschauung gegründete Wahl von Teilsystemen eines statistischen Gesamtsystems keineswegs zu statistisch voneinander unabhängigen Teilsystemen führen muß, selbst dann nicht, wenn der Energieinhalt einer Gruppe von Teilsystemen mit der Energiesumme der isolierten Einzelsysteme übereinstimmt, so daß die Abwesenheit einer bestimmten Wechselwirkungsenergie sichergestellt ist. Die systematische Ermittlung der statistisch voneinander unabhängigen Teilsysteme eines Gesamtsystems wird damit als eine besondere Aufgabe gekennzeichnet, deren

Lösung der schließlichen Anwendung des gewöhnlichen statistischen Formalismus vorangehen muß und — da sie nur die Elemente der Statistik anbetrifft — im eigentlichen Sinne nicht einmal statistischer Natur ist. Aus diesem Grunde ist der wahre Ertrag der mit dem Namen Bose-Einsteinsche Statistik verknüpften Theorien ebenfalls kein statistischer, sondern eine tiefliegende, der Quantenmechanik nahestehende Erkenntnis über die Art der Realität von Lichtquanten und Materieatomen. Näheres über Tragweite und Anwendungen s. Einstein, Berl. Ber. 1924, S. 261; 1925, S. 3, 18.

Bougie décimale, eine Einheit der Lichtstärke s. Einheitslichtquellen, B 6.

Bouguer-Photometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken.

Boulengé-Apparat s. Geschossgeschwindigkeit.

Boyle-Charlessches Gesetz. Den Druck eines Gases haben wir uns als Gesamtwirkung der außerordentlich zahlreichen Stöße der Molekeln auf die Gefäßwände vorzustellen. Wirkt eine Kraft auf eine Masse, so erteilt sie ihr eine Beschleunigung und das Produkt aus Masse und Beschleunigung, d. i. die Zunahme der Bewegungsgröße in der Sekunde, ist das Maß der Kraft. Jeder Druck kann daher definiert werden als jene Bewegungsgröße, die auf die Einheit der Fläche in der Sekunde übertragen wird. Der Gasdruck ist also die Bewegungsgröße, die infolge der Stöße der Gasmolekeln auf die Flächeneinheit der Wand in der Sekunde übertragen wird. Haben wir in der Volumeneinheit des Gases ν Molekeln von der Geschwindigkeitskomponente u senkrecht gegen die Wand, so treffen in der Sekunde νu Molekeln die Flächeneinheit. Beim Stoß muß die Wand die Molekel zur Ruhe bringen und ihr außerdem die Geschwindigkeitskomponente u in entgegengesetzter Richtung erteilen. Die Wand überträgt also auf die Molekel und umgekehrt die Molekel auf die Wand die Bewegungsgröße $2mu$, wenn m die Masse der Molekel ist. Multiplizieren wir die Zahl der Stöße mit der Bewegungsgröße und summieren wir über sämtliche Geschwindigkeitskomponenten, so erhalten wir den Druck des Gases. Dieser wird also sein $p = \sum \nu u \cdot 2mu = \sum 2\nu m u^2$. Befinden sich überhaupt in der Volumeneinheit N Molekeln, so fliegen $\frac{N}{2}$ gegen die Wand,

$\frac{N}{2}$ davon weg. Führen wir den Mittelwert \bar{u}^2 sämtlicher Molekeln ein, so können wir $\frac{Nu^2}{2} = \sum \nu u^2$

setzen, was für den Druck $p = Nm u^2$ gibt. Hat eine Geschwindigkeit c die Komponenten u, v, w , so ist $c^2 = u^2 + v^2 + w^2$ und analog der Mittelwert, über viele Molekeln genommen, $\bar{c}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 = 3\bar{u}^2$, da ja wegen der gleichmäßigen Verteilung aller Geschwindigkeiten nach den verschiedenen Richtungen des Raumes $\bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \bar{w}^2$ sein muß. Wir

erhalten so schließlich $p = \frac{Nm\bar{c}^2}{3}$. Haben wir n Molekeln in einem Gefäß vom Volumen v , so gehen auf die Volumeneinheit deren $N = \frac{n}{v}$. Folglich kann

p auch geschrieben werden $p = \frac{nm\bar{c}^2}{3v}$ oder

$$p v = \frac{n m \bar{c}^2}{3}.$$

Das ist das Boyle-Charlessche Gesetz, das sehr häufig das Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz genannt wird. Es wird gewöhnlich in der Form $p v = R T$ geschrieben. Man nennt es auch die Zustandsgleichung idealer Gase. Da für eine bestimmte Gasmenge sowohl n als m konstante Größen sind, so muß c^2 proportional der absoluten Temperatur sein.

Bezieht man das Boyle-Charlessche Gesetz auf eine Grammolekel („Mol“) des Gases, so wird die sog. „Gaskonstante“ $R = 8,313 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{grad}}$. Für ein Gramm des Gases gilt dann $p v = \frac{R T}{M}$, wenn wir unter M sein Molekulargewicht verstehen.

G. Jäger.

Näheres s. Handb. d. Phys. IX. 341.

Boyle-Mariottesches Gesetz. Von Boyle 1660, von Mariotte 1676 gefunden. 1. Bei gleichbleibender Temperatur ist das Volumen v einer Gasmasse ihrem Drucke p umgekehrt proportional, daher $p \cdot v$ immer konstant. 2. Bei gleichbleibender Temperatur ist die Dichte der Gasmasse dem Drucke direkt proportional. S. Boyle-Charlessches Gesetz. v. Staal.

Boylepunkt. Stellt man die Isothermen (s. d.) eines Gases im $p v - p$ -Diagramm dar, so besitzt jede derselben, solange man eine bestimmte Temperatur nicht überschreitet, ein Minimum, in dem also $\left(\frac{d p v}{d p}\right)_T = 0$ ist. Diese Bedingung sagt aus,

daß an dieser Stelle der Isotherme das Produkt $p v$ nicht vom Druck abhängt, daß also das Boylesche Gesetz hier Gültigkeit besitzt. Verbindet man alle Minima der Isothermen, so erhält man die sog. Boyle-Kurve. Diejenige Stelle des Isothermennetzes, in der die Boylekurve die Achse $p = 0$ schneidet, heißt nach Kamerlingh Onnes der Boylepunkt. Aus der van der Waalsschen Gleichung (s. d.) folgt, daß das Boylesche Gesetz für kleine Drucke nur dann streng erfüllt ist, wenn die absolute Temperatur $T = T_B = \frac{a}{R b}$ beträgt.

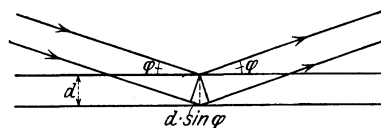
Drückt man die Größen a , b , R durch die kritischen Größen (s. d.) aus, so erhält man (vgl. Zustandsgleichung) $T_B = 3,375 T_K$, wenn T_K die kritische Temperatur bezeichnet.

Die so berechnete Temperatur ist die Boyletemperatur. Der Boylepunkt spielt bei der Verflüssigung der Gase eine wichtige Rolle. Theoretisch läßt sich zeigen, daß nach der van der Waalsschen Gleichung oberhalb der Temperatur $2 T_B$ keine Abkühlung durch den Joule-Thomson-Effekt entstehen kann. Praktisch aber wird die Verflüssigung eines Gases mittels des Joule-Thomson-Effektes erst möglich, wenn das Gas auf mindestens die Boyletemperatur vorgekühlt ist. Für Helium liegt dieselbe bei $T = 18,2^\circ$, während die kritische Temperatur von Kamerlingh Onnes zu $5,19^\circ$ abs. gefunden wurde. Die Boyletemperatur beträgt also in diesem Falle das 3,5fache der kritischen, wodurch sich die Verflüssigung des Heliums etwas günstiger gestaltete als nach dem Gesetz der korrespondierenden Zustände (s. d.) zu erwarten stand. Der betreffende Zahlenfaktor, der nach van der Waals für alle Stoffe den gleichen Wert haben sollte, ist für Stickstoff zu 2,4 und für Wasserstoff zu 3,3 gefunden worden. Henning.

Braggsches Gesetz. Einfache Formel, welche den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ eines an einem Kristall mit dem Netzebenenabstand d reflektierten Röntgenstrahles und dem sog. Glanzwinkel φ darstellt und folgendermaßen lautet:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \varphi.$$

n ist die Ordnungszahl. Das Gesetz ist nach der Braggschen Vorstellung von der Reflexion an den Netzebenen leicht abzuleiten als Ausdruck des allgemeinen Interferenzprinzipes, wonach sich zwei Strahlen verschiedener Phase nur dann durch Interferenz verstärken, wenn ihr Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Vgl. die Figur.



Braggsches Gesetz.

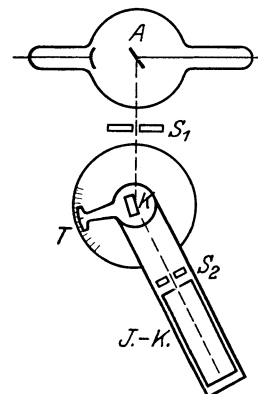
Untersuchungen, zuerst von W. Stenström¹, haben jedoch gezeigt, daß das Braggsche Gesetz nicht völlig streng gilt, sobald man ein und dieselbe Röntgenlinie in mehreren Ordnungen untersucht. Während nach dem Braggschen Gesetz der Ausdruck $\lg \frac{\sin \varphi n}{n}$ eine von n unabhängige Konstante

sein müßte, fand Hjalmar, daß $\lg \frac{\sin \varphi n}{n}$ in einer hyperbelartigen Kurve mit wachsender Ordnungszahl abnimmt und sich asymptotisch einem Grenzwert nähert. Ewald konnte zeigen, daß sich diese Erscheinung durch die Annahme einer Brechung der Röntgenstrahlen beim Hindurchtreten durch die Kristalloberfläche deuten läßt.

Behnken.

Näheres s. M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin 1924, S. 22 ff. u. P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen, Berlin 1923.

Braggsches Spektrometer. Instrument zur Messung des Winkels, unter welchem ein Röntgenstrahl von einer Kristallfläche reflektiert wird. Es kann vermöge des Braggschen Gesetzes (s. d.) dazu dienen, entweder bei bekannter Wellenlänge der Röntgenstrahlen den Netzebenenabstand des Kristalles zu ermitteln, oder aber bei bekanntem Netzebenenabstand die Wellenlänge der Röntgenstrahlen zu bestimmen. Das Prinzip des Instrumentes ist aus der Figur zu ersehen. Das von der Antikathode A kommende Strahlenbündel wird im Spalt S_1 eng ausgeblendet und trifft dann auf den Kristall K auf, von welchem es in die Ionisierungskammer $J.-K.$ hineinreflektiert wird, vor der sich ein zweiter Spalt S_2 befindet. Der Ionisationsstrom wird elektrometrisch gemessen. Sowohl das Kristalltischchen als der Arm, welcher die Ionisierungskammer trägt, sind um eine gemeinsame Achse drehbar. Ihre Einstellung kann



Braggsches Spektrometer.

auf einer Kreisteilung T abgelesen werden. Wichtig ist, daß die Entfernungen der Spalte S_1 und S_2 vom Kristall gleich sind, da hierdurch, wie man durch geometrische Überlegungen leicht ein- sieht, die von verschiedenen Stellen des Kristalles reflektierten Strahlen in S_2 vereinigt werden (Fokussierungsbedingung).

Behnken.

Näheres s. W. H. Bragg u. W. L. Bragg, X-Rays and Crystal-Structure, London 1924, S. 25.

Bramahsche Presse s. hydraulische Presse.

Branden und Brechen von Wellen. Brechen = Überstürzen von Wasserteilen aus der Welle (zumeist unter Schaumbildung) tritt ein, wenn die Neigung der Wellenoberfläche steiler und steiler wird und schließlich die lotrechte Lage erreicht. Ein Grund hierfür sind die verschiedenen Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeiten verschieden hoch befindlicher Teilchen, insbesondere also von Scheitel und Tal. Dies kann auch auf freiem Meere vor sich gehen (Überkippen der Scheitel). Für das Branden (Brandung) ist einmal ein starkes Anwachsen der Wellenamplitude (zumeist infolge Ansteigen des Untergrundes) und außerdem Brechen nahezu der ganzen Welle charakteristisch. An Steilküsten, an denen flaches Vorland fehlt, tritt nur Reflektierung und gegebenenfalls örtliches Brechen ein. Die Stelle, an der vor der Küstenlinie Brandung eintritt, d. h. der Zusammenhang zwischen (un- gestörter) Wassertiefe und Wellenamplitude, Einfluß des Windes u. ä., sowie die dynamische Kraftwirkung auf Wellenbrecher ist Gegenstand vieler hydraulischer Untersuchungen und praktischer Mes- sungen (Bazin, Gaillard, Stephenson, Scott Russell) gewesen. Bei der dynamischen Wirkung (Stoßdruck) interessiert besonders die Verteilung des Kraftangriffes der Höhe nach. Vgl. a. Bore.

Eisner.

Brandgeschloß s. Geschloß.

Branley-Lenard-Effekt. Direkte Volumenionisierung der Gase durch sehr kurzwelliges ultraviolette Licht, von Branley entdeckt, von Lenard sichergestellt.

Güntherschulze.

Bratsche s. Streichinstrumente.

Braunsches Rohr. Nach seinem Erfinder Professor Braun genannter Apparat zur Sichtbar- machung schneller elektrischer Schwingungen und verwandter Vorgänge, neuerdings in seiner Weiter- bildung vielfach auch Kathodenstrahloszillograph genannt. Das Braunsche Rohr besteht nach nach- stehender Figur aus einem langen zylindrischen, im unteren Teile bauchig erweiterten Glasrohr, das auf einen sehr geringen Gasdruck (sog. „Kathoden- strahlvakuum“) evakuiert ist.

In seinem oberen Ende wird mit Hilfe einer hohen Gleichspannung, die in der Regel von einer Elektriziermaschine oder auch von einem Hochspannungsgleichrichter geliefert wird, entweder mit einer gewöhnlichen Kathode K durch Glimment- ladung oder mit einer Glühkathode im Hochvakuum ein Kathodenstrahl erzeugt. Aus diesem wird durch das gleichzeitig als Anode dienende Diaphragma D ein feines Strahlbündel ausgeblendet, das zwischen zwei im Rohr angebrachten planparallelen Metall- platten C, C (Kondensatorplatten) und zwei von außen an das Rohr herangebrachten Drahtspulen S, S hindurchgeht und auf einen im unteren er- weiterten Teile des Rohres senkrecht zur Kathoden- strahlrichtung angebrachten Leuchtschirm L auf- trifft, auf dem es einen hellen Phosphoreszenz- fleck erzeugt. Durch eine besondere, in die Figur nicht

ingezeichnete „Striktionsspule“ läßt sich der Fleck noch schärfer und kleiner machen. Wird an die Kondensatorplatten eine Wechselspannung gelegt, so daß zwischen ihnen ein elektrisches Wechselfeld entsteht, so schwingt der helle Fleck auf dem Schirm im Takte der Wechselspannung hin und her. Die gleichen Schwingungen lassen sich mit einem wechselnden Magnetfeld erzeugen, das von einem die Drahtspulen durchfließenden Wechselstrom herrührt.

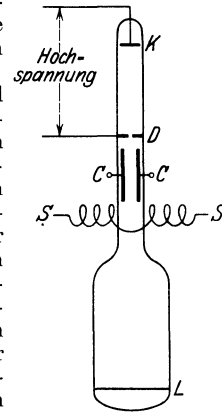
Werden Kondensator und Spulen so zueinander orientiert, daß die Ablenkungen des Fleckes senkrecht aufeinanderstehen, und Strom und Spannung zugleich eingeschaltet, so zeichnet der Kathodenstrahl auf dem Schirm eine sog. Lissajous- figur (s. d.), aus deren Gestalt sich Schwingungsform und Phase der einen der beiden Schwingungen ableiten läßt, wenn die Form der anderen bekannt ist.

Beide Ablenkungen sind um so größer, je stärker die Felder und je langsamer die Elektronen des Kathodenstrahles sind. Mit sehr langsamen Kathodenstrahlen, wie sie im Höchstvakuum mit Glühkathoden hergestellt werden können, lassen sich bereits mit sehr geringen Spannungen von einigen Volt Ausschläge erzielen. Allerdings wird die Lichtwirkung der Kathodenstrahlen mit ab- nehmender Strahlgeschwindigkeit sehr schnell geringer.

Die ursprüngliche Form des Braunschen Rohres arbeitete mit einer gewöhnlichen Kathode und Glimmentladung. Sie mußte infolgedessen auf einen ganz bestimmten Druck gepumpt werden. In den letzten Jahren sind die Röhren technisch sehr verbessert worden. Sie sind mit einer Glühkathode versehen und können infolgedessen auf Höchst- vakuum gepumpt und abgeschmolzen werden. Andere Typen haben Vorrichtungen zum Einsetzen photographischer Platten ins Innere der Röhre, die unmittelbar von den Kathodenstrahlen statt des Leuchtschirmes getroffen werden. Infolge der da- durch außerordentlich vergrößerten Empfindlichkeit lassen sich mit derartigen Apparaten einzelne Hoch- frequenzschwingungen der drahtlosen Telegraphie, ja sogar so außerordentlich schnell verlaufende ein- malige Vorgänge wie Wanderwellen photographisch aufnehmen. Dabei wird durch die eine Ablenkung der Kathodenstrahl schnell quer über die Platte gejagt, während die aufzunehmende Schwingung ihn gleichzeitig senkrecht dazu ablenkt, so daß auf der Platte nicht eine Lissajousfigur, sondern ein viel anschaulicherer Wellenzug, ähnlich wie bei einem gewöhnlichen Oszillographen, entsteht.

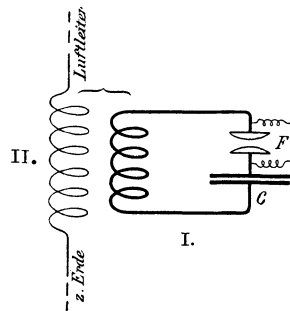
Güntherschulze.

Braunscher Sender. Besteht aus einem Kondensator- kreis, dem Erregerkreis F als Primärsystem und der Antenne als Sekundärsystem. Beide Systeme sind aufeinander abgestimmt und gekoppelt (s. um- stehende Figur). Bei Verwendung einer Knall- funkenstrecke darf die Kopplung nicht größer als 3 bis 5 v. H. sein, da sonst Zweiwelligkeit auf- tritt. Bei festerer Kopplung kann man durch



Schema eines Braunschen Rohres.

Verstimmung die Amplitude in der Antenne steigern (Max. 30%), wenn der Sekundärkreis



Braunischer Sender.

stärker als der Primärkreis gedämpft ist. Der Wirkungsgrad des Braunischen Senders ist $< 15\%$.
A. Meißner.

Braunsteinelement = Leclanché-Element (s. d.)

Brechkraft. Nach Gullstrand bezeichnet man mit Brechkraft D das Reziproke der Brennweite f eines Systemes, multipliziert mit dem dazugehörigen Brechungsverhältnis n .

Brechkräfte werden in Dioptrien (Dptr) gemessen, wobei f in Meter ausgedrückt wird. Es ist also z. B. für $f=1$ m in Luft, $D=1$ Dptr.

Brechung der elektrischen Kraftlinien. Betrachtet man zwei Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante, die von einem elektrostatischen Feld durchsetzt werden, so gilt folgendes: Läuft das Feld parallel zur Trennungfläche beider Medien, so findet an der Grenzfläche ein Sprung der elektrischen Feldstärke statt, wogegen die Feldstärke die gleiche bleibt, wenn Kraftlinien und Trennungsfäche senkrecht zueinander stehen. Mit anderen Worten, geht man von dem einen Medium zu dem

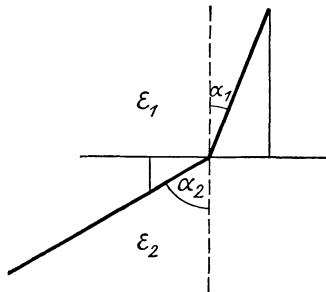
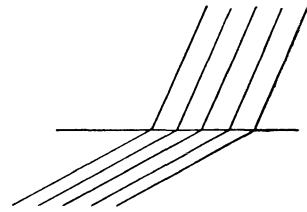


Fig. 1. Veranschaulichung der Brechung elektrischer Kraftlinien.

ändern über, so ändert sich die tangentielle Feldstärke nicht, die normal gerichtete dagegen erleidet einen Sprung. Dieser Sprung ist derart, daß sich die beiden (normal gerichteten) Feldstärken umgekehrt wie die Dielektrizitätskonstanten der beiden Medien verhalten. Liegt der allgemeine Fall vor, daß das Feld die Grenzfläche der beiden Medien schief durchschneidet, so tritt eine Brechung der Kraftlinien ein, deren Größe sich leicht feststellen läßt, wenn man das Feld in seine normale und tangentielle Komponente zerlegt. Ein Beispiel solcher Zerlegung ist an vorstehender Figur 1 ge-

zeigt, in der die Richtung des Feldes durch die ausgezogene Linie dargestellt wird. Dann ergibt sich aus dem oben angedeuteten ohne weiteres, daß $\tan \alpha_1 : \tan \alpha_2 = \epsilon_1 : \epsilon_2$ ist, d. h. die trigonometrischen Tangenten von Einfallswinkel und Brechungswinkel verhalten sich wie die Dielektrizitätskonstanten der entsprechenden Medien. Zum Unterschied von dem ähnlichen Snelliusschen Gesetz der Optik stehen hier die \tan statt der \sin , was zur Folge hat, daß bei den Kraftlinien niemals Totalreflexion eintreten kann. Der größeren Dielektrizitätskonstante gehört der größere Winkel zu.



Mit der Brechung der Kraftlinien ist notwendigerweise auch eine Änderung ihrer Dichte, bzw. eine

Fig. 2. Änderung der Dichte der Kraftlinien bei der Brechung.

Änderung des Induktionsflusses verbunden (s. Fig. 2). Für die beiden Grenzfälle gilt folgendes: Bei normaler Inzidenz verhalten sich die Feldstärken umgekehrt wie die Dielektrizitätskonstanten, wie oben gezeigt. Da nun der Induktionsfluß $N = \epsilon \cdot E$ ist, so wird für senkrechte Inzidenz $N_1 = \epsilon_2$. Je schiefere aber die Inzidenz wird, desto mehr verändert sich die Dichte der Kraftlinien in dem Sinne, daß der Unterschied der Feldstärken mehr und mehr verschwindet. Aus diesem Grunde erhält man für streifende Inzidenz $\epsilon_1 = \epsilon_2$.

Diese Ergebnisse lassen sich nach dem oben Gesagten auch leicht rechnerisch ableiten.

R. Jaeger.

Brechung des Lichtes s. Lichtbrechung.

Brechung der Röntgenstrahlen. Während Röntgen selbst und andere ältere Beobachter vergeblich nach einer Brechungserscheinung bei Röntgenstrahlen gesucht hatten, deuteten Versuche von Stenström und später von Hjalmar über Abweichungen vom Bragg'schen Gesetz (s. d.) darauf hin, daß doch eine solche stattfindet. Seither ist es z. B. Siegbahn und seinen Mitarbeitern und auch B. Davis und Mitarbeitern gelungen, auch an Prismen aus Glas oder Metall die Erscheinung der Brechung sowie der Dispersion nachzuweisen und näher zu studieren. Die Brechungsindizes μ sind kleiner als 1, die Größe $\delta = 1 - \mu$ ist von der Größenordnung 10^{-6} .
Behnken.

Vgl. z. B. A. Larsson, M. Siegbahn und I. Waller, Naturwissensch. Bd. 12, S. 1212; 1924 und Bergen Davis und C. M. Slack, Phys. Rev. Bd. 27, S. 18 u. S. 796; 1926. Da $\mu < 1$ ist, tritt bei fast streifender Inzidenz Totalreflexion auf. Vgl. A. H. Compton, Phil. Mag. Bd. 45, S. 1121; 1923 und A. H. Compton und R. L. Doan, Proc. Nat. Ac. Amer. Bd. 11, S. 598; 1925.

Brechung des Schalles. Es gelten hier, soweit der Wellentyp keine Rolle spielt und die Größenordnung der Wellen nicht in Betracht kommt, ebenso wie bei der Reflexion des Schalles (s. d.) die gleichen Theorien und Gesetze wie beim Licht. Die Brechungsrichtung ist — ebenso wie die Reflexionsrichtung — durch das gleiche Gesetz wie in der Optik gegeben. Die Erklärung erfolgt auf der Grundlage des Huygensschen Prinzips. Im akustisch „dichteren“ Medium wird der Schallstrahl auch zum Einfallslot gebrochen, wenn — analog wie in der Optik — dasjenige Medium als das dichtere bezeichnet wird, in dem die

Schallgeschwindigkeit die kleinere ist. In Kohlen-säure ist sie kleiner als in Luft. Infolgedessen wirkt ein mit Kohlen-säure gefüllter Kollodiumballon auf Lichtstrahlen analog wie eine Sammellinse auf Lichtstrahlen. Die von einer in der Achse der Kohlen-säure-Linse befindlichen Taschenuhr ausgehenden Schallstrahlen können in passendem Abstände auf der anderen Seite der Linse verstärkt wahrgenommen werden (Versuch von Sondhauf). Da die meisten Medien (feste und flüssige), die optisch dichter als Luft sind, akustisch dünner als dieselbe sind, müssen sich die akustischen Verhältnisse in bezug auf Konvergenz und Divergenz gegenüber den optischen im allgemeinen umkehren.

Die Brechung spielt eine große Rolle bei der Schallfortleitung in der freien Atmosphäre. Da normalerweise die Temperatur nach oben hin abnimmt und damit die Schallgeschwindigkeit sich ändert, müssen schon unter normalen Verhältnissen Schallstrahlen im allgemeinen gekrümmt werden. Hiermit hängt auch die eigenartige Erscheinung zusammen, daß bei starken Explosionen u. dgl. in der Regel auf einen Bereich rings um den Explosionsherd, in dem die Explosion gut zu hören ist, eine „Zone des Schweigens“ folgt, und daß außerhalb dieser der Schall wieder gehört wird. Das gelegentlich einer großen Explosion in London (19. Januar 1917) gesammelte Material ergab zwei Hörbarkeitsbereiche, die durch eine 51 bis 79 km breite „tote“ Zone voneinander getrennt waren. Die größte festgestellte Entfernung, in der die Explosion angeblich gehört worden ist, betrug 234 km. In der „inneren“ Hörbarkeitszone wurde im allgemeinen nur ein Schalleindruck beobachtet, während in der „äußeren“ zwei bis vier kurz aufeinanderfolgende Schalle beobachtet wurden. Unhörbare Luftwellen machten sich an zahlreichen Orten durch Erschütterungen (Fenster u. dgl.) bemerkbar.

E. Waetzmann.

Näheres s. J. Tyndall, Der Schall, deutsch von A. v. Helmholtz u. Cl. Wiedemann, Braunschweig 1897.

Brechungsexponent, -index, -koeffizient, -quotient, -verhältnis, -vermögen, -zahl s. Lichtbrechung.

Brechungsgesetz, magnetisches. Beim Übertritt einer Induktionslinie aus einem Medium mit der Permeabilität μ_1 in ein anderes mit der Permeabilität μ_2 gilt das dem bekannten optischen Brechungsgesetz analoge Gesetz $\operatorname{tg} \alpha : \operatorname{tg} \beta = \mu_1 : \mu_2$, worin α und β die Winkel bedeuten, welche die Induktionslinie im ersten bzw. im zweiten Medium mit der Normalen auf der Grenzfläche einschließt (Einfallswinkel und Austrittswinkel). Für den Übertritt der Linie aus Eisen in Luft, für welche $\mu_2 = 1$ gesetzt werden kann, gilt also $\operatorname{tg} \alpha = \mu_1 \operatorname{tg} \beta$ oder einfach $\operatorname{tg} \alpha = \mu \operatorname{tg} \beta$, wobei α den Einfallswinkel im Eisen, β den in Luft und μ die jeweilige Permeabilität des Eisens bezeichnet.

Gumblich.

Brechungsgesetz von Snellius s. Lichtbrechung.

Brechungsindex der brechenden Medien des Auges s. Auge.

Breite: 1. Geographische, ist der Winkel, den die Lotlinie eines Ortes mit dem Äquator bildet: Winkel B der Figur;

2. geozentrische (verbesserte), ist der Winkel, den die Verbindungslinie eines Ortes mit dem Erd-

mittelpunkte mit dem Äquator bildet: Winkel φ der Figur.

3. reduzierte: schlägt man um den Mittelpunkt der Meridianellipse einen Kreis, verlängert die Ordinate des Erdortes M bis zum Schnittpunkte M' mit diesem Kreise und verbindet M' mit dem Erdmittelpunkt, so ist der Winkel, den diese Verbindungslinie mit dem Äquator bildet, die reduzierte Breite: Winkel β B geographische Breite, β geozentrische (verbesserte) Breite, β reduzierte Breite.

Ist a die halbe Äquatordurchmesser, c die halbe Polarachse, so bestehen die Beziehungen

$$\tan B = \frac{a}{c} \tan \beta = \frac{a^2}{c^2} \tan \varphi.$$

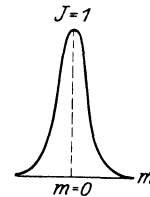
A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. I. Bd.

Breite, magnetische s. Breitenkreise, magnetische.

Breite von Spektrallinien. Damit bezeichnet man den Wellenlängenbereich, den eine homogene Spektrallinie tatsächlich umfaßt. Der Wellenlängenbereich enthält verschiedene Wellenlängen, die aber nicht alle mit der gleichen Intensität vorhanden sind, sondern sich nach einer bestimmten Intensitätsverteilung in der Spektrallinie ordnen.

Legt man das Maxwell'sche Geschwindigkeits-Verteilungsgesetz (s. d.) zugrunde, so gelangt man, wie Michelson durch Versuche bestätigt hat, zu einer Kurve der Intensitätsverteilung, wie die Zeichnung sie zeigt. Hierbei sind als Ordinaten die Intensitäten J und als Abszissen die Änderungen m der reziproken Wellenlänge aufgetragen.



Breite von Spektrallinien.

Näheres s. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Teubner 1927.

Breitengradmessung ist die Bestimmung der Länge eines Grades geographischer Breite zum Zwecke der Berechnung der Größe der Erde (s. auch Abplattung).

A. Prey.

Breitenkreise, magnetische, auch magnetische Parallele genannt, sind Linien gleichen erdmagnetischen Potentials, oder auch gleicher magnetischer Breite. Sie stehen senkrecht auf den magnetischen Meridianen oder magnetischen Längen, das ist den Linien gleicher Richtungsebene der erdmagnetischen Kraft.

A. Nippoldt.

Bremsdruck bei Geschützen s. Rohrrücklaufgeschütze.

Bremsdynamometer. Sie dienen zur Leistungsmessung, indem ein belastendes Drehmoment zugleich erzeugt und gemessen wird. S. Dynamometer. Näheres s. Hütte. Aufl. 25, Bd. 1, S. 915.

Bremskalorimeter. Es dient zur Messung des mechanischen Wärmeäquivalents. Durch Rotation wird eine Reibungsarbeit erzeugt, die aus dem Drehmoment berechnet werden kann, das infolge der Reibung auf einen Hebelarm so übertragen wird, daß dieser in Ruhe bleibt. Die in Wärme

umgesetzte Reibungsarbeit wird in einem Kalorimeter gemessen.

v. Staal.

Näheres s. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Teubner 1927.

Bremsstrahlung einer Röntgenröhre. Derjenige von einer Röntgenröhre ausgehende Strahlungsanteil, der nach klassischer Vorstellung als der elektromagnetische Energieimpuls der in der Antikathode gebremsten Kathodenstrahlen aufgefaßt wird. Die Bremsstrahlung bildet im Gegensatz zur charakteristischen Strahlung (s. d.), die aus scharfen Linien besteht, ein kontinuierliches Spektrum, welches am kurzweligen Ende plötzlich beginnt, nach der langwelligen Seite hin dagegen asymptotisch verläuft. Für die kurzwellige Grenze λ_{\min} des Bremsstrahlenspektrums gilt das Duane-Hunt'sche Gesetz (s. d.) $V \cdot \lambda_{\min} = 12,35$, wo die Röhrenspannung V in Kilovolt, λ_{\min} in Ångström-Einheiten anzugeben ist. Im übrigen ähnelt die spektrale Energieverteilung, wie zuerst Ulrey zeigte, derjenigen des schwarzen Körpers. Vgl. C. T. Ulrey, Phys. Rev. Bd. 11, S. 401; 1918. Die Intensität steigt mit zunehmender Wellenlänge zunächst steil an, durchläuft ein Maximum und fällt dann allmählich wieder ab. Das Energiemaximum verschiebt sich mit zunehmender Röhrenspannung nach kürzeren Wellenlängen. Die Bremsstrahlung ist bei gleicher Röhrenbelastung um so intensiver, je höher die Ordnungszahl des Antikathodenmaterials ist. Sie ist teilweise polarisiert in dem Sinne, daß der elektrische Vektor in Richtung des erzeugenden Kathodenstrahles überwiegt. Sie besitzt ihr Intensitätsmaximum unter einem Azimut von etwa 60° gegen den erzeugenden Kathodenstrahl.

Behnken.

Näheres s. H. Kulenkampff, Das kontinuierliche Röntgenspektrum in Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys. Bd. XXIII, S. 433 ff. Berlin 1926.

Bremsstrahlung eines Elektrons. Das ist die nach der klassischen elektromagnetischen Auffassung bei der Geschwindigkeitsabnahme (Bremsung) eines schnell bewegten Elektrons — Kathodenstrahl im Röntgenrohr, β -Strahlung radioaktiver Substanzen — zu erwartende elektromagnetische Wellenstrahlung. Eine solche Bremsung tritt ein, wenn Elektronen auf Materie treffen; so entstehen an der von Kathodenstrahlen getroffenen Antikathode Röntgenstrahlen, an einem von β -Strahlen getroffenen beliebigen Strahler sekundäre γ -Strahlen. Die Wellenlänge (Impulsbreite) derselben variiert mit der Beobachtungsrichtung, die Strahlungsintensität ebenfalls. Bei Beschleunigung oder Verzögerung sehr schnell bewegter Elektronen — die Geschwindigkeit der β -Teilchen erreicht bis zu 99,9% der Lichtgeschwindigkeit — drängt sich die Energie der zugehörigen elektromagnetischen γ -Welle zusammen auf Kegel, die um die Bewegungsrichtung des erregenden β -Strahles zu schlagen sind und deren Öffnungswinkel mit Zunahme der β -Geschwindigkeit kleiner wird. Die Energieverteilung des γ -Impulses ist daher nicht gleichmäßig im Raume, sondern anisotrop. — Diese klassische Auffassung ist derzeit nicht imstande, die extremen Verhältnisse insbesondere bei der γ -Strahlung restlos zu erklären und ist daher zum Teil verdrängt durch quantenmäßige Darstellung der Verhältnisse.

K. W. F. Kohlrausch.

Bremsvermögen s. Reichweite.

Brennebene s. Gaußsche Abbildung.

Brennfläche. Mit dem Namen „Brennfläche“ bezeichnet man bei Brennflammen entzündlicher

Gasgemische diejenige Zone, in der die Temperatur des Gasgemisches von der relativ niedrigen Entzündungstemperatur durch die Reaktionswärme auf die hohe Verbrennungstemperatur springt. Nach Maché ist diese Brennfläche stets eine Fläche gleicher Strömungsgeschwindigkeit und der Temperatursprung ein sehr plötzlicher. Bei Verbrennung von Wasserstoff in Sauerstoff herrscht z. B. im Innern wenige hundertstel Millimeter von der Flammenzone entfernt noch Zimmertemperatur.

Carl Müller.

Brennfläche s. Optische Abbildung.

Brennfleck. Bei Röntgenröhren diejenige Stelle der Antikathode, in welcher die Kathodenstrahlen vereinigt und gebremst werden, welche dadurch zur Röntgenstrahlenquelle wird. Gestalt und Größe des Brennfleckes lassen sich mit Hilfe von Lochkameraaufnahmen durch eine enge in ein Bleiblech gestochene Öffnung zur Darstellung bringen. Für Röntgenaufnahmen ist ein möglichst punktförmiger Brennfleck zur Erzielung einer scharfen Zeichnung erwünscht. Andererseits verbietet die starke Wärmeentwicklung bei der Kathodenstrahlbremsung eine zu starke Konzentration der Kathodenstrahlen, da sonst die Antikathode leicht „angestochen“ wird. Die Konzentration der Kathodenstrahlen erfolgt bei Ionenröhren durch hohlspiegelartige Form der Kathode, bei Coolidge-Röhren durch sog. Sammelvorrichtungen in Gestalt geeigneter geformter, die Glühspirale umgebender und mit ihr leitend verbundener Blechkörper, die die Elektronenbahnen elektrostatisch beeinflussen. Beim sog. „Götzeffokus“, der bei Diagnostikröhren angewendet wird, ist die Sammelvorrichtung ein parabolischer Zylinder, in dessen Achse der Glühdraht verläuft. Der Brennfleck gewinnt dadurch die Gestalt eines schmalen Bandes. Man benutzt bei der Aufnahme diejenige Strahlrichtung, bei welcher die Strahlen unter sehr flachem Winkel nahezu parallel zu dem Brennfleckbande austreten, so daß das Band in perspektivischer Verkürzung als Punkt erscheint und somit trotz größerer Flächenausdehnung scharfe Zeichnung liefert. Behnken.

Brennlinie wird in der Optik in zwei ganz verschiedenen Bedeutungen gebraucht, die Sturmischen (Gullstrand'schen) Geraden sind etwas ganz anderes als die „Kautiken“. Über beide gibt der Artikel „Optische Abbildung“ Auskunft.

H. Boegehold.

Brennpunkt ist die tiefste Temperatur, bei der ein Öl nach vorübergehender Annäherung einer Flamme dauernd an seiner Oberfläche brennt. Die Bestimmung erfolgt in ähnlicher Weise wie die des Flammpunktes (s. d.). Der Brennpunkt liegt im allgemeinen bis zu 100° höher als der im Pensky-Apparat bestimmte Flammpunkt. Hoffmann.

D. Holdé, Kohlenwasserstofföle und Fette (6) 1924; 46.

Brennpunkt, Brennpunktlose Abbildung s. Gaußsche Abbildung.

Brennstoffelement. Die Affinität vieler chemischer Reaktionen läßt sich, wenn man die an der Reaktion teilnehmenden Stoffe in geeigneter Weise trennt, zur Gewinnung elektrischer Energie aus galvanischen Elementen benutzen (s. Galvanismus). Die galvanische Kette arbeitet mit maximalem Nutzeffekt, wenn der elektrochemische Prozeß an den Elektroden reversibel verläuft. Während die thermischen Kraftmaschinen bestenfalls 40% der Verbrennungsenergie des Heiz- oder Treibmittels auszunutzen vermögen, läßt sich dem Ideal der

vollkommenen Reversibilität mit Hilfe galvanischer Kombinationen bedeutend näher kommen. So arbeiten gute Akkumulatorenbatterien selbst bei voller Belastung mit einem Nutzeffekt (bezogen auf Wattsekunden) von 80%. Daher ist es eine verlockende Aufgabe, die Energie der Brennstoffe auf elektrochemischem Wege in Arbeit zu verwandeln. Einer praktisch befriedigenden Lösung dieses Problems stehen aber gewisse natürliche Hindernisse entgegen, die bisher nicht überwunden werden konnten.

Der wichtigste Brennstoff, die Kohle, verhält sich in jeder Form elektrochemisch gänzlich neutral oder passiv (s. Passivität), wie es wohl durch die Zugehörigkeit dieses Elements zur mittelsten Gruppe des periodischen Systems bedingt ist. Kohlelektroden dienen ja stets als Ersatz für „unangreifbare“ Platinelektroden, wo es auf die katalytischen Wirkungen des Platins nicht ankommt. Es bleibt indessen die Möglichkeit bestehen, die erste Oxydationsstufe des Kohlenstoffs, das Kohlenoxyd, welches in großen Mengen als Abgas der Hochofenprozesse und als Bestandteil des Leuchtgases verfügbar ist, elektrochemisch wirksam zu machen. Bei einem derartigen Gaselement (s. Gasketten), wie es z. B. von K. A. Hofmann (vgl. F. Auerbach, Zeitschr. f. Elektrochem. Bd. 25, 82, 1918) beschrieben wurde, stehen sich eine von Kohlenoxyd und eine von Luft umspülte Kupferoxydelektrode in wässriger Kalilauge gegenüber. Bei Betätigung des Elements verschwinden äquivalente Mengen der Gase unter Bildung von Kohlensäure, die sich als Karbonat im Elektrolyten löst. Nur bei Anwesenheit geeigneter Katalysatoren (hier des Kupferoxyds) läuft der stromerzeugende Vorgang schnell genug ab, um ein allzu starkes Sinken der elektromotorischen Kraft dieser Kette zu verhüten. Selbst im stromlosen Zustand stellt sich das Gleichgewicht an den Elektroden nur so langsam ein, daß die E. K. dieses Elements, wenn man es überhaupt als reversibel arbeitendes betrachten darf, wenigstens um 30% hinter dem von der Theorie geforderten Betrage zurückbleibt.

Wegen der Leichtigkeit, mit der sich Wasserstoffgas mit den Wasserstoffionen ins Gleichgewicht setzt, ist die Verwendung von Wasserstoff an Stelle des Kohlenoxyds als elektrochemischen Reduktionsmittels bei weitem aussichtsreicher, zumal es von der chemischen Großindustrie als Nebenprodukt in hinreichender Menge geliefert wird. Die Knallgaskette erscheint demzufolge als das zweckmäßigste Brennstoffelement. Indessen scheidet die praktische Ausführung dieses Gedankens an der Kostspieligkeit der bislang noch nicht durch billigeres Material ersetzbaren Platinelektroden.

Die geschilderten Schwierigkeiten betrafen die Vorgänge an der Reduktionselektrode des Brennstoffelements. Aber auch der zur Verbrennung notwendige Sauerstoff reagiert elektrochemisch äußerst träge, d. h. die Neubildung von Sauerstoffionen geht so langsam vonstatten, daß der Verbrauch an Hydroxylionen bei der Stromentnahme nicht annähernd gedeckt wird. Mannigfache Versuche, die Ionenbildung des Sauerstoffs durch geeignete Katalysatoren oder durch Benutzung geschmolzener Elektrolyte bei hoher Temperatur zu beschleunigen, führten bisher zu keinem praktisch brauchbaren Ergebnis. Dagegen verspricht der Ersatz des Sauerstoffs durch das überreichlich vorhandene Chlor, das ohne Verzögerungserscheinungen elektromotorisch in Aktion tritt, für die Oxydations-

elektrode des Brennstoffelements eine technisch und wirtschaftlich befriedigende Möglichkeit.

Durch die Konstruktion von sog. „Diffusionsgaselektroden“ (s. auch Gasketten), bei welchen durch Kanäle feinstverteilten Platins, das auf einer porösen Kohleunterlage niedergeschlagen ist, Gas vom Inneren der Elektrode an die vom Elektrolyten benetzten Grenzflächen dringt und sich dort elektromotorisch betätigt, sind neuerdings zu Hoffnungen berechtigende Fortschritte erzielt worden.

H. Cassel.

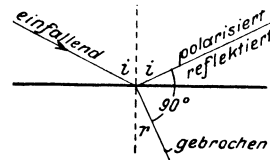
Näheres s. G. Grube, Elektrochemie, Dresden 1930.

Brennweite s. Gaußsche Abbildung.

Brennzünder s. Sprenggeschosse.

Brevium s. Uran X₂.

Brewstersches Gesetz. Für einen jeden Stoff hat der Polarisationswinkel (s. d.) eine andere Größe und zwar ist derjenige Einfallswinkel der Polarisationswinkel, bei dem der gebrochene und der reflektierte Strahl senkrecht aufeinander stehen. Somit steht die Brechungszahl n mit dem Polarisationswinkel in einer Beziehung, indem $n = \operatorname{tg} i$ ist; denn i und r (s. Zeichnung) ergänzen einander zu 90° , also ist $\sin r = \cos i$ und $n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i$.



Brewstersches Gesetz.

Das Gesetz gilt nicht streng, jedoch mit großer Annäherung.

v. Staal.

Brille. Die Brille ist eine Vorrichtung, die geeignet ist, dauernd vor den Augen getragen zu werden. Wenn man dabei zunächst auch an ein Hilfsmittel zum beidäugigen Sehen denkt, so wird das Folgende im wesentlichen nur von der Bewaffnung eines einzelnen Auges handeln, denn es kann sich an diesem Orte eben nicht um die Darstellung der Schwierigkeiten handeln, auf die eine Durcharbeitung der beidäugigen Brille führen würde. Wenn man von Einzelheiten absieht, die in einer kurzen Übersicht doch nicht behandelt werden können, so sind als große Gruppen die Schutzbrillen und die zur Verbesserung der Sehleistung dienenden Brillen aufzuführen.

Die ganz kurz zu berührenden Schutzbrillen dienen zunächst gegen mechanische Angriffe, wie sie bei gewissen Arbeiten (etwa dem Steinschlagen) vorkommen oder auch durch Staub und Luftzug (etwa bei Kraftwagenfahren) ausgeübt werden können. Ferner ist das Auge aber auch vor grellem Licht zu schützen, wie es bei verschiedenen technischen Arbeiten (etwa am elektrischen Flammenbogen, beim Löten und Schweißen) vorkommt, sodann aber auch bei den Benutzern von Kraftwagen (von den Scheinwerfern entgegenfahrender Wagen). Auch früher bedurften schon leidende, lichtscheue Augen Schutz vor greller Beleuchtung, und so hat man schon lange daran gearbeitet, durch Verwendung von rauchgrauen und farbigen (blauen, grüngelben) Gläsern eine im ganzen Blickfelde möglichst gleichmäßige Dämpfung der allzu hohen Leuchtkraft zu erzielen. In neuerer Zeit hat man sich, namentlich auf Beeinflussungen aus dem englischen Sprachgebiete hin, bemüht, aus dem Tageslicht die ganz kurzwelligen (ultravioletten) Strahlen zu dämpfen, denen man (nach A. Vogts Urteil durchaus ungerechtfertigter Weise) eine besonders hohe Schädlichkeit zuschrieb. Viel eher sind nach dem gleichen Forscher bei bestimmten Gewerben (z. B. dem Glasmachen) die Wärmestrahlen zurückzuhalten, deren Einfluß frühzeitig durch Trübung der Kristallinse den Star (z. B. den Glasmacherstar) entstehen läßt.

Geht man nun zu den wichtigeren Brillengläsern zur Verbesserung der Sehleistung über, so kann man sie nach den Augenfehlern einteilen, zu deren Hebung sie beitragen.

Dünne, achsensymmetrische Fernbrillengläser zur Ausgleichung von Ametropien. Ist das Auge im Hinblick auf seine Brechkraft von unrichtiger Länge, so daß — im Falle des *Kurz-sichtigen* oder *Myopen* — das im Glaskörper entstehende Bild (Fig. 1) des fernen Achsenpunkts

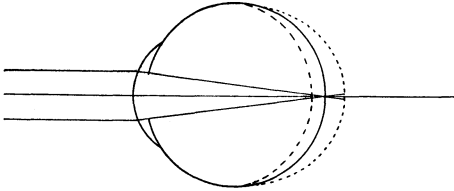


Fig. 1. Achsenschnitt, darstellend ein hyperopisches — — —, ein emmetropisches ——— und ein myopisches Auge mit entspannter Akkommodation. Der ferne Achsenpunkt wird der Reihe nach hinter, auf und vor der Netzhautgrube abgebildet.

die Netzhaut nicht erreicht, so muß man ihm zur Korrektur (Fig. 2) ein solches zerstreues Glas vorhalten, daß nunmehr das vom Brillengläse entworfene Bild des fernen Achsenpunkts in den

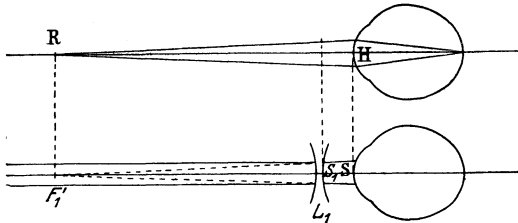


Fig. 2. Das Fernbrillenglas L_1 für ein kurzsichtiges Auge im Abstand S, S . R und F_1' fallen zusammen.

Fernpunkt R (s. unter Akkommodationsbreite) des kurzsichtigen Auges fällt. Im Falle des *Übersichtigen* oder *Hyperopen*, bei dem das Bild (Fig. 1) des fernen Achsenpunkts wegen zu geringer Achsenlänge erst hinter der Netzhaut zustandekommen würde, bedarf es zur Korrektur eines zweckmäßig ausgewählten sammelnden Glases (Fig. 3). Diese

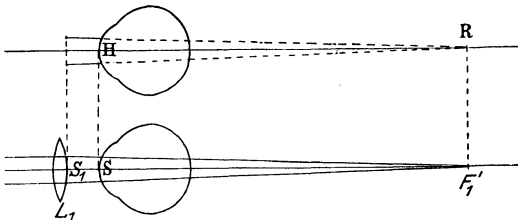


Fig. 3. Das Fernbrillenglas L_1 für ein übersichtiges Auge im Abstände S, S . R und F_1' fallen zusammen.

korrigierenden oder *Fernbrillengläser* werden in der Nähe des vorderen Augenbrennpunkts, gewöhnlich in einem Abstand von $S, S = 12$ mm zwischen Hornhaut- und innerem Brillenscheitel angebracht und geben dann bis auf belanglose Abweichungen ferne Gegenstände im achsennahen Raume auf der Netzhaut in derselben Größe wieder, die für Augen derselben Brechkraft aber richtiger Achsenlänge — *emmetropische* Augen — gelten würde. Bei einem beliebigen (also nicht bloß möglichst dünnen) Brillengläse wird die Korrektur dann erreicht, wenn der Abstand s' zwischen hinterer Linsenfläche und hinterem Brennpunkt richtig gewählt ist; nur in dem Sonderfalle dünner Linsen wird er zu

der für die Herbeiführung der Korrektur an sich gleichgültigen Brennweite. Den Kehrwert $1:s'$ führt man neuerdings ziemlich allgemein als *augenseitigen Scheitelbrechwert* in die Brillenkunde ein und gibt ihn in Dioptrien ($1 \text{ dptr} = 1:1 \text{ m}$) an. — Bei dieser ganzen Überlegung war das Auge stillschweigend als ruhend und längs der Achse (also durch die Glasscheitel) schauend vorausgesetzt worden, und man kann sich nicht wundern, daß beim gewöhnlichen Gebrauch der Brille, wo das *blickende* Auge sich um den *Drehpunkt* bewegt und seitliche Teile des Glases benutzt, diese gar zu sehr vereinfachte Überlegung nicht mehr anwendbar ist. Für die beim Blicken vorliegenden Bedingungen müssen alle Hauptstrahlen im Augenraum durch den rund 25 mm hinter dem inneren Brillenscheitel liegenden Drehpunkt Z' gehen, und Z' wirkt somit für das Brillengläse als der Mittelpunkt einer ideellen, in der angegebenen Entfernung des Bildraums angebrachten Blende. Damit sind nun auch die Hauptstrahlen bestimmt, die das Brillengläse schief durchsetzen und im allgemeinen mit dem als *Astigmatismus schiefer Bündel* bekannten Bildfehler behaftet sein werden. Er ist besonders beim photographischen Objektiv (s. d.) genauer untersucht worden. Das einzige Mittel dagegen besteht bei verhältnismäßig dünnen, von Kugelflächen begrenzten, einfachen Brillengläsern in einer zweckmäßigen Formgebung (Durchbiegung), und sie führt für die überwiegende Mehrzahl der angeborenen Ametropien (zwischen -25 und $+7 \frac{1}{2}$ dptr Scheitelbrechwert) auf Brillengläser, die als frei vom Astigmatismus schiefer Bündel seit 1910 mit dem Ausdruck *punktuell abbildend* bezeichnet werden.

Versuche zur empirischen Verbesserung achsensymmetrischer Brillengläser sind schon seit langer Zeit, namentlich 1804 von Wollaston, gemacht worden. Eine deutliche Berücksichtigung des Augendrehpunkts als einer ideellen Blende für das Brillengläse geht, von L. Schleiermachers († 1844) Arbeiten abgesehen, erst auf die Arbeiten von A. Müller 1888 und Ostwalt und Tscherning um die Jahrhundertwende zurück. Doch wurden erst gegen das Ende des ersten Jahrzehnts dieses Jahrhunderts erfolgreiche Schritte zur öffentlichen Empfehlung und zur Einführung der *punktuell abbildenden* Brillengläser getan.

Ein wichtiger Sonderfall dieses Abschnitts wird von den Starlinsen gebildet. Sie sind von besonders hoher Sammelwirkung, da durch sie der Brechkraftverlust ersetzt werden muß, der sich durch die Entfernung der Kristalllinse des Auges ergeben hat. War das Auge vor dem Eingriff emmetropisch gewesen, so wird für die Starlinse ein Scheitelbrechwert von ungefähr 11 dptr erfordert. Wie man aus dem Vorhergehenden erkennt, reicht zur Herbeiführung punktueller Abbildung die Durchbiegung bei sphärisch begrenzten Einzellinsen nicht aus. Man gibt entweder die Beschränkung auf eine Einzellinse auf, oder man bringt an einer solchen eine nicht-sphärische Fläche an. Wie es scheint, ist das letztgenannte Mittel, das ebenfalls aus der nahen Vergangenheit stammt, für die Herstellung von Starlinsen von einer ganz besonders hohen Bedeutung.

Einen anderen Sonderfall bilden die Fernrohrbrillen. Bei geringer Sehschärfe, wie sie sich häufig bei Kurzsichtigen höchsten Grades findet, ist es notwendig, das Netzhautbild merklich, etwa 30 bis 80 %, zu vergrößern. Alsdann muß die Brennweite des Brillengläses wesentlich von dem oben eingeführten Brennpunktabstände s' abweichen. Diese Forderung kann man erfüllen, wenn man ein starkes Sammelglase in endlichem Abstände mit einem starken Zerstreungsgläse verbindet, also ein Linsenpaar für jedes Auge bereithält, das in seiner Anlage einem holländischen Fernrohr ähnlich ist. Diese schon sehr frühzeitig vorgeschlagenen Fernrohrbrillen gestatten die Herbeiführung eines recht vollkommenen Korrektionszustandes, darunter auch die Hebung des Astigmatismus schiefer Bündel und haben sich, als erst ihre Durchbildung gelungen war, namentlich zur Unterstützung von Kriegsverletzten vorteilhaft eingeführt.

Die achsensymmetrischen Nahbrillen und die Zweistärkengläser. Das unvermeidliche Hinausrücken des Nahpunkts beim emmetropischen Auge (s. unter Akkommodationsbreite) machte schon frühzeitig die Verwendung von schwachen Sammelgläsern als Nahbrillen zu einer Notwendigkeit. Ihre Wirkungsweise kann man sich auch so vorstellen, daß sie die Lesefläche ganz oder nahezu im Unendlichen abbilden und sie dadurch dem presbyopisch gewordenen Emmetropenauge ohne besondere Anstrengung darbieten. Eine entsprechende Überlegung gilt verständlicherweise dann auch für das presbyopisch gewordene Auge eines sein Fernbrillenglas tragenden Ametropen. Ein solches bedarf für ein bequemes Nahsehen ebenfalls eines schwachen zusätzlichen Sammelglases, das zwar auch gesondert als Vorhänger benutzt werden kann, verständlicherweise aber meist mit dem Fernbrillenglas zu einem Arbeitsglase (der Nahbrille) verschmolzen wird. Man kann sich leicht vorstellen, daß man diese Gläser für Arbeits- und Lesebrillen von Ametropen ebenfalls — wenn sie nur keine allzugroße Sammelwirkung haben — durch zweckmäßige Durchbiegung auch mit sphärischen Begrenzungsflächen zu punktuell abbildenden machen kann. Die Sonderfälle der Starbrillen mit einer nicht-sphärischen Fläche und der Fernrohrbrillen lassen sich verständlicherweise auch bei den Nahbrillen verwirklichen.

Vereinigt man ein Fern- und ein Nahbrillenglas derart, daß man den oberen Teil des ganzen Glases der Fernwirkung, den unteren Teil — entsprechend dem bei Naharbeiten in der Regel gesenkten Blick — der Nahwirkung zuweist, so erhält man eine *Zweistärken- (Bifokal-)brille*, die dem Altersauge besonders bequem ist. Die erste Veröffentlichung dieses Gedankens geht auf B. Franklin und das Jahr 1784 zurück, doch ist es wohl möglich, daß diese Vorkehrung schon etwas früher von Londoner Optikern geliefert wurde. In der Neuzeit ist dieser Gedanke namentlich in Nordamerika aufgenommen worden, und bei dem dort herrschenden Brauche, an den Kosten für eine Brille nicht zu sparen, sind den amerikanischen Herstellern auch große Erfolge bei der Einführung dieser Formen gelungen. Bei der Verwirklichung hat man einmal die ursprünglichen einfachen Kittverbindungen zweier Linsen durch Einschmelzverfahren („Kryptok“-Linsen) ersetzt, andererseits aber auch die Schleifbehandlung so verfeinert, daß man Zweistärkengläser („Uni-Bifo“-Linsen) aus einem einzigen Werkstück herzustellen vermag.

Die astigmatischen Brillen. Sehr häufig kommt es vor, daß die Brechungswirkung in dem optischen System des Auges nicht allseitig symmetrisch zur Achse angeordnet ist. Daraus entsteht dann auch für achsennahe Bündel Astigmatismus (sei es *Hornhaut-* oder *Linsenastigmatismus* oder, wenn beide vorhanden sind, *Totalastigmatismus*). Dieser Fehler wurde bereits vor mehr als 100 Jahren von Th. Young nachgewiesen und ist gelegentlich auch schon früh (zum ersten Male 1825 durch den damals jungen Astronomen G. B. Airy) durch eine entsprechend wirkende zweifach symmetrische Linse (d. i. ein einfaches zylindrisches oder ein sphäro-zylindrisches Glas) ausgeglichen worden, doch haben die Augenärzte seine regelmäßige Beobachtung und Ausgleichung nicht vor den 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts aufgenommen, während ihnen ein Ingenieur C. M. Goulier schon um zehn Jahre zuvorgekommen war. Als Mittel dienten fast ausschließlich die bereits erwähnten Formen der einfach zylindrischen und der sphäro-zylindrischen Brillengläser: diese hatten in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle den Nachteil, daß sie den Astigmatismus des blickenden, das Brillenglas in schiefer Richtung benutzenden

Auges nicht ausglich. Sie erfüllten eben in keiner Weise die Bedingung, daß die Größe der astigmatischen Wirkung von der Schiefe der Blickrichtung wenigstens im großen und ganzen unabhängig sei. Als Hilfsmittel bot sich in einer zu weit getriebenen Analogie zu den Wollastonschen Ansichten eine starke Durchbiegung der zweifach symmetrischen Gläser dar, und zwar erhielt man dadurch im allgemeinen sphäro-torische Gläser, wenn man unter einer torischen eine Fläche versteht, die zustandekommt, wenn man einen Kreisbogen um eine in seiner Ebene liegende, aber nicht durch seinen Mittelpunkt gehende Achse umlaufen läßt. Spätere, im ersten und zweiten Jahrzehnt dieses Jahrhunderts angestellte Rechnungen haben auf gewisse, im allgemeinen nicht besonders stark durchgebogene sphäro-torische Linsen (*astigmatische Linsen zweckmäßiger Durchbiegung*) geführt, bei denen die astigmatische Wirkung längs schiefer Hauptstrahlen sehr merklich mit der für die Glasmitte vorgeschriebenen übereinstimmt. Die allgemeine Behandlung beliebig schief verlaufender Hauptstrahlen gehört, wenn ein zweifach symmetrisches Glas vorliegt, zu den schwierigsten Aufgaben der rechnenden Optik. Bei stark sammelnden astigmatischen Linsen, etwa solchen, die zur Unterstützung von Staraugen nach der Linsenentfernung dienen, muß man eine nicht-sphärische Fläche zu Hilfe nehmen und stellt in solchen Fällen mit Vorteil *asphäro-torische Stargläser* her.

Die prismatischen Brillen. Sie sollen im Falle des Schielens das ordnungsmäßige Zusammenwirken beider Augen ermöglichen, doch hat dabei bisher nur die durch die Mitte des Glasrandes tretende Hauptstrahlenrichtung berücksichtigt werden können; für das Blickfeld Schielender fehlt es durchaus an Untersuchungen. v. Rohr.

Näheres s. M. v. Rohr, Die Brille als optisches Instrument. 1921.

Brinellhärte. Die Brinellhärte (s. auch Härte) eines bestimmten Metalls wird mittels der Brinellschen Kugeldruckprobe bestimmt, bei welcher eine sehr harte Gußstahlkugel gegen eine ebene Fläche des zu prüfenden Körpers gepreßt wird. Die ausgeübte Druckkraft P ist so groß, daß die Elastizitätsgrenze des betreffenden Materials an der Berührungsfläche überschritten wird. An der vorher ebenen Berührungsfläche bleibt dann nach Aufhören der Kraft P ein kleiner, i. a. annähernd kugelkalottenförmiger Eindruck zurück, während die harte Stahlkugel nicht merklich deformiert wird. Die Größe des Eindrucks gibt einen Maßstab für die Härte des betreffenden Metalls. Unter *Brinellhärte* H (in kg/mm^2) versteht man den

$$H = \frac{P}{K}$$

aus der beim Versuch ausgeübten Druckkraft P (in kg) und der Oberfläche K (in mm^2) des kalottenförmigen Eindrucks, d. i. also die mittlere, in der Oberfläche des Eindrucks übertragene Druckspannung. Bezeichnet D (in mm) den Durchmesser der verwendeten Stahlkugel und d (in mm) den Durchmesser des Eindrucks, so ist demnach die Brinellhärte H aus

$$H = \frac{2P}{\pi D(D - \sqrt{D^2 - d^2})}$$

zu berechnen.

Die Härte der Stahlkugel selbst wird dadurch bestimmt, daß man zwei gleichartige Kugeln vom

Durchmesser D mit der Kraft P gegeneinanderpreßt und den Durchmesser d der kreisförmigen Abplattung mißt. Sodann ist die Brinellhärte der Kugeln gleich

$$H = \frac{4P}{d^2\pi}$$

Die Durchführung der Brinellschen Kugeldruckprobe ist für Deutschland durch die „Deutschen Industrienormen“ (DIN 1605) einheitlich festgelegt. Diese Normen sehen für sehr harte Metalle und größere Probestücke eine Druckkraft $P=3000$ kg und einen Kugeldurchmesser $D=10$ mm vor, wobei die Last P während 30 Sekunden auf die Probe einwirken soll. Für Kohlenstoffstahl ist die Zugfestigkeit σ_B erfahrungsgemäß innerhalb weiter Grenzen angenähert

$$\sigma_B = 0,36 H,$$

während bei Chromnickelstrahlen annähernd

$$\sigma_B = 0,34 H$$

gilt.

F. Schleicher.

Näheres s. Hütte-Rauch, Taschenbuch für Stoffkunde, Berlin 1926, S. 122—136, wo man auch einige Angaben über die Abarten der Brinellprobe, sowie zahlreiche Literaturangaben findet. Vergl. auch Taschenbuch Hütte, 1. Bd., Berlin 1925.

Brisanz nennt man die Fähigkeit eines Explosivstoffes, so zu wirken, daß nächst gelegene feste Gegenstände zertrümmert werden, selbst wenn sie frei liegen. Entzündet man z. B. 0,5 g Bleiazid auf einem frei liegenden 0,5 mm dicken Al-Blech, so hält das Blech dem Druck nicht stand, bis sich die entwickelten Gase gegen die Atmosphäre ausgedehnt haben oder bis das ganze Blech fortgeschoben wäre.

Der Brisanzgrad ist bestimmt durch die Geschwindigkeit des Druckanstiegs bei der Explosion. Ist die Brisanz bzw. die Geschwindigkeit des Druckanstiegs gering, so wird die nächste Umgebung in großen Teilen fortgeschoben und nicht zerschmettert. Daher entscheidet der Brisanzgrad über das Anwendungsgebiet eines Sprengstoffes. Explosivstoffe mit niedrigem Brisanzgrad werden als Treibmittel (Schießpulver), solche mit höherem als Sprengmittel, solche mit sehr hoher Brisanz für Knallsätze und Initialzündung (s. d.) gebraucht.

Die Brisanz hängt von so vielen Faktoren ab, daß sich theoretisch ein exakter Ausdruck für diesen Begriff nicht gefunden hat. Der relative Brisanzgrad verschiedener Explosivstoffe läßt sich empirisch bestimmen, z. B. durch Stauchung eines Kupferzylinders (vgl. auch Bleiplattenprobe, Trauzlscher Bleiblock).

Die empirischen Bestimmungen des relativen Brisanzgrades von Sprengstoffen lassen sich zusammenfassen mit Hilfe der Formel (1) von Kast. In der Formel (1) ersetzt man den Faktor $1/t$ beim Vergleich detonierender Explosivstoffe gewöhnlich durch die Detonationsgeschwindigkeit D . Diese Formel von Kast liefert für den relativen Brisanzgrad verschiedener Sprengstoffe Werte, die etwa den am Stauchapparat gefundenen entsprechen.

- (1) $B = A' \cdot \frac{\Delta}{t}$ A' Arbeitsfähigkeit d. Sprengstoffes, Δ kubische Dichte d. Sprengstoffes,
 (2) $B = A' \cdot \Delta \cdot D$ t Dauer der Explosion.

Relative Brisanzwerte nach Kast.

Explosivstoff	Brisanzwert berechnet	mm Stauchwirkung gegen Kupferzylinder
Schwarzpulver . .	1350	0,0
Ammonsalpeter . .	42700	—
Donarit	51250	2,0
Pikrinsäure	107400	4,1
Knallquecksilber . .	125800	—
Nitroglycerin . . .	145900	4,6

Der Brisanzgrad erscheint in der Formel von Kast als technisches Maß für die räumliche und zeitliche Konzentration der Sprengstoffenergie (Effektdichte). Die Konzentration und nicht der absolute Betrag der verfügbaren Energie bedingt den Charakter explosiver Systeme (vgl. Explosionswärme). Deshalb nehmen gasförmige Systeme zufolge ihrer geringen Dichte eine Sonderstellung ein.

Die Brisanz gasförmiger Systeme ist bei gewöhnlichen Drucken klein gegen die der festen und flüssigen Sprengstoffe. Der relative Brisanzgrad verschiedener explosiver Gasgemische ist jedoch nicht weniger verschieden, als der verschiedener Sprengstoffe. Brisant ist z. B. ein Azetylen-Sauerstoff-Gemisch, das in offenem Reagenzglas entzündet dasselbe zertrümmert. Nicht brisant sind z. B. Methan-Luft-Gemische von Atmosphärendruck (vgl. Schlagwetter). Brisanzwerte für Gasgemische hat man nicht aufgestellt, da sie zu Sprengzwecken keine Verwendung finden. Auch liefert für Gasgemische die Detonationstheorie (s. Detonationsgleichungen) brauchbare Zahlenwerte für Druck und Gesamtimpuls der Detonationswellen, so daß bei Gasgemischen der Brisanzbegriff kaum benutzt wird.

R. Wendlandt.

Näheres s. Kast, Spreng- und Zündstoffe 1921.

British-Association-Einheit des Widerstandes, wobei 1.014 dieser Einheit einem internationalen Ohm entsprechen.

Brixsche Grade. Zur Bestimmung der Trockensubstanz in Zuckerlösungen ermittelte man bis vor einigen Jahren in der Zuckertechnik das spezifische Gewicht der Lösungen mit Spindeln, deren Skalen gleich die Gewichtsprozentante an Trockensubstanz ablesen lassen. Diese Skale ist von Balling und später von Brix so berechnet worden, daß sie für Lösungen von reinem Zucker richtig die Gewichtsprozentante an Zucker angibt. Man nimmt dann an, daß in Flüssigkeiten, welche neben dem Zucker auch gelöste Nichtzuckerstoffe enthalten, diese das spezifische Gewicht der Lösung in merklich gleicher Weise wie der Zucker beeinflussen, und nennt die abgelesenen Gewichtsprozentante an Trockensubstanz die Brixschen Grade. Ist die Spindel z. B. für 17,5° justiert, so sollen die Lösungen auch bei dieser Temperatur gemessen werden. Bei davon abweichender Temperatur sind die abgelesenen Grade Brix nach Maßgabe aufgestellter Korrektions-Tabellen zu berichtigen. — Jetzt wird allgemein in der Zuckerpraxis zur Ermittlung der scheinbaren Trockensubstanz von Zuckerfabrik-Produkten aller Art gewöhnlich das optische Zuckerrefraktometer benutzt. *Schönrock.*

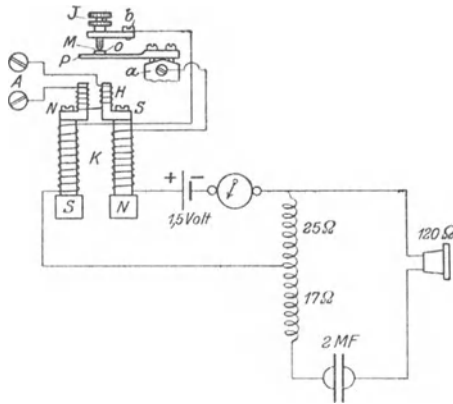
Brochsches Verfahren zur Bestimmung der Rotationsdispersion s. Rotationsdispersion.

de Broglie-Welle s. Phasenwelle.

Bromsilberkorn s. Emulsionen, Struktur phot.

Bronsonwiderstand. Sehr großer konstanter Widerstand, der hauptsächlich bei elektrometrischen Untersuchungen benutzt wird. Zwischen zwei Metallplatten wird etwas Uranoxyd gebracht. Dieses ionisiert infolge seines radioaktiven Zerfalls die Luft zwischen den Platten, so daß sie eine äußerst geringe Leitfähigkeit erhält. Bei geringen Spannungen ist die Leitfähigkeit konstant. Bei hohen Spannungen nimmt sie infolge Verarmung der Luftschicht an Ionen ab, so daß dann nicht mehr von einem konstanten Widerstand gesprochen werden kann. *Güntherschulze.*

Brown-Relais. Mechanisches Relais zur Vergrößerung der Lautstärke bei der Aufnahme von Telegrammen (Morsezeichen). Die wesentlichsten Bestandteile des Apparates (s. Figur) sind ein Hufeisenmagnet (S—N) mit zwei über die Polschuhe gesteckten Spulenpaaren (K und H) und ein Kontakt MO einer Osmium-Iridiumlegierung,



Brown-Relais.

dessen bewegliche Elektrode M auf einer Stahlzunge P sitzt. Der lokale Stromkreis, welcher durch ein Trockenelement von 1,5 V gespeist wird, geht über den Kontakt MO, das Spulenpaar K und einen Widerstand von 25 Ω . Die zu verstärkenden Stromstöße werden durch das Spulenpaar H geschickt und bringen die Zunge P zum Schwingen. Im Telefon ergeben sich dadurch erheblich größere Lautstärken, als wenn der durch das Spulenpaar H fließende Strom direkt durch das Telefon ginge. Bei einer anderen Konstruktion des Brownschen Relais, die etwas unempfindlicher ist, ist an Stelle des Metallkontaktes ein kleines Körnermikrofon getreten.

E. Alberti.

Näheres s. K. W. Wagner, Das Brown-Telephonrelais Phys. Zeitschr. 13, 945, 1912.

Brownsche Bewegung. Die Teilchen einer Gummigutemulsion befinden sich, wie Brown mit Hilfe des Mikroskops zuerst festgestellt hat, beständig in lebhafter Bewegung, die angeregt wird durch die thermische Bewegung der Molekeln des Lösungsmittels.

Wir denken uns eine Emulsion (s. d.), deren Konzentration in der Richtung der x-Achse sich ändert, so daß die Zahl der Teilchen in der Volumeneinheit $N=N_0-ax$ ist. Wir schreiben jedem Teilchen die Eigenschaft zu, daß es sich infolge der Brownschen Bewegung von der ursprünglichen Lage entfernen muß und in der Zeit t parallel zur

x-Achse den Weg ξ zurücklegt. Das wird also so zu verstehen sein, daß die Teilchen in einer bestimmten Entfernung x in der Zeit t zur Hälfte sich in der Richtung der positiven, zur Hälfte entgegengesetzt im Mittel um die Strecke ξ von der Lage x entfernen. Wir denken uns um die x-Achse einen Zylinder vom Querschnitt Eins und in der Entfernung x und $x+dx$ zwei Ebenen senkrecht zur x-Achse gelegt. Diese schneiden aus dem Zylinder das Volumen dx heraus, das die Zahl Ndx Teilchen enthält. Von diesen wandern $\frac{Ndx}{2}$ nach rechts und ebensoviel nach links. Letztere werden in der Zeit t die (y, z)-Ebene passiert haben, wenn $x < \xi$ ist und die Zahl sämtlicher in dieser Richtung passierender Teilchen wird

$$\frac{1}{2} \int_0^{\xi} N dx = \frac{1}{2} \int_0^{\xi} (N_0 - ax) dx = \frac{1}{2} \left(N_0 \xi - \frac{a \xi^2}{2} \right)$$

sein. Gleicherweise finden wir für die von links nach rechts passierenden Teilchen $\frac{1}{2} \left(N_0 \xi + \frac{a \xi^2}{2} \right)$. Von diesen die ersteren subtrahiert, ergibt die Zahl der Teilchen, um welche die rechte Seite der (y, z)-Ebene bereichert wurde. Diese ist also $\frac{a \xi^2}{2}$. Diese Zahl können wir aber auch darstellen durch (s. Diffusion) $-\delta \frac{dN}{dx} t$. Da $\frac{dN}{dx} = -a$ ist, so haben wir $\frac{a \xi^2}{2} = a \delta t$ oder

$$\xi^2 = 2 \delta t$$

(Einstein). Messen wir also an sehr vielen Teilchen die Größe ξ und bilden den Mittelwert von ξ^2 , so sind wir in der Lage, den Diffusionskoeffizienten δ einer Emulsion zu bestimmen. Setzen wir die Gültigkeit des osmotischen Drucks auch für Emulsionen (s. d.) voraus, so läßt sich aus einer bekannten Formel für den Widerstand, den eine sich in einer Flüssigkeit bewegendende Kugel erfährt, ebenfalls ein Ausdruck für den Diffusionskoeffizienten und somit für ξ^2 finden. Wir sind so in der Lage, durch Messungen der Brownschen Bewegung und des Durchmessers der Gummigutteilchen die Loschmidtsche Zahl, und zwar in Übereinstimmung mit anderen Methoden zu erhalten. *G. Jäger.*

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX, 468.

Brownsches Zungentelephon. Ein elektromagnetisches Telephon, das sich von denen der üblichen Art dadurch unterscheidet, daß der Elektromagnet nicht unmittelbar auf eine Eisenmembran wirkt, sondern auf eine leicht federnde Zunge aus Weicheisen. Die Zunge ist an einem Ende starr befestigt, an einer anderen Stelle mit der Membran verbunden, die jedoch im Gegensatz zu denen der gewöhnlichen Telephone aus unmagnetischem Material, z. B. aus dünnem Papier, Fischblase oder dergleichen hergestellt sein kann. Auch wird die Membran neuerdings nicht als kreisförmige Scheibe sondern trichterförmig ausgebildet.

E. Alberti.

Näheres s. Nesper, Lautsprecher. Berlin: Springer 1925.

Bruchhypothesen. Nach der Art der Bruchflächen unterscheidet man nach Prandtl Trennungsbruch und Verschiebungsbruch. Beim *Trennungsbruch* trennt sich der Körper in einer nahezu ebenen Fläche, die annähernd mit jener Schnitt- richtung zusammenfällt, in welcher die größten

Zugspannungen auftreten. (Beispiel: Der gewöhnliche Zugversuch.) Beim *Verschiebungsbruch* bricht der Körper durch Abgleiten in Flächen, die nicht mit den Hauptebenen des Spannungszustandes zusammenfallen, unter Überwindung der Spannungen in der Gleitfläche. (Beispiel: Druckversuch mit spröden Körpern.)

Von den Hypothesen über die Bedingungen, unter denen Bruch eintritt, seien nur die folgenden drei angeführt. Für Trennungsbruch ist nach Navier und Lamé nur die größte Normalspannung maßgebend, nach Poncelet und B. de St. Venant dagegen die größte auftretende Dehnung. Beide Annahmen sind als unzutreffend erkannt. Für den Verschiebungsbruch hat bereits Coulomb eine Theorie aufgestellt, welche als Sonderfall in der allgemeinen Mohrschen Theorie des Gleitungsbruchs mit enthalten ist. Nach Mohr ist die größte Schubspannung $\max \tau$ für den Bruch ausschlaggebend, wobei deren Größe sich mit der auf die Gleitfläche wirkenden Normalspannung ändert: $\max \tau = \tau(\sigma \text{ Gleitfläche})$. Der Betrag der mittleren Normalspannung $p = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ ist nach Mohr ohne Einfluß auf den Bruch eintritt, was aber nach Versuchsergebnissen z. B. bei spröden Körpern nicht zutrifft.

F. Schleicher.

Näheres s. v. Kármán, Physikalische Grundlagen der Festigkeitslehre, Enzyklopädie der math. Wissenschaften. Bd. IV, Art. 31.

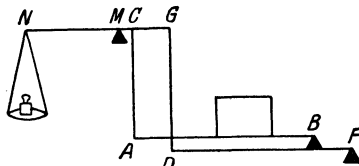
Bruchlast nennt man die Belastung, bei der ein Körper im Zug oder Druckversuch zerbricht. Bezieht man sie auf die Flächeneinheit, so gibt sie die Bruchgrenzen eines Stoffes an. Die Bruchgrenze des Zug- und des Bruchversuches nennt man Zugfestigkeit (Bruchfestigkeit), bzw. Druckfestigkeit. Vgl. Bruchhypothesen, Elastizität fester Körper, Festigkeit, Zähigkeit.

v. Staal.

Bruchspannung s. Elastizität fester Körper.

Brücke, elektrische s. Wheatstonesche und Thomsonsche Brücke.

Brückenwaage. Die Brückenwaage ist eine Kombination von ungleicharmigen Hebeln, welche in festen, meist in dezimalen Verhältnissen ($\frac{1}{10}$ oder $\frac{1}{100}$ Dezimalwaage, Zentesimalwaage) stehen. Eine Kombination von mehreren Hebeln ist deswegen gewählt, um die Last nicht an Waageschalen aufhängen zu müssen, sondern die Möglichkeit zu haben, sie an beliebiger Stelle auf eine Unterlage, die Brücke, aufsetzen zu können. — Die Last ruht (s. nachstehende Fig.) auf der Brücke AB,



Brückenwaage, Dezimalwaage.

deren einer Endpunkt A mittels einer Stange AC an C, d. h. an dem kürzeren Arm des Waagebalkens angreift. Das andere Ende B der Brücke ruht auf einer zweiten Brücke DF, die in F drehbar gelagert ist und in D ebenfalls mittels einer Stange an dem entfernter liegenden Punkt G des kürzeren Waagearms wirkt. Das Verhältnis MC:MG ist dasselbe wie dasjenige von FB:FD, bei Dezimalwaagen in der Regel = 1:5. Wird nun eine Last L auf die Brücke aufgesetzt, so wird sich die Last auf die

beiden Stützpunkte der Brücke verteilen, derart, daß etwa a in A, b in B angreift ($L = a + b$); a greift somit auch in C an. Der Anteil b kann statt in B in der fünffachen Entfernung von F als $\frac{1}{5} b$ in D und damit auch in G angreifend gedacht werden und an seine Stelle kann man wieder das Fünffache, also $5 \cdot \frac{1}{5} b = b$ in C versetzen, so daß tatsächlich die ganze Last $a + b = L$ in C vereinigt ist. Ist nun MC:MN = 1:10, so kann der ganzen Last $L = a + b$ in C durch $\frac{1}{10} L$ in N das Gleichgewicht gehalten werden. Scheel.

Brünnerturbine. Es ist dies eine mehrstufige Turbine, bei der durch Unterteilung der Hochdruckstufe eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes und dadurch eine Verminderung der Reibung bewirkt wird. Gegenüber anderen Turbinen ist dadurch der Wirkungsgrad der Hochdruckstufe erheblich verbessert (vgl. Handb. d. Phys. Bd. XI). Henning.

Brummkreisel. Wird ein hohler Blech- oder Holzkörper, in den ein Loch geschnitten ist, in rasche Rotation versetzt, so wird das Loch von dem Luftstrom angeblasen. Es entstehen periodische Luftbewegungen (s. Hieb- und Schneidentöne), und die Luft im Innern des Kreisels kommt zum Mittönen. Bei passender Rotationsgeschwindigkeit tritt Resonanz ein. E. Waetzmann.

Näheres s. F. Melde, Akustik. Leipzig 1883.

Brunnen. Brunnen in von Grundwasser durchflossenes Erdreich hinein (oft durch mehrere „Grundwasserstockwerke“ hindurch) dienen im allgemeinen zur Wasserentnahme aus dem Grundwasserstrom. Hierdurch entsteht eine Spiegel-senkung, die oft zur Trockenlegung von Baugruben nutzbar gemacht wird. Im einfachsten Fall eines bis auf eine wagerechte undurchlässige Schicht reichenden Brunnens vom Durchmesser $2r_0$ ergibt sich mit Hilfe des Darcyschen Gesetzes (s. d.) und den Dupuitschen Näherungsannahmen unwesentlicher vertikaler und in je einer lotrechten Zylinderfläche gleich großer wagerechter Geschwindigkeitskomponenten — Annahmen, die in der Nähe des Brunnenloches sicher nicht ohne weiteres zutreffen — eine Wassermenge (Ergiebigkeit)

$$Q_{\text{cbm/sec}} = \frac{k \cdot \pi \cdot (z^2 - z_0^2)}{\ln r/r_0},$$

mit z = Tiefe des Grundwasserspiegels im Abstand r von Brunnenmitte gemessen über der ebenen undurchlässigen Sohle. k ist die Durchlässigkeit (s. d.). Die weiteren Probleme befassen sich mit der gegenseitigen Beeinflussung mehrerer, z. B. in Galerien längs eines offenen Flußlaufes oder in anderen Grundrißanordnungen erstellter Brunnen, berücksichtigen unregelmäßig gestaltete undurchlässige Schichten oder an offene Gewässer angrenzende Grundwasserträger verschiedener Durchlässigkeit u. a. Vor allem interessieren die zeitlichen Vorgänge bei langsamer oder schneller Inbetriebnahme oder Stilllegung von Brunnen, beim Steigen und Fallen des Wasserstandes in benachbarten offenen Gewässern, die Reichweite (Absenkungsbereich) einer Brunnenanlage, die Ergiebigkeit bzw. Förderdauer aus einem sich nur zeitweise auffüllenden Grundwasserbecken u. ä.

Als Artesischen Brunnen bezeichnet man einen Brunnen, der durch eine überlagernde, nicht wasserführende Schicht in ein dauernd oder zeitweise unter solchem Überdruck stehendes Grund-

wasser hineinreicht, daß sich dieses durch das Bohrloch über die überlagernde Schicht erhebt.

Eisner.

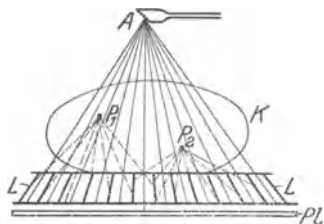
Literatur: Forchheimer, Hydraulik. Kyrieleis, Dissertation, Techn. Hochschule Berlin 1911. Neményi, Handb. der physik. und technischen Mechanik (Auerbach-Hort) 1930, woselbst weitere Quellenangaben.

Bruns Theorem. Es sei W das Potential der Schwerkraft und $W=W_0$ die Gleichung des Geoides (s. d.). Es sei U ein Näherungsausdruck für W ; somit $U=W_0$ die Gleichung eines Niveausphäroides von gleichem Potentialwert. In einem beliebigen Punkte der Fläche $W=W_0$, dessen Abstand von der Fläche $U=W_0$ gleich N sei, nähme U den Wert $U+T$ an. Ist dann γ der zugehörige Wert der Schwere, so ist nach dem Theorem von Bruns:

$$N = \frac{T}{\gamma}. \quad A. Prey.$$

Näheres s. H. Bruns, Figur der Erde. Publik. d. preuß. geod. Institutes, 1878.

Buckyblende. In der Röntgendiagnostik angewandtes Gerät, welches die von dem durchstrahlten Körper selbst ausgehenden Streustrahlen, die das Röntgenshattenbild verschleiern, unschädlich macht. Eine Form der Buckyblende wird als Wabenblende bezeichnet. Sie ist aus sich kreuzenden Bleilamellen, deren Flächen überall zu den direkt von der Antikathode ausgehenden Strahlen parallel sind, so zusammengesetzt, daß die direkten Strahlen zwischen den Lamellen hindurchpassieren können, während die Streustrahlen, die ja eine andere Richtung haben, von den Lamellen abgefangen werden. Vgl. die Figur A Antikathode, L Lamellen der Wabenblende, Pl photographische Platte, P, P₂ Punkte im Inneren des durchstrahlten Körpers K, welche als Streuzentren wirken. Da sich im Röntgenbilde die Wabenblende als Linien-gitter abzeichnet, so hat man Konstruktionen ausgeführt, bei denen die Blende während der Durchleuchtung oder Aufnahme bewegt wird und daher nicht mit zur Darstellung kommt. *Behnken.*



Buckyblende.

Bürette und **Pipette** heißen die Meßgefäße, die in der Maßanalyse zum Abmessen der unmittelbar gegeneinander zu titrierenden Flüssigkeitsmengen gebraucht werden. Die gebräuchlichste Form der Bürette besteht aus einem oben offenen und unten durch einen Hahn verschlossenen Glasrohr, das 50 cm faßt und in 0,1 ccm geteilt ist. Die Teilung ist auf Ausguß geeicht, d. h. die beim Ausfließen der Flüssigkeit an den Wänden durch Adhäsion haftende Schicht ist bei der Kalibrierung in Anrechnung gebracht. Zum Arbeiten mit luftempfindlichen Flüssigkeiten wie Zinnchlorürlösung oder Barytlaug sind besondere, unter Kohlensäure- oder Wasserstoffdruck stehende Büretten konstruiert worden. Da der breite, konkave Meniskus farblos wässriger Lösungen zum Ablesen an sich wenig geeignet ist, wird zweckmäßig hinter der Bürette eine weiße, von einem dunklen Strich durchzogene Fläche so angebracht, daß eine zur Ablesung geeignete optische Brechungsfigur entsteht.

Der Bürette ähnlich ist die seltener gebrauchte Vollpipette, die am unteren Ende keinen Hahn, sondern nur ein spitz zulaufendes Ausflußrohr hat. Man füllt sie durch Aufsaugen und hindert das Auslaufen der Flüssigkeit dadurch, daß man das obere Ende mit dem Finger gegen Luftzutritt verschließt. Die gewöhnliche Pipette besteht aus einer dünnen, in der Mitte zylindrisch erweiterten Glasröhre, die auf dem oberen Teil des dünnen Rohres einen einzigen Eichstrich trägt. Da der Durchmesser dieses Rohres erheblich kleiner ist als der der Bürette, ist die Abmessung mit der Pipette genauer. Beim Titrieren zweier Lösungen gegeneinander wird von der einen ein bestimmtes Volumen mit der Pipette abgemessen und von der anderen das unbekannte, zu bestimmende Volumen aus der Bürette zugegeben. *Günther.*

Bürste s. Kommutator.

Büschel, elektrisches. Bei Entladungen mit hoher Spannung an Spitzen oder dünnen Drähten auftretende Lichterscheinung (s. Glimmentladung, elektrischer Wind). *Güntherschulze.*

Büschelentladung s. Funken.

Bugwelle s. Schiffswellen.

Bumerang. Der Bumerang ist ein Wurfgeschöß, das von den Eingeborenen Australiens gebraucht wird. Er besteht aus zwei aufeinander senkrecht stehenden Armen (s. Fig.), die schraubenförmig gegeneinander verwunden sind. Wird der Bumerang beim Abwurf in rasche Rotation versetzt, so beschreibt er unter



Bumerang.

Einwirkung der durch seine Formgebung bedingten Luftkräfte eine gekrümmte Bahn, die ihn ungefähr an die Abwurfstelle zurückführt. *L. Hopf.*

Bunsenbrenner s. Bunsenflamme.

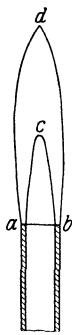
Bunsenelement. Von der Groveschen Kette (s. d.) unterscheidet sich das Bunsenelement dadurch, daß an Stelle des Platins, Kohle, d. h. ein aus Steinkohle und Koks nach besonderem Verfahren hergestelltes Präparat, zur Verwendung gelangt.

Als eine Modifikation des Bunsenelements muß das Chromsäure-Element gelten, bei welchem die durch die Entwicklung nitroser Gase unbequeme Salpetersäure durch Chromsäure ersetzt ist und durch Zumischung von verdünnter Schwefelsäure die poröse Scheidewand entbehrlich wird. Von den verschiedenen Formen dieser Kette haben sich besonders die Tauchbatterien bewährt, bei denen die amalgamierten Zinkelektroden nur während des Gebrauches in die Flüssigkeit hinabgelassen werden. Die elektromotorische Kraft einer derartigen Zelle beträgt in unverbrauchtem Zustande ungefähr 2 Volt. Die den Strom erzeugende chemische Reaktion besteht in der Oxydation des Zinks und in der Reduktion der Chromsäure zu Chromisulfat. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie; s. a. unter Galvanismus.

Bunsenflamme. Die Flamme des von Bunsen angegebene Leuchtgasbrenners mit Luftansaugung und -vermischung ist durch zwei Flammzonen (Innenkegel und Außenkegel) charakterisiert. Vgl. den schematischen Flammendurchschnitt in der Fig., in dem die Brennermündung mit a b, der Innenkegel durch a c b, der Außenkegel durch a d b bezeichnet ist. Im Innenkegel verbrennt die dem Gas beigemischte Luft mit dem Leuchtgas zu einem Gemisch von Stickstoff, Kohlenoxyd, Kohlensäure, Wasserdampf und Wasserstoff. Die Verbrennung

geschieht hier nur unvollständig, weil man bei dem einfachen Bunsenbrenner statt des theoretischen 5—6fachen Luftquantums nur etwa das 3fache Luftquantum im Brennerrohr zuführen kann, da sonst die Flamme in den Brenner zurückschlägt.



Bunsenflamme.

Am Außenkegel erfolgt dann durch den von außen hinzutretenden Luftsauerstoff die weitere Verbrennung der brennbaren Bestandteile zu Kohlensäure und Wasserdampf. Die stationäre Begrenzungsfläche a c b des Innenkegels ist dadurch bedingt, daß die nach der Brennermündung rückwärts gerichtete Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Entzündungsvorgangs durch die Ausströmungsgeschwindigkeit des unverbrannten Gasluftgemisches kompensiert wird. Die Lage der Außenfläche a d b wird durch die Beziehung bestimmt, daß der in der Zeiteinheit von außen hinzutretende Luftsauerstoff ausreichen muß, um die in derselben Zeit aus dem Flammeninnern zuströmenden Bestandteile vollständig zu Kohlensäure und Wasserdampf zu verbrennen. Beide Begrenzungszone a c b und a d b sind nur Bruchteile eines Millimeters stark. Die Temperatur bei a c b beträgt etwa 1550°, diejenige am Außenmantel maximal 1800°.

Carl Müller.

Bunsensches Eiskalorimeter s. Eiskalorimeter.

Bunsensches Fettfleckspektrometer s. Photometer für Messung von Lichtstärken.

Bunsen-Kirchhoffsche Spektralanalyse s. Spektralanalyse.

Bunsen-Roseoesches Gesetz = Reziprozitätsgesetz, photochemisches (s. d.).

Bureau international des Poids et Mesures. Das internationale Maß- und Gewichts-bureau begann seine Tätigkeit am 1. Januar 1876 in dem ihm von der französischen Regierung eingeräumten Pavillon de Breteuil in Sèvres bei Paris. Seine Hauptaufgabe war die Schaffung des internationalen Meters und des internationalen Kilogramms, die Herstellung von Kopien und ihre genaue Vergleichung mit den Urmaßen, die Verteilung dieser Kopien an die der Meterkonvention beigetretenen Staaten, endlich die nach längeren Zeiträumen wiederholte Vergleichung der Kopien mit den Urmaßen. — Daneben führte das Bureau eine Reihe wissenschaftlicher Untersuchungen durch, unter denen besonders die Arbeiten zur Sicherung des metrischen Maßsystems genannt sein mögen, nämlich die Auswertung des Meters in Lichtwellenlängen (vgl. den Artikel: Längeneinheiten) und die Bestimmung des Verhältnisses des Kilogramms zu seinem Definitionswert (vgl. den Artikel: Masseneinheiten). Andere umfangreiche Arbeiten liegen auf dem Gebiete der Thermometrie. — Die Untersuchungen des Bureaus sind in den Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures, Paris, Gauthier-Villars, veröffentlicht.

Scheel.

Näheres s. La convention du mètre et le Bureau international des Poids et Mesures. Paris 1902.

Busssole s. Galvanometer und Kompaß.

β -Strahlung. So werden die beim Zerfall gewisser radioaktiver Atome abgestoßenen Korpuskeln mit negativer Ladung und sehr hoher Anfangsgeschwindigkeit genannt. Als bewegte Träger von Elektrizität werden sie im transversalen elektrischen oder magnetischen Feld abgelenkt, im longitudinalen

elektrischen Feld verzögert oder beschleunigt je nach der Feldrichtung. Aus der Größe und Richtung der beobachteten Feldwirkungen sind bei geeigneter

Kombination der Messungen das Verhältnis $\frac{e}{m}$ von

Ladung zu Masse, das Vorzeichen der Ladung und die Translationsgeschwindigkeit v bestimmbar. Wird weiter die von dem β -Strahl-Bündel im Hochvakuum (mit Ausschaltung aller Ionisierungseffekte) einem isolierten Empfänger zugeführte elektrische Ladung q gemessen und gleichzeitig die Zahl N der hieran beteiligten β -Teilchen (β -T.) abgezählt, so gibt $\frac{q}{N}$ die von einem β -T. mitgeführte

Ladung e . Man erhält so: das β -T. ist der Träger eines „Elementarquantums“, ist also zu $-4,77 \cdot 10^{-10}$ st. E. geladen. Die Anfangsgeschwindigkeit v variiert je nach der Provenienz von etwa 1 bis $2,94 \cdot 10^{10}$ cm/sec und erreicht in extremen Fällen bis 99,9% der Lichtgeschwindigkeit. Die scheinbare Masse ergab sich in guter Übereinstimmung mit der Lorentz'schen Auffassung über die Kontrahierbarkeit des Elektrons in der Bewegungsrichtung zu $m =$

$\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, also abhängig von der Geschwindigkeit,

da $\beta = \frac{v}{c}$ (Verhältnis von β -Strahl- zur Lichtgeschwindigkeit) und m_0 die „Ruhmasse“ (d. i.

Masse für $v=0$) darstellt. Für $\frac{e}{m_0}$ ergab sich in

Übereinstimmung mit den Messungen an Kathodenstrahlen der Wert $\frac{e}{m_0} = 5,286 \cdot 10^{17} \frac{\text{st. E.}}{\text{g}}$, woraus

mit obigem Wert für e folgt: $m_0 = 0,903 \cdot 10^{-27}$ g,

das ist der $\frac{1}{1842}$ Teil der Masse eines Wasserstoff-Atomes. Die Energie des bewegten β -T. ist (Relativitätstheorie!) gegeben durch $E =$

$m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$. — Ist einmal die Einzel-

ladung eines β -T. bekannt, dann ergibt jede Messung des durch sie bewirkten negativen Ladungs-

transportes bzw. der durch ihre Abstoßung hervorgerufenen positiven Selbstaufladung des Prä-

parates unmittelbar die Zahl der emittierten β -T. und man kann so bei Kenntnis der Lebensdauer

der aktiven Substanz die Frage entscheiden, ob einem β -strahlenden Atomzerfall die Aussendung

von nur einem oder mehrerer Elektronen entspricht. Bei α -Strahlen, wo die Beobachtungen

technisch leichter sind, weiß man, daß jedem Atomzerfall je ein α -Teilchen zukommt und daß

von einem g Ra im Gleichgewicht mit seinen kurzlebigen Zerfallsprodukten (Ra + Em + A + B + C)

insgesamt $4 \times 3,72 \cdot 10^{10} = 14,88 \cdot 10^{10}$ α -Teilchen

ausgeschleudert werden (neuerer Wert: $4 \times 3,5 \cdot 10^{10}$). Würden auch die β -Strahler (Ra B, Ra C) pro

Atomzerfall je ein β -T. entsenden, so wären cet. par. $7,44 \cdot 10^{10}$ β -T. zu erwarten. Obwohl die Tren-

nung der von den Elektronen geführten Ladung von der den α -Teilchen, Rückstoß-Atomen, sekundären

Strahlen usw. zuzuschreibenden schwierig ist, so ist es doch, mit geeigneten Vorsichtsmaßregeln

gelingen, in unabhängigen Beobachtungsreihen Werte wie $5,3 \cdot 10^{10}$, bzw. $5,0 \cdot 10^{10}$ zu erhalten, so daß

man es als zum mindesten sehr wahrscheinlich ansehen kann, daß einem β-strahlenden Atomzerfall auch nur ein einziges abgeschleudertes β-Teilchen entspricht. Auch die in neuerer Zeit durchgeführten direkten Zählungen der β-T. mit Hilfe des Geiger-schen Spitzenzählers lassen diese Schlußfolgerung als richtig erscheinen.

Da alle β-T. gleiche Ladung haben und ihre Masse so nahe dieselbe ist, daß nur die subtilsten Messungen Unterschiede nachweisen, so sind sie untereinander je nach ihrer Provenienz im wesentlichen nur durch ihre Anfangsgeschwindigkeit und, damit zusammenhängend, durch ihre Fähigkeit, Materie zu durchdringen, unterschieden. Es wäre also naheliegend, nach einer für die β-strahlende Substanz charakteristischen Reichweite zu suchen, so wie dies bei den α-Strahlen mit Erfolg durchgeführt wurde. Es ergibt sich nun, daß die β-T. in bezug auf ihr Durchdringungsvermögen etwa zwischen den α- und γ-Strahlen stehen, indem die Halbdicke (s. d.) in Aluminium die Größenordnung 10^{-2} cm hat; durch 0,2 cm Blei werden sie völlig absorbiert. Ebenso wie bei den γ-Strahlen findet man auch hier, daß die Absorption (s. d.) Exponentialgesetzen von relativ einfacher Form folgt; man könnte daraus, der Erfahrung mit Wellenstrahlung entsprechend, Schlüsse auf die Homogenität ziehen. Da aber durch Ablenkungsversuche im Magnetfeld unzweifelhaft feststellbar ist, daß die verwendete β-Strahlung nicht nur weit komplexer sein muß, als es die Form der Absorptionskurven gestatten würde, sondern daß die Geschwindigkeit auch eine Funktion der durchlaufenen Absorptionsstrecke ist, daß die ursprüngliche Bewegungsrichtung durch

magnetische Zerlegung liefert ein für jeden β-Strahler charakteristisches Spektrum (vgl. „magnetisches Spektrum“), in dem scharfe Linien, schmale und breite Bänder vertreten sind, entsprechend dem Vorhandensein von mehr oder weniger scharf begrenzten Geschwindigkeitsgruppen. — In der folgenden Tabelle sind diejenigen radioaktiven Substanzen, deren Zerfall mit β-Strahlung verbunden ist, angeführt, und darunter die nach der eben erwähnten magnetischen Analyse bestimmten extremen unteren und oberen Geschwindigkeitswerte. Im allgemeinen ist die β-Geschwindigkeit um so größer, je kürzerlebig das Zerfallsprodukt ist, dem sie entstammt.

Das Eindringen der β-T. in Materie ist von einer Reihe von Erscheinungen begleitet, die im folgenden kurz besprochen werden. Zunächst sind außerhalb der Ursprungsrichtung β-Strahlen konstatierbar, deren Anfangsgeschwindigkeit die der primären erreicht. Inwieweit es sich dabei um eine wahre Sekundärstrahlung oder nur um gestreute Primärstrahlung (vgl. „Zerstreuung“) handelt, deren Ablenkung durch das Vorbeipassieren an den positiv geladenen Atomkernen der Materie zustande kam, läßt sich experimentell schwer entscheiden, da Qualitätsänderungen, sonst ein Kriterium für die Sekundärercheinung, hier in allen Fällen eintritt. Man unterscheidet gewöhnlich die nach der Vorderseite des bestrahlten Querschnittes gehende Sekundär- (bzw. Streu-) Strahlung als „Austrittsstrahlung“ von der die Rückseite verlassenden als „Eintrittsstrahlung“. Die Intensität der Sekundärstrahlung in einer bestimmten Richtung nimmt mit dem Atomgewicht des Strahlers und auch mit der Geschwindigkeit der primären β-Strahlen zu. —

Substanz	U X ₁	U X ₂	U Z	U Y	Ra	Ra B	Ra C
$v \cdot 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} =$	1.44—1.77	2.46—2.88	?	?	1.56—2.05	1.08—2.41	1.33—2.99 ₄
Substanz	Ra C''	Ra D	Ra E	Ac	Rd Ac	Ac B	Ac C
$v \cdot 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} =$?	0.99—1.21	2.05—2.84	?	0.66—2.3	?	?
Substanz	Ac C''	Ms Th ₁	Ms Th ₂	Rd Th	Th B	Th C	Th C''
$v \cdot 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} =$	1.8—2.73	?	1.10—2.99 ₄	1.41—1.53	1.89—2.31	0.87—2.99 ₇	0.87—2.52

Streuung verändert wird und dgl. mehr, daß also alle die für die Anwendbarkeit eines exponentiellen Absorptionsgesetzes nötigen Voraussetzungen nicht zutreffen, so kommt man zu dem Schlusse, daß die Interpretation der Absorptionskurven als Äußerungen eines einfachen Exponentialgesetzes sowie die daraus auf die Qualität der Strahlung gezogenen Folgerungen unstatthaft sind. — Ist aber einmal die Abhängigkeit für $\frac{e}{m_0}$ von v festgelegt (s. o.), so genügt es, das zu untersuchende parallele β-Bündel durch ein transversales Magnetfeld zu schicken und die dadurch bewirkte Aufspaltung des Bündels photographisch oder elektrometrisch zu beobachten, um daraus die vorkommenden Anfangsgeschwindigkeiten und damit die gewünschte Qualitätsbestimmung zu erhalten, die die Reichweitemessung an α-Strahlen und die Wellenlängenmessung an γ-Strahlen ersetzt. Die

Eine wahre Sekundärstrahlung ist jedenfalls die weiche — unter δ-Strahlung (s. d.) bekannte — β-Strahlung, sowie die sekundäre γ-Strahlung (s. d.), die beim Auftreffen der β-T. auf Materie, sei es als „Bremsstrahlung“, sei es als für das betreffende Material charakteristische „Fluoreszenzstrahlung“ (s. d.) auftritt.

Von großer experimenteller Wichtigkeit ist die Ionisierungsfähigkeit der β-Strahlen. Dieselbe beginnt erst, wenn eine minimale Energie von $1,78 \cdot 10^{11}$ Erg, entsprechend einer Geschwindigkeit $v = 1,97 \cdot 10^8$ cm/sec überschritten ist. Mit steigender Geschwindigkeit nimmt die Gesamtzahl der erzeugten Ionenpaare in Luft zu, die auf der Längeneinheit des Weges erzeugte Ionenzahl \bar{i} , nachdem sie bei $v = 7,2 \cdot 10^8$ cm/sec ein Maximum erreicht hat, ab. In Luft normaler Dichte findet man für $v = 0,084 \cdot 10^{-10} \dots \bar{i} = 7600$; für $v =$

$2,90 \cdot 10^{10} \dots \bar{f} = 46 \frac{\text{Ionenpaare}}{\text{cm}}$; \bar{f} ist für ein und dasselbe Gas der Dichte proportional, doch ist beim Vergleich verschiedener Gase das Dichtengesetz bzw. die Konstanz von $\frac{\bar{f}}{\rho}$ nur angenähert erfüllt. — Auch flüssige Dielektrika werden durch Bestrahlen mit β -T. ionisiert und erhalten erhöhte Leitfähigkeit derart, daß die Stromspannungskurve wie in Gasen einem Sättigungswert zustrebt. Die „Beweglichkeit“ der Ionen ist hier von der Größenordnung 10^{-4} bis $10^{-7} \frac{\text{cm/sec.}}{\text{Volt/cm}}$, während sie in Luft von der Ordnung 1 bis 2 ist. Infolge dieser stark verminderten Beweglichkeit ist auch die „Wiedervereinigung“ der Ionen herabgesetzt und es treten Nachwirkungen auf, die sich durch erhöhte Leitfähigkeit auch nach Entfernen des Ionisators bemerkbar machen. Ähnliche Erscheinungen sind noch deutlicher bei der Ionisierung fester Dielektrika. —

Ebenso wie bei der α -Strahlung gelingt auch bei den β -T. die Sichtbarmachung der Bahn mit der Wilsonschen Methode, indem die Kondensation von übersättigtem Wasserdampf an den entlang der β -Bahn erzeugten und als Kondensationskerne dienenden Ionen bewirkt und die so entstehenden Nebelstreifen photographiert werden. — Die Auslösung von Spitzentladung (s. d.) oder von Ionenstoß (s. d.) ermöglicht eine derartige Verstärkung der Ionisationswirkung, daß der von einem einzelnen β -Teilchen hervorgebrachte Effekt beobachtbar und damit eine Zählung der β -T. ermöglicht wird.

Die bei der vollständigen Abbremsung der Bewegung frei werdende Energie setzt sich in Wärme um, die bei β -T. von 1 g Ra + seinen Zerfallsprodukten etwa $5,6 \frac{\text{cal}}{\text{Stunde}}$ ausmacht. — Als Beispiele für chemische Veränderungen unter dem Einfluß der β -T. seien angeführt: Verwandlung weißen Phosphors in roten, Rotfärbung von in Chloroform gelöstem Jodoform, Verbindung von Wasserstoff und Chlor zu Salzsäure, Erhöhung der Kristallisationsgeschwindigkeit des Schwefels (durch Erleichterung der Kondensations-Kerne-Bildung), Änderung der Valenz (Bildung von Ferro-Salzen aus Ferri-Salzen); die mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehende Emanationsmenge erzeugt durch β -Strahlung während ihrer Lebensdauer $4,5 \text{ cm}^3$ Gas durch Zersetzung von Wasser usw. Alle diese sowie die im folgenden erwähnten Einwirkungen haben wegen der qualitativen Identität der β -Strahlen mit Kathodenstrahlen größte Ähnlichkeit mit den von letzteren hervorgerufenen Effekten. So die Wirkung auf die photographische Platte, die Leuchterscheinungen und die Verfärbungen. Durch

Abgabe der negativen Elektronenladung an den bestrahlten Körper, werden daselbst positive Ionen entladen bzw. die Bindungsstufe erniedrigt. Die damit verbundenen Umlagerungen im Atom sind mit Fluoreszenzerscheinungen und Verfärbungen verbunden und streben einem Sättigungszustand zu. Durch Einwirkung von Licht, insbesondere ultraviolettem, oder durch Erhitzung, wird diese Umlagerung meist wieder rückgängig gemacht, die fremden Elektronen werden abgestoßen („Hallwachseffekt“, s. d.) und die Verfärbung verschwindet, eventuell unter neuerlichen Leuchterscheinungen (Phosphoreszenz). Als besonders gut auf β -Strahlung fluoreszierende Stoffe seien erwähnt: Willemit, Kunzit, Diamant, Scheelit, Bariumplatinocyanür. Sidotblende. Schwach fluoreszieren Hornhaut, Linse und Glaskörper des Auges. Stundenlanges Nachleuchten beobachtet man bei Flußspat und Kunzit (vgl. die Artikel „Leuchterscheinungen“, „Färbung“). — Die physiologischen Wirkungen erweisen sich bei stärkerer Dosierung als entwicklungshemmend, bei schwächerer als fördernd (vgl. die Artikel „Ra-Therapie“ und „Radioaktivität“).

Außer den primären, direkt von zerfallenden Atomen stammenden β -T. gibt es noch sekundär erregte, also durch Strahlung in Materie ausgelöste β -Partikel. Dazu gehören die bei Bestrahlung mit α - oder β -Korpuskeln entstehenden δ -Strahlen (s. d.), die einer β -Strahlung sehr geringer Geschwindigkeit entsprechen; sowie die von primärer γ -Strahlung ausgelösten β -T. hoher Geschwindigkeit (vgl. den Artikel „Sekundärstrahlen“).

K. W. F. Kohlrausch.

β -Umwandlung. Das ist ein solcher Zerfall eines instabilen radioaktiven Atomes, der mit der Ausschleuderung eines β -Teilchens verbunden ist. (Im Gegensatz zur „ α -Umwandlung“, s. d.). Da das Gewicht eines (ruhenden) β -Teilchens ungefähr $\frac{1}{2000}$ des Gewichtes eines Wasserstoffatoms beträgt,

so wird durch seine Entfernung aus dem Atom an dessen Masse fast nichts geändert. Wohl aber geht mit dem β -Teilchen ein negatives Elementarquantum aus dem Atomkerne verloren und die Konsequenzen davon für die verschiedenen Eigenschaften des neu entstandenen Zerfallsproduktes lassen sich kurz zusammenfassen durch die Regel: bei β -Umwandlung rückt das Folgeprodukt um eine Stelle des periodischen Systems (in der üblichen graphischen Darstellung) nach rechts. Vgl. dazu den Artikel „Verschiebungsregel“ und die daselbst gegebene Abbildung. β -Umwandlungen finden statt bei: U X₁, U X₂, U Y, U Z, Ra B, Ra C, Ra C', Ra D, Ra E; Ac, Ac B, Ac C, Ac C'; Ms Th₁, Ms Th₂, Th B, Th C, Th C'.

K. W. F. Kohlrausch.

C

Cadmiumelement s. Normalelemente.

Caesiumkathode s. Glühkathode.

Caesiumröhre (Verstärkung elektrischer Ströme). Elektrische Entladungsröhre zur Verstärkung usw., welche metallisches Caesium (reduzierte Caesiumverbindungen) enthält.

H. Rukop.

Cagniard de la Tourscher Zustand. Cagniard de la Tour entdeckte im Jahre 1822, daß eine Flüssigkeit, welche in einem völlig abgeschlossenen Rohr erhitzt wird, bei ständiger Steigerung der Temperatur schließlich eine Dichte annimmt, welche derjenigen des gesättigten Dampfes gleicher

Temperatur sehr nahe kommt und daß man für den Ausdehnungskoeffizienten und die Kompressibilität einer solchen Flüssigkeit Werte findet, die größer sind als für ein gewöhnliches Gas. Cagniard de la Tour bemerkte auch bereits das völlige Verschwinden des Flüssigkeitsmeniskus bei der sog. kritischen Temperatur und dessen plötzliches Wiederauftreten bei Abkühlung des Rohres. Die vollständige Deutung dieses Zustandes, der jetzt der kritische heißt, früher aber als der Cagniard de la Toursche Zustand bezeichnet wurde, wurde im Jahre 1869 von Andrews auf Grund seiner Beobachtungen an Kohlensäure gegeben (siehe Andrews Diagramm). *Henning.*

Cailletetsche Pumpe s. Druckpumpen.

Cailletetsches Rohr heißt eine aus Glas gefertigte Pipette besonderer Art, die dazu dient, die Kompressibilität von Gasen zu ermitteln. Sie besteht aus einem mit Teilung versehenen Kapillarrohr a (s. Figur), einer Erweiterung b und einem umgebogenen offenen Rohrstück c. Man führt in die Pipette zunächst das zu untersuchende Gas ein, das bei c durch Quecksilber gegen die Umgebung abgeschlossen wird. Dann senkt man b und c in einen mit Quecksilber gefüllten Stahlbehälter, durch dessen obere Deckfläche das Rohr a gasdicht hindurchgeführt wird. Indem man nun das Quecksilber unter hohen Druck setzt, wird es in den Raum b hineingetrieben und das Gas bis in das Rohr a zusammengepreßt, auf diese Weise läßt sich die Dichte des Gases als Funktion des Druckes ermitteln, nachdem zuvor die Volumina der einzelnen Teile des Cailletetschen Rohres ermittelt sind. *Henning.*



Cailletetsches Rohr.

Callendarsche Gleichung s. Widerstandsthermometer.

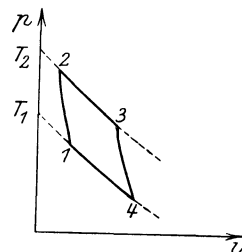
Caratheodorysches Prinzip. Dieses Prinzip lautet folgendermaßen: In beliebiger Nähe jedes Zustands eines Systems von Körpern gibt es Nachbarzustände, die vom ersten Zustand aus nicht auf adiabatischem Wege erreichbar sind. — Caratheodory hat gezeigt, daß es mit Hilfe dieses Satzes möglich ist, den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik (s. d.) abzuleiten, ohne der Einführung von Kreisprozessen und von idealen Gasen zu bedürfen, die gewöhnlich zur Ableitung jenes Satzes herangezogen werden. Neuerdings hat Planck bewiesen, daß man in gleicher Weise zum Ziel gelangt, auch wenn man das viel anschaulichere Thomsonsche Prinzip von der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art (s. d.) zum Ausgangspunkt wählt. *Henning.*

Carcellampe s. Einheitslichtquellen.

Cardanische Hängung, Cardanischer Ring s. Eulerscher Winkel.

Carnotscher Kreisprozeß. Der auf beliebige Körper anwendbare Carnotsche Kreisprozeß besteht in folgenden Zustandsänderungen: Vom Punkt 1 ($v_1 p_1 T_1$) des Druck-Volumen-Diagrammes (s. Fig.) wird der Körper zunächst adiabatisch (d. h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung) komprimiert, bis er im Punkt 2 ($v_2 p_2 T_2$) eine Temperaturerhöhung von $T_2 - T_1$ und eine Volumenverminderung von $v_1 - v_2$ erreicht hat. Sodann unterzieht man ihn bei konstant bleibender Temperatur T_2 einer (isothermen) Volumenvergrößerung bis zum Punkt 3, die auf adiabatischem Wege bis zum

Punkt 4, wo die Ausgangstemperatur T_1 wieder erreicht wird, fortzusetzen ist. Endlich wird der Kreisprozeß durch die isotherme Volumenverminderung bis zum Punkt 1 geschlossen. Während der isothermen Teile dieses Prozesses, also auf dem Weg von 2—3 und von 4—1, tritt der Körper, der die Zustandsänderungen erleidet, in Wärmeaustausch mit der Umgebung. Auf der Strecke 2—3 nimmt er die Wärme Q_2 auf, auf dem Wege 4—1 gibt er die Wärme Q_1 ab. Es wird angenommen, daß diese Wärmemengen mit Wärmebehältern so



großer Kapazität ausgetauscht werden, daß sich deren Temperatur beim Carnotschen Kreisprozeß dabei nicht ändert.

Eine wesentliche Bedingung des Carnotschen Prozesses ist, daß alle Veränderungen so langsam erfolgen, daß der Prozeß umkehrbar ist und daß die Arbeit bei einer Volumenveränderung von v_a auf v_b durch das Integral $\int_{v_a}^{v_b} p dv$ dargestellt werden kann (s. Arbeit, maximale). Nach Ablauf des beschriebenen Prozesses besteht dann gegen den Anfangszustand keine weitere Veränderung, als daß die Wärmemengen Q_1 und Q_2 ausgetauscht sind, und daß eine gewisse Arbeit A geleistet ist, die in dem Diagramm durch den Inhalt der umlaufenen Fläche dargestellt ist (s. Arbeit, maximale).

Die Größe dieser Arbeit läßt sich berechnen, falls für den Versuchskörper die Zustandsgleichung bekannt ist. Am einfachsten läßt sich der Ausdruck für ein ideales Gas herleiten. In diesem Falle darf man annehmen, daß der Energieinhalt des arbeitenden Körpers bei konstant gehaltener Temperatur nicht vom spezifischen Volumen abhängt und man gelangt zu dem Ergebnis

$$A = R (T_2 - T_1) \ln \frac{v_3}{v_2} = R (T_2 - T_1) \ln \frac{v_4}{v_1},$$

wenn R die Gaskonstante bedeutet. Auch die Wärmemengen Q_1 und Q_2 sind in diesem Fall berechenbar und zwar ist $Q_1 = RT_1 \ln \frac{v_4}{v_1}$; $Q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_2}$, so daß dem ersten Hauptsatz der Wärmelehre entsprechend $A = Q_2 - Q_1 = Q_2 \frac{T_2 - T_1}{T_2} = Q_1 \frac{T_2 - T_1}{T_1}$ oder $\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} = 0$ folgt.

Nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik (s. d.) ist die hier aufgestellte Beziehung zwischen der maximalen Arbeit A , den Wärmemengen Q_1 und Q_2 und den Temperaturen T_1 und T_2 nicht nur auf das ideale Gas beschränkt, sondern allgemein für alle Körper gültig.

Die fortlaufende Wiederholung der Carnotschen Prozesse stellt den idealisierten Vorgang der Arbeitsgewinnung bei allen Wärmekraftmaschinen dar. $\frac{T_2 - T_1}{T_2}$ gibt den (stets positiven) Bruchteil der aufgenommenen Wärme Q_2 an, der im günstigsten Falle in Arbeit verwandelt werden kann. Der

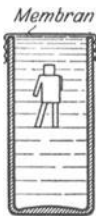
Rest jener Wärmemenge ist für Gewinnung von Arbeit verloren und fließt in den Behälter tieferer Temperatur.

Da der Carnotsche Prozeß umkehrbar ist, so kann man ihn auch so verlaufen lassen, daß er vom Punkt 1 ausgehend hintereinander die Punkte 4, 3, 2, 1 durchschreitet. Dann wird unter Aufwendung der Arbeit A die Wärme Q_1 dem kälteren Wärmebehälter entzogen und die Wärme Q_2 dem wärmeren Behälter zugeführt. Die fortlaufende Wiederholung eines umgekehrten Carnotschen Prozesses ist der idealisierte Vorgang bei den Kältemaschinen.

Henning.

Carnotscher Stoßverlust s. Borda-Carnotscher Stoßverlust.

Cartesianischer Taucher. Eine hohle Gummipuppe, die gerade etwas leichter ist als die von ihr verdrängte Wassermasse und daher nach dem Archimedeschen Prinzip (s. d.) auftaucht,



Cartesianischer Taucher.

schwimmt in einem vollkommen mit Flüssigkeit gefüllten Gefäß mit oberem Membranverschluß. Drückt man auf die Membran, so pflanzt sich der Druck fort und verkleinert auch das Volumen (verdrängte Wassermasse) der hohlen Gummipuppe. Nimmt dabei die Wasser- verdrängung der Puppe bei gleichbleibendem Gewicht nur um so viel ab, daß das Gewicht gerade etwas größer wird als das der verdrängten Wassermasse, so sinkt die Puppe unter.

Durch Drücken auf die Membran kann man den „Taucher“ beliebig auf- und absteigen lassen. Es sind auch Ausführungen mit hohlen Glas- männchen bekannt, deren luftgefüllter Hohlraum durch eine mit Membran abgedeckte Bohrung mit der Flüssigkeit in Verbindung steht. *Eisner.*

Cassegrain-Reflektor s. Spiegelteleskop.

Cassinische Gesetze. Die von G. D. Cassini über die Rotation und die Libration des Mondes aufgestellten drei Gesetze lauten:

1. Der Mond dreht sich um eine feste Achse in einer Zeit, die genau gleich der Zeit seines Umlaufes um die Erde ist.
2. Die Neigung des Mondäquators gegen die Ekliptik ist unveränderlich.
3. Der aufsteigende Knoten des Mondäquators auf der Ekliptik fällt immer mit dem absteigenden Knoten der Mondbahn auf der Ekliptik zusammen.

Dem durch diese Gesetze gegebenen mittleren Bewegungszustand sind nur noch periodische Schwingungen mit kleiner Amplitude überlagert. Das erste der genannten Gesetze besagt, daß der Mond trotz aller Störungen, denen seine Bewegung unterliegt, der Erde immer dieselbe Seite zuwendet (geotrope Stabilität). *Pavel.*

Castiglianosche Sätze über die Differentialquotienten der Formänderungsarbeit. Ein beliebiges elastisches System, dessen Material in allen Teilen dem Hookeschen Gesetze der Proportionalität zwischen Spannungen und Verzerrungen genügt, sei gegeben. Die auf das elastische System wirkenden Kräfte P_λ ($\lambda = 1, 2 \dots n$) und Kräftepaare M_μ ($\mu = 1, 2 \dots m$) seien genügend klein, so daß auch Proportionalität zwischen den Verschiebungen und den Lasten besteht. Die Stützflächen des Systems seien fest, das System habe keine Anfangsspannungen und der Temperaturzustand bleibe

während der Belastung unverändert. Sodann ist die gesamte bei einer Belastung geleistete Formänderungsarbeit A eine homogene, quadratische Funktion der auf das elastische System wirkenden Kräfte P_λ und Kräftepaare M_μ . Beachtet man, daß nach Voraussetzung alle Verschiebungs- und Verzerrungsgrößen homogene lineare Funktionen der Lasten P_λ und M_μ sind, so sieht man, daß i. a. auch umgekehrt die Lasten P_λ und M_μ als homogene lineare Funktionen von $(n+m)$ linear unabhängigen Verschiebungsgrößen ausgedrückt werden können. Wählt man z. B. für letztere die n Komponenten

$v_\lambda = \frac{v_\lambda \mathfrak{P}_\lambda}{P_\lambda}$ der Verschiebungen v_λ der Angriffspunkte der Kräfte \mathfrak{P}_λ in den Richtungen der betreffenden Kräfte und die m Verdrehungskomponenten ϑ_μ in Richtung der Achsen der Kräftepaare \mathfrak{M}_μ , so erhält man die gesamte Formänderungsarbeit A des elastischen Systems in einer zweiten Form als homogene, quadratische Funktion der Verschiebungskomponenten v_μ und der Drehungskomponenten ϑ_μ . Symbolisch kann man also schreiben

$$2A = \sum v_\lambda \mathfrak{P}_\lambda + \sum \vartheta_\mu \mathfrak{M}_\mu \\ = \sum \alpha'_{\xi\eta} P_\xi P_\eta + \sum \alpha''_{\xi\eta} P_\xi M_\eta + \sum \alpha'''_{\xi\eta} M_\xi M_\eta \\ = \sum \beta'_{\xi\eta} v_\xi v_\eta + \sum \beta''_{\xi\eta} v_\xi \vartheta_\eta + \sum \beta'''_{\xi\eta} \vartheta_\xi \vartheta_\eta.$$

Darin bedeuten ξ und η Summationsindizes, die in jeder der drei Doppelsummen jeweils über alle m Kräfte P_λ , bzw. über alle n Kräftepaare M_μ zu erstrecken sind.

Die Castiglianoschen Sätze über die Differentialquotienten der Formänderungsarbeit sagen unter den oben genannten Voraussetzungen für beliebige elastische Systeme folgendes aus:

1. Bildet man den partiellen Differentialquotienten der Formänderungsarbeit A des elastischen Systems nach einer der Lasten P_i , so erhält man die in die Richtung der Kraft \mathfrak{P}_i fallende Komponente v_i der Verschiebung v_i des Angriffspunktes

von \mathfrak{P}_i , d. h. es ist $v_i = \frac{\partial A}{\partial P_i}$. Differenziert man nach einem der Kräftepaare M_i , so erhält man die entsprechende Verdrehungskomponente $\vartheta_i = \frac{\partial A}{\partial M_i}$.

2. Die partielle Ableitung der Formänderungsarbeit A des elastischen Systems nach einer der Verschiebungskomponenten v_i ist gleich der entsprechenden Kraft $P_i = \frac{\partial A}{\partial v_i}$ und die partielle Ableitung von A nach einer der Verdrehungskomponenten ϑ_i ist gleich dem betreffenden Kräftepaar

$M_i = \frac{\partial A}{\partial \vartheta_i}$.

3. Bei statisch unbestimmten Stabtragwerken sind die Werte X_i der „statisch unbestimmten Größen“ unter den genannten Voraussetzungen solche, daß sie den Wert der Formänderungsarbeit A zu einem Minimum machen (s. Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit), d. h. die Differentialquotienten von A nach den statisch unbestimmten Größen X_i verschwinden: $\frac{\partial A}{\partial X_i} = 0$.

Die Castiglianoschen Sätze über die Differentialquotienten der Formänderungsarbeit lassen sich leicht auch auf den Fall einer gleichmäßigen Temperaturänderung des elastischen Systems aus-

dehnen, desgleichen (wenn auch mit gewissen Einschränkungen) auf den Fall eines Tragwerks mit nachgiebigen Stützflächen. *F. Schleicher*. Näheres s. Castigliano, Theorie des Gleichgewichts elastischer Systeme (Dtsch. von E. Hauff), Wien 1886.

Cauchysches Ähnlichkeitsgesetz s. Ähnlichkeitsgesetze.

Cauchysche Gleichungen s. Spannungsgleichungen der Bewegungen und des Gleichgewichts.

Celsiusche Skale ist die Einteilung eines Thermometers zwischen dem Eispunkt (0°) und dem Wassersiedepunkt (100°) in 100 Teile. Der Schwede Celsius hatte (1736) ursprünglich den Eispunkt mit 100° und den Wassersiedepunkt mit 0° bezeichnet. Die jetzige Bezifferung stammt von Linné, s. Temperaturskalen. *Scheel*.

C.G.S.-System. Abkürzung für Zentimeter-Gramm-Sekunden-System, vgl. Absolutes Maßsystem. *W. Jaeger*.

Chalkosphäre heißt diejenige Schicht des Erdkörpers, die sich etwa zwischen 1200 und 2900 km Tiefe erstreckt und ein spezifisches Gewicht von ca. 5—6 hat. Sie besteht vorwiegend aus sulfidischen (und teilweise auch oxydischen) Erzen, hauptsächlich aus Eisensulfid, etwa entsprechend den Troilit-Chromit-Knollen der Meteorite. *Chalkophil* heißen diejenigen Elemente, die bei der Abkühlung des Erdkörpers zum größten Teile in der sich absondernden Sulfidschmelze verblieben sind. Dies sind z. B. Kupfer, Kadmium, Blei, Antimon, Wismut, Silber, Gold, Quecksilber, Thallium u. a. *Günther*. Näheres s. Siderosphäre (Lithosphäre) v. M. Goldschmidt, Ztschr. f. Elektrochemie 28, 411—421. 1922.

Chandlerische Periode s. Polhöhenchwankung.

Chaperonwicklung s. Wicklung von elektrischen Widerständen, Wechselstromwiderstände.

Charakteristik, charakteristische Funktion. Die Gesetze über die optische Weglänge, die in den Lehrsätzen von Fermat und Malus (s. Optische Abbildung) ausgesprochen sind, geben die Möglichkeit zur Ableitung allgemeiner Gesetze. Dies ist zunächst in den zwanziger Jahren des vorigen Jahrhunderts von W. R. Hamilton getan, der den optischen Lichtweg und daraus abgeleitete Funktionen als charakteristische Funktion bezeichnet. Den Ausdruck Charakteristik hat M. Thiesen in seinen in den neunziger Jahren erschienenen Abhandlungen gebraucht. *H. Boegehold*.

Charakteristik, auch Kennlinie genannt; Strom-Spannungskurve, Kurve, die die Abhängigkeit des Stromes durch irgendeinen Leiter von der anliegenden Spannung angibt. Es ist merkwürdigerweise üblich, bei den Leitern mit positiver oder steigender Charakteristik (s. Erklärung unten) die Spannung als Abszisse und den Strom als Ordinate zu zeichnen, bei Leitern mit negativer oder fallender Charakteristik (Glimmentladung, Lichtbogen) oft umgekehrt. Bei konstanten Ohmschen Widerständen ist die Charakteristik eine gerade, durch den Koordinatenanfangspunkt gehende Linie, bei vielen Leitern ist sie jedoch infolge des Temperaturkoeffizienten, der Thermokraft, Polarisation, chemischen Umwandlung, Ionisation, Sättigung usw. gekrümmt. Eine Charakteristik heißt positiv oder steigend, wenn stets einem vergrößerten Strom eine vergrößerte Spannung, und zwar beide vom gleichen Vorzeichen, entspricht. Treten dagegen in der Charakteristik Teile auf, wo eine Stromvergrößerung eine Spannungserniedrigung ergibt, so heißt dieser

Teil negativ oder fallend. Solche negativen Teile enthalten die Charakteristiken der Glimmentladung, des Lichtbogens, sowie einiger Arten von Hochvakuumröhren mit Glühkathoden (s. u.). Die Darstellung der Eigenschaft eines Leiters durch seine Charakteristik wird besonders dort angewendet, wo sich kein einfacher Ausdruck für seinen Widerstand angeben läßt, so bei elektrolytischen Zellen, Detektoren für elektrische Schwingungen, insbesondere allen Gas- und Vakuumentladungen. Gesetzmäßige Ausdrücke für die Charakteristik existieren nur in wenigen Fällen, so z. B. für das Einsetzen einer Glimmentladung (Townsend), für den Lichtbogen (Ayrton'sche Formel):

$$V = A + \frac{B}{J}$$

oder für die Glühkathoden-Hochvakuumentladung (Langmuir).

Bei einer Hochvakuumröhre mit Gitter gibt es nicht nur eine Charakteristik, sondern eine Charakteristikenschar. Da bei einer solchen drei Variable, nämlich Gitterspannung, Anodenspannung und Strom, vorhanden sind, ergeben sich unendlich viele Charakteristiken, deren Gesamtheit man auch das „Kennlinienfeld“ nennt. Man pflegt hier die Gitterspannung als Abszisse, den Strom als Ordinate aufzutragen, während die Anodenspannung den Parameter bildet. Bei den genannten Röhren mit drei Variablen ergibt sich ein neuer Begriff, nämlich die sog. Arbeitscharakteristik (Arbeitskennlinie). Dies ist eine im wirklichen Betriebe auftretende Charakteristik, die dadurch entsteht, daß die Röhre nicht eine konstante Anodenspannung erhält, sondern eine für jeden Punkt sich ändernde. Der äußere Widerstand nämlich ruft infolge des Anodenwechselstromes eine Wechselspannung hervor, die zur Anodengleichspannung hinzutritt. Hieraus ergibt sich, daß für jeden äußeren Widerstand eine andere Arbeitskennlinie entsteht.

Ein wichtiger Begriff ist die „Steilheit“ der Charakteristik. Im allgemeinen versteht man darunter die Größe: $\frac{dJ}{dV}$. Es ist auch gebräuchlich, die

Größe $\frac{dV}{dJ}$ zu betrachten, die der „Widerstand“ an dieser Stelle der Charakteristik heißt (richtiger der Widerstand gegen Änderungen). Von Interesse ist die Größe $\frac{dV}{dJ}$ besonders dann, wenn man es mit

einem fallenden Teil einer Charakteristik zu tun hat; hier ist sie negativ. Wenn eine Charakteristik positive und negative Teile hat, so sind bei einem bestimmten Vorschaltwiderstand R und einer bestimmten Quellenspannung oft mehrere Zustände möglich, wenigstens rechnerisch möglich. Unter diesen unterscheidet man labile und stabile. Physikalisch möglich sind nur die stabilen, d. h. erstens alle Zustände auf positiven Teilen der Charakteristik, zweitens von den auf negativen Teilen die, für welche das „Widerstandskriterium“ erfüllt ist. Letzteres ist allerdings kein einheitliches Gesetz, sondern es gibt zwei verschiedene lautende. Dies rührt daher, daß es zwei verschiedene Klassen von Organen negativer Charakteristik gibt, erstens die „stromgesteuerten“, zweitens die „spannungsgesteuerten“ (K. Steimel). Für erstere gilt das „Kaufmannsche Kriterium“, welches lautet:

$$R + \frac{dV}{dJ} > 0.$$

Die zweitgenannte Klasse, die durch A. W. Hull (Dynatron) bekannt geworden ist, hat das Stabilitätskriterium:

$$R + \frac{dV}{dJ} < 0 \text{ bei } \frac{dV}{dJ} < 0.$$

Ein Organ negativer Charakteristik wirkt unter gewissen Bedingungen ähnlich, wie ein negativer Widerstand wirken müßte, wenn es einen solchen gäbe. Hieraus ist ableitbar, daß man ein solches Organ sowohl zur Verstärkung von Wechselströmen als auch zur Schwingungserzeugung verwenden kann. Die Verstärkung kommt folgendermaßen zustande: Legt man in einen Kreis in Serie ein Organ mit negativem $\frac{dV}{dJ}$, genannt $\bar{\varrho}$, und den gewöhnlichen Widerstand R , und induziert man eine EMK. von der Größe $E \sin \omega t$ auf den Kreis, so ergibt sich der Strom $J = \frac{E \sin \omega t}{R + \bar{\varrho}}$. Es muß dabei

die Leistung $J E \sin \omega t = \frac{R E^2}{2(R + \bar{\varrho})}$ aufgewendet werden. Mit Hilfe des positiven Widerstandes R läßt sich die Leistung $R J^2 = \frac{R E^2}{2(R + \bar{\varrho})^2}$ aus dem Kreis entnehmen, so daß das Verhältnis der entnommenen zur aufgewendeten Leistung, d. h. die Leistungsverstärkung $M = \frac{R}{R + \bar{\varrho}}$ wird. Macht man

nun den Widerstand R sehr nahe gleich dem Widerstand $\bar{\varrho}$, so läßt sich der Nenner fast auf Null bringen, d. h. die Verstärkung beliebig steigern. Allerdings funktioniert die Anordnung nur, wenn das betreffende Stabilitätskriterium sowohl für alle möglichen Wechselstromvorgänge wie auch für den Speisegleichstromkreis erfüllt ist, der bei allen bekannten Organen negativer Charakteristik Vorbedingung ist.

Eine Kombination von einer Gleichstromquelle, einem Organ negativer Charakteristik (negativem Widerstand) und einem schwingungsfähigen Kreise aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand ist ferner fähig, elektrische Schwingungen zu erzeugen, die in der Eigenfrequenz des Kreises verlaufen (mit kleiner Abweichung). Die Schwingungserzeugung läßt sich so darstellen, daß durch Kombination des negativen und des wahren (positiven) Widerstandes ein Überschuß an negativem verbleiben muß, der das log. Dekrement negativ macht und daher zu einem Ansteigen der Schwingungen führt. Daraus ergibt sich die Bedingung $R + \bar{\varrho} < 0$ (Duddell), die aber nur für eine Serienschaltung von L , C , R , $\bar{\varrho}$ bei stromgesteuerter negativer Charakteristik zutreffend ist. Für die sogenannte Schwungradschaltung, in der L , C , R in Serie, $\bar{\varrho}$ dagegen parallel zu L oder C liegt und eine spannungsgesteuerte negative Charakteristik haben muß, heißt die Bedingung $\bar{\varrho} + \frac{L}{CR} > 0$ oder auch $R + \frac{L}{C\bar{\varrho}} < 0$. In beiden Fällen muß die jeweilige Stabilitätsbedingung für den Gleichstromspeisekreis erfüllt sein. Es gibt einerseits sich selbst innerlich steuernde Organe negativer Charakteristik, wie Lichtbogen, Glimmentladung, gewisse Elektronenröhren. Bei anderen lassen sich durch äußere Steuerung effektiv negative Charakteristiken erzielen (Rückkopplung), so auch bei Vorrichtungen wie Wagnerscher Hammer, Telefon-Mikrofon u. ä. Spannungsgesteuerte negative Charakte-

ristiken haben: Dynatron, ferner die meisten Hochvakuumröhren-Kombinationen; stromgesteuerte: Lichtbogen, Glimmentladung, sowie einige Spezialkombinationen von Hochvakuumröhren.

Bei vielen Entladungsorganen ist ein Unterschied zwischen statischer Charakteristik und dynamischer Charakteristik zu machen. Erstere ergibt sich bei langsamem Durchlaufen, z. B. bei einer Messung mit Gleichstrom, letztere bei schnellem, insbesondere bei hochfrequenten Schwingungen. Der Grund für die Verschiedenheit in beiden Fällen liegt meistens in der Wärmeträgheit der Elektroden oder des Dampfes, auch in der Ionisationsträgheit. Daher sind bei Lichtbögen die dynamischen Char. besonders stark abweichend von den statischen, während bei Hochvakuumröhren kaum ein Unterschied feststellbar ist.

H. Rukop.

Charakteristik, äußere, der Gleichstrommaschinen.

Man versteht hierunter eine Kurve, welche den Zusammenhang zwischen der Klemmenspannung und dem Belastungsstrom eines Gleichstromgenerators darstellt, der bei unverändertem Widerstand im Erregerkreis mit konstanter Umdrehungszahl betrieben wird. Sie ist besonders wichtig für die Frage des störungsfreien Parallelbetriebes mehrerer Generatoren, die auf ein gemeinsames Netz arbeiten. Da hierfür in erster Linie fremd- oder selbsterregte Nebenschlußmaschinen in Frage kommen, sollen nur diese besprochen werden; man rüstet sie zwar aus bestimmten Gründen (Stabilität, Spannungsregulierung!) häufig mit einer sog. Hilfs-Compoundwicklung, d. h. einigen wenigen Serienwindungen, auf den Polen aus, doch kann für prinzipielle Betrachtungen deren Einfluß vernachlässigt werden.

Die Kurve hat einen wesentlich verschiedenen Charakter, je nachdem man es mit Fremd- oder Selbsterregung zu tun hat. Wir betrachten zunächst den ersteren Fall (s. Fig. 1):

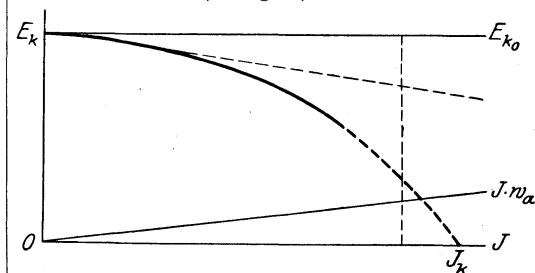


Fig. 1. Äußere Charakteristik der Gleichstrommaschinen bei Fremderregung.

Wie ersichtlich, sinkt mit zunehmendem Belastungsstrom die im Leerlauf eingestellte Klemmenspannung anfangs langsam, dann sehr rasch und würde bei völligem Kurzschluß (Widerstand im äußeren Stromkreis = 0!) den Wert 0 erreichen, der dem Maximalwert des Stromes entspricht. In der Praxis wäre dies freilich ein gefährliches Experiment, sobald es sich um irgendwie namhafte Maschinenleistungen handelt, da der Kurzschlußstrom bei modernen Maschinen den Normalstrom, besonders bei plötzlichem Kurzschluß, um ein Vielfaches übertrifft. Die Erhitzung des Ankers und die Funkenbildung am Kommutator würden in kurzer Zeit die ganze Maschine zerstören. Wo derartige Kurzschlüsse des voll erregten Generators nicht zu vermeiden sind (Bahnanlagen, Schweiß-

maschinen u. a. m.), müssen sie durch besondere Bauart unschädlich gemacht, oder ihre Dauer muß durch automatisch wirkende Schalter beschränkt werden.

Als Ursache für das Sinken der Klemmenspannung mit der Belastung leuchtet zunächst ohne weiteres der mit dem Belastungsstrom ungefähr proportional steigende Ohmsche Abfall im inneren Widerstand w_a der Maschine (Ankerwicklung, Übergangswiderstände am Kommutator!) ein. Zeichnet man sich aber in das auf dem Prüffeld aufgenommene Diagramm einer Maschine die Gerade $J w_a = f(J)$ ein und vergleicht deren Ordinaten mit der tatsächlichen Verminderung der Spannung ihrem Ausgangswert gegenüber, so findet man meist, daß zumindest nach Überschreiten des Normalstromes der gesamte Abfall sehr erheblich größer als der Ohmsche ist. Der Grund hierfür liegt in der Störung des fremderregten, induzierenden Feldes durch das von der stromdurchflossenen Ankerwicklung erzeugte Feld (siehe Ankerrückwirkung!). Wie groß diese Störung ist, hängt sehr wesentlich von der Bauart der Maschine ab. Große, moderne Gleichstrom-Turbogeneratoren mit sog. Kompensationswicklung haben z. B. eine verschwindend kleine Ankerrückwirkung und entsprechend enorme Kurzschlußstromstärken.

Bei Selbsterregung einer Nebenschlußmaschine muß der Spannungsabfall bei Belastung größer und die Kurzschlußstromstärke kleiner sein als bei Fremderregung, weil Klemmen- und Erregerspannung hier identisch sind; bei vollem, äußerem Kurzschluß verschwindet auch der Erregerstrom und mit ihm das induzierende Feld. Da dieser Vorgang aber infolge der hohen Induktivität der Erregerwicklung recht erhebliche Zeit in Anspruch nimmt, ist auch der plötzliche Kurzschluß einer größeren, selbsterregten Nebenschlußmaschine nichts weniger als ungefährlich. Bei langsamer Verminderung des äußeren Widerstandes dagegen läßt sich bei modernen Maschinen der Kurzschluß mit einiger Vorsicht durchführen; Fig. 2 zeigt ein Bild der sich ergebenden äußeren Charakteristik.

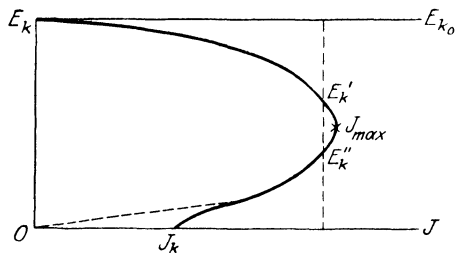


Fig. 2. Äußere Charakteristik der Gleichstrommaschinen bei Selbsterregung.

Bei der Selbsterregung fallen, wie ersichtlich, maximaler Strom J_{max} und Kurzschlußstrom J_k nicht zusammen, und zu jeder Stromstärke J gehören im allgemeinen zwei Werte der Klemmenspannung. Daß J_k nicht = 0 wird, sondern einen bei derselben Maschine meist stark variablen endlichen Wert behält, ist eine Folge der Remanenz. Praktische Bedeutung hat natürlich nur der obere Ast der Kurve, da die Maschinen ihren Maximalstrom niemals dauernd vertragen würden, und der dazugehörige Spannungsabfall viel zu groß wäre. Die Ursachen des letzteren sind außer der oben erwähnten Verminderung der Erregung selbst-

verständlich genau die gleichen wie bei der fremderregten Maschine.

In der Praxis kommt als Ursache des Spannungsabfalls zwischen Leerlauf und Vollast noch ein anderer wichtiger Faktor in Frage. Es ist dies die Tourenänderung der Antriebsmaschine, die ihrerseits wiederum von deren Regulator abhängt und immerhin einige Prozente beträgt (bei kleinen Verbrennungskraftmaschinen, z. B. bis zu 5 v. H.!). Zieht man alle diese Ursachen in Rechnung, so kommt man zu Spannungsänderungen von 5—15 v. H. bei Fremderregung, 7—20 v. H. bei Selbsterregung. Im allgemeinen wird eine Maschine um so schwerer und teurer, je geringer ihre Spannungsänderung ist. Die obigen Werte gelten für normale, kleine und mittelgroße Maschinen. Große Gleichstrom-Turbogeneratoren mit richtig dimensionierter Hilfs-Serienwicklung geben praktisch konstante Spannung zwischen Leerlauf und Vollast, da bei ihnen der Ankerwiderstand sehr klein, die Ankerrückwirkung, wie schon oben erwähnt, durch eine sog. Kompensationswicklung beseitigt ist. E. Rother.

Näheres s. Linker, Elektrotechnische Meßkunde, 3. Aufl., Springer, Berlin 1923.

Charakteristik, äußere, der Wechselstromgeneratoren.

Diese für den praktischen Betrieb wichtigste Kennlinie gibt genau wie bei Gleichstrommaschinen (s. d.!) den Zusammenhang zwischen Klemmenspannung und Belastungsstrom bei unveränderter Felderregung. Quantitativ wie qualitativ ist aber der Unterschied bezüglich der Spannungsänderung zwischen Leerlauf und Vollast sehr erheblich, wie Fig. 1 zeigt; dieselbe ist unter der ge-

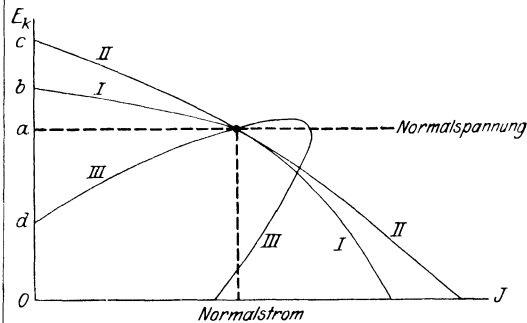


Fig. 1. Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren.

bräuchlichen Annahme gezeichnet, daß die Felderregung so einreguliert ist, daß der Generator bei Normalstrom gerade die Normalspannung liefert.

Der Verlauf der Charakteristik ist ein völlig verschiedener, je nachdem der betreffende Generator rein ohmsch, z. B. mit Glühlampen, belastet wird (Kurve I), auf ein reines Kraftnetz mit Freileitung für Asynchronmotoren arbeitet (Kurve II) oder schließlich ein ausgedehntes Kabelnetz für Lichtbetrieb speist (Kurve III).

Die Spannungsänderung zwischen Vollast und Leerlauf wird durch die Strecken ab, ac und ad dargestellt; sie kann sowohl positiv wie negativ sein. Die Spannungserhöhung ist um so erheblicher, je größer bei Vollast die nacheilende Stromkomponente ist. Es tritt aber bei Entlastung Spannungserniedrigung auf, wenn ein erheblicher, voreilender Ladestrom im äußeren Schließungskreis fließt.

Die erste Ursache für diese Erscheinung ist der induktive Widerstand der Statorwicklung des

Generators, der neben dem unvermeidlichen Ohmschen Widerstand stets auftritt und sehr erhebliche Werte erreicht, da sämtliche Streufelder wenigstens teilweise eisengeschlossen sind.

Ist eine Maschine rein ohmisch belastet, so bedeutet dies, daß Klemmenspannung und Strom in Phase sind; für diesen einfachsten Fall gilt Fig. 2:

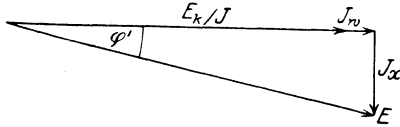


Fig. 2. Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren. Klemmenspannung und Strom in Phase

Von der wirklich induzierten konstanten Spannung E müssen die Reaktanzspannung $J \cdot x$ und die Resistanzspannung $J \cdot w$ vektoriell abgezogen werden, um die dem Strom J entsprechende Klemmenspannung E_k zu erhalten. Es ist stets

$$E_k < E.$$

In verstärktem Maß tritt dies ein, wenn der Belastungsstrom der Klemmenspannung erheblich nachleilt. Der Grund hierfür ist in der Praxis in der Regel außer der erheblichen Induktivität ausgedehnter Freileitungen für mittelhohe Spannungen der relativ große Blindstrom, den normale Asynchronmotoren zur Erzeugung ihrer Drehfelder brauchen. Fig. 3 veranschaulicht, daß in diesem Fall die Spannungsänderung bei gleichem Strom gegenüber Fig. 2 wesentlich größer ausfallen muß.

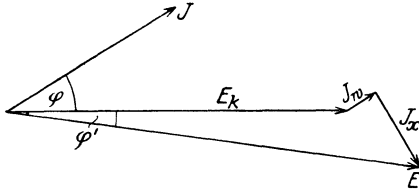


Fig. 3. Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren. Belastungsstrom eilt der Klemmenspannung nach.

Die Verhältnisse kehren sich um, wenn der Strom der Spannung voreilt (s. Fig. 4).

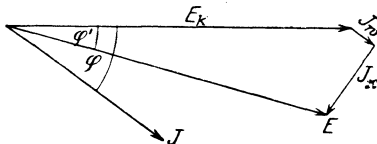


Fig. 4. Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren. Belastungsstrom eilt der Klemmenspannung vor.

Wie ersichtlich, kann in diesem Fall bei kleinem Ohmschen Widerstand, d. h. bei großen Generatoren, die Klemmenspannung sogar größer als die induzierte Spannung werden.

Geht man aber mit der Nachprüfung von auf dem Versuchsstand experimentell aufgenommenen äußeren Charakteristiken ins Einzelne, so findet man analog wie bei Gleichstrommaschinen, daß die Impedanz des Stators allein nicht entfernt so große Spannungsänderungen zwischen Leerlauf und Vollast hervorrufen kann, als man sie tatsächlich, besonders in den Fällen b und c beobachtet (15 bis 30 v. H.!). Der Grund hierfür liegt auch hier in der magnetischen Rückwirkung des Belastungsstromes

auf das induzierende Feld (s. „Ankerrückwirkung bei Wechselstromgeneratoren“).

E. Rother.
Näheres s. Handbuch der Elektrotechnik, Bd. IV. Ein- und Mehrphasen-Wechselstrom-Erzeuger von Dr. F. Niethammer. 2. Aufl. 1906.

Charakteristik, dynamische, statische s. Charakteristik.

Charakteristische Funktionen s. Thermodynamisches Potential.

Charakteristische Kurven dynamo-elektrischer Maschinen. Graphisch dargestellte Kurven, die das Verhalten elektrischer Maschinen für einen bestimmten Betriebszustand kennzeichnen, werden in der Technik charakteristische Kurven oder kurz Charakteristiken, deutsch Kennlinien (s. d.) genannt. Ihre Zahl wird sehr groß, wenn man die verschiedenen Möglichkeiten der Schaltungen und Erregungsmethoden der Gleich- und Wechselstrommaschinen berücksichtigen will. Siehe die wichtigsten Charakteristiken unter Leerlaufcharakteristik der Wechselstromgeneratoren, äußere Charakteristik der Gleichstrommaschinen, äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren.
E. Rother.

Charakteristische Strahlung. Von Barkla und Sadler (Phil. Mag. Bd. 16, S. 550, 1908) entdeckte sekundäre Röntgenstrahlung, die sich von der Streustrahlung dadurch unterscheidet, daß sie weitgehend homogen ist und unabhängig von der Art der Erregung einen bestimmten für den Streuer charakteristischen Absorptionskoeffizienten z. B. in Aluminium besitzt. Es handelt sich, wie wir heute wissen, um die durch Fluoreszenz erregte Eigenstrahlung, die auch in der primären Röntgenstrahlung mit den für das betreffende Antikathodenmaterial charakteristischen Linien dem kontinuierlichen Spektrum überlagert ist. Für die Erregung der charakteristischen Strahlung gilt das Stokes'sche Gesetz, wonach die erregende Strahlung kurzwelliger sein muß als die erregte Strahlung. Der Mechanismus der Erregung besteht darin, daß durch das primäre Quant zunächst ein Elektron aus einem innen gelegenen Niveau des Atoms herausgeworfen wird. In diesem Zustand bezeichnet man das Atom als „angeregt“. Es hat durch die Absorption des Quants einen Energiezuwachs erhalten. Die Lücke des Innenniveaus wird dadurch ausgefüllt, daß aus einem weiter außen gelegenen Niveau ein Elektron in das Innenniveau hineinfällt. Die dabei frei werdende Energie E wird als Linie der Frequenz ν nach dem Quantengesetz $E = h \cdot \nu$ ausgestrahlt. Da der Ersatz z. B. eines Elektrons des K-Niveaus aus verschiedenen weiter außen gelegenen Niveaus erfolgen kann, so kann auch die für die Ausstrahlung verfügbare Energie und damit deren Frequenz verschieden sein. Daher zeigt die charakteristische Strahlung stets nicht nur eine Linie, sondern stets eine Serie von solchen. Eine große Zahl von charakteristischen Röntgenlinien ist heute spektrometrisch bestimmt, und ihre Wellenlängenwerte liegen in Tabellenform vor. Da die Röntgenlinien eines Elementes meist nicht zahlreich und daher leicht zu identifizieren sind, so eignen sich die Röntgenspektren vortrefflich zur Spektralanalyse. Vgl. den Artikel „Röntgenspektren“.
Behnken.

Charakterzahlen s. Aktivität des Erdmagnetismus.

Le Chatelier, Mischungsregel von — s. Explosionsgrenze.

Le Chateliersches Element. Es ist dies ein von Le Chatelier (1887) angegebenes Thermolement,

das zur Messung hoher Temperaturen (bis 1600° C) große Bedeutung erlangt hat. Die Schenkel des Elementes bestehen aus Platin und einer Legierung von Platin mit 10% Rhodium. Wird die eine Lötstelle auf der Temperatur t , die andere auf der Temperatur des schmelzenden Eises gehalten, so beträgt die elektromotorische Kraft des Elementes für die Temperatur des Goldschmelzpunktes ($t = 1063^\circ \text{C}$) etwa 10,3 Millivolt. *Henning.*

Le Chateliersches Prinzip. Dies Prinzip, das nach seinen beiden Begründern auch das Prinzip von Le Chatelier-Braun (1887) genannt wird, steht in Zusammenhang mit dem 2. Hauptsatz (s. d.) der Thermodynamik und erinnert an das Prinzip der Wirkung und Gegenwirkung. Es bestimmt in gewissem Sinne die Richtung, in der sich ein System unter dem Einfluß äußerer Einwirkungen verändert und sagt aus, daß diese Änderung stets in demjenigen Sinne erfolgt, daß jene Einwirkung nach außen möglichst wenig in die Erscheinung tritt. Am wichtigsten sind seine Anwendungen auf chemischem Gebiet: Erwärmt man z. B. ein chemisches System bei konstant bleibendem Volumen, so verschiebt sich das chemische Gleichgewicht in dem Sinne, daß bei der chemischen Veränderung ein Wärmeverbrauch stattfindet. Hieraus folgt also, daß die Dissoziation eines Gases, die stets unter Wärmebindung verläuft, mit zunehmender Temperatur steigt. — Komprimiert man ein chemisches System bei konstant bleibender Temperatur, so verschiebt sich das Gleichgewicht in dem Sinne, daß eine Volumenverminderung des Systems eintritt; d. h. der Dissoziationsgrad des Gases nimmt mit zunehmendem Druck ab, die Molekülzahl vermindert sich. *Henning.*

Chemie. Definitionsgemäß ist die Chemie die Wissenschaft vom Stoff, von der Materie. Auch als die Wissenschaft von der stofflichen Verschiedenheit der Körper wird sie bezeichnet. Man versucht auf solchem Wege die Chemie von ihren Nachbargebieten, besonders der Physik, abzugrenzen. Diese wird demgegenüber als die Lehre von der die Veränderungen und Verschiebungen der Körper bewirkenden Energie bezeichnet. Man sieht leicht, daß auf diesem Wege Gebiete der Physik zugleich solche der Chemie sind, insofern nämlich auch die stofflichen Änderungen mit Energieänderungen verbunden, „von ihnen bewirkt“ sind. Da wir Energie nie abseits von Materie beobachten können (insofern „Energie“ und „Materie“ nicht überhaupt nur durch einander bedingte Ausdrucksarten sind), und andererseits die Materie nur durch Vermittlung von Energien wahrnehmen können, ist die Abgrenzung einigermaßen willkürlich und die Chemie besser als ein aus praktischen Gründen abgezwigter Teil einer Wissenschaft von den beobachtbaren Zusammenhängen der unbelebten (bis heute!) Außenwelt zu bezeichnen. Diese übergeordnete Wissenschaft wird man zweckmäßig Physik nennen.

Man kann aber vielleicht, wenn man von solchen allgemeinen und doch nicht voraussetzungslosen Begriffen abgeht und dafür einige Forschungsergebnisse als gegeben annimmt, Chemie mikroskopisch schärfer als makroskopisch definieren, nämlich als die Wissenschaft von den Einwirkungen der Atome aufeinander. Die „stofflichen“ Eigenschaften der Körper stellen wir ja dar als bedingt durch die Atome und Atomgruppierungen, aus denen sie bestehen. Nun hat diese Definition den

Vorzug, daß sie naturwissenschaftlicher und nicht philosophischer Natur ist. Sie begreift freilich auch weite Gebiete der Physik mit ein, aber doch nur solche, die Gegenstand oder doch zum mindesten Arbeitsmittel der (physikalischen) Chemie bilden.

Praktisch teilt man die Chemie noch ein und zwar: in theoretische oder allgemeine Chemie, die allgemeinere Gesetzmäßigkeiten der atomaren Wechselwirkungen aufstellt. Sie ist naturgemäß dem Umfang nach identisch mit „physikalischer Chemie“. Ihr gegenüber steht die spezielle Chemie, die der Beschreibung der Stoffe gewidmet ist. Über die Einteilung in organische und anorganische Chemie s. die letztere. Nach dem Zweck der Forschungsarbeit unterscheidet man reine und angewandte Chemie, von denen erstere dem geistigen Luxusbedürfnis, letztere praktischen, meist technischen Zwecken dient. Die analytische Chemie, die die Zusammensetzung der Stoffe untersucht, wird unterschieden von der präparativen Chemie, die die Darstellung der Körper und Körperklassen lehrt.

In dem Maße, als die grundsätzlichen Fragestellungen der Chemie zugleich solche der Physik sind, und die Physik wohl mehr Aussicht auf ihre Beantwortung hat (Valenz, Atombau), ist zu erwarten, daß die Chemie immer mehr in der Physik als deren Anwendung auf einen speziellen Fragenkreis aufgehen wird. *Schwab.*

Chemilumineszenz. Bei dem Ablauf chemischer Reaktionen tritt zuweilen eine Emission von Strahlung auf, die weit größer ist, als es den Gesetzen der reinen Temperaturstrahlung entspricht. Man bezeichnet diese Erscheinung als Chemilumineszenz und nennt derartige Reaktionen allaktin oder lumineszent. Das Auftreten der Chemilumineszenz galt früher als selten. Die Untersuchungen der letzten Jahre haben aber gezeigt, daß es sich hierbei um eine recht allgemeine Erscheinung handelt. Chemilumineszenz findet sich bei allen drei Aggregatzuständen. Bemerkenswert ist, daß sie mit Vorliebe in heterogenen Systemen auftritt. Besonders häufig zeigt sie sich bei anorganischen Oxydationen, aber auch bei der Vereinigung vieler Stoffe, wie z. B. K, Na, Li, Ca, S, P mit Cl, Br und J. Sehr helle Lichterscheinungen treten bei der Oxydation ungesättigter Siliziumverbindungen auf. Auch in der organischen Chemie ist die Chemilumineszenz recht häufig, auch hier wird sie meist durch Oxydationen verursacht. Von der niederen Tier- und Pflanzenwelt ist ein großer Prozentsatz leuchtend (Biolumineszenz).

Das emittierte Licht hat meist eine rote oder gelbe Farbe, selten ist es blau oder violett. Im Spektroskop zeigen feste und flüssige Systeme vielfach Banden, die sich in manchen Fällen auch ins Ultraviolett erstrecken. Bei Gasreaktionen treten neben Banden oft Linienspektren auf. Die Intensität der bei chemischen Reaktionen entstehenden Lichtstrahlung ist sehr verschieden. Bekannt sind Intensitäten zwischen 10^{-12} und 10^{-3} Lumen pro cm^2 strahlender Fläche.

Über die Träger der Lichtemission ist noch wenig bekannt. In einigen Fällen ist nachgewiesen worden, daß Stoffe, die ein an und für sich nicht leuchtendes chemisch reagierendes System zum Leuchten bringen, sich selbst nicht an der chemischen Reaktion beteiligen, sondern nur die Rolle des Strahlers übernehmen. Im Sinne der Quantentheorie nehmen diese Stoffe die bei der Reaktion

frei werdende Energie von dem Reaktionsprodukt auf und geben sie in Form von Licht ab. Hier wird wahrscheinlich ein dem Stokes'schen Gesetz der Fluoreszenz ähnliches Gesetz gelten, indem die Wärmetönung der Reaktion größer oder gleich der Energie des zu emittierenden $h\nu$ sein muß.

Die Chemilumineszenzstrahler sind oft Stoffe, die auch in der Photochemie als gute Sensibilisatoren bekannt sind. Chemische Zusätze, die sich nicht als Strahler betätigen und den Reaktionsverlauf nicht beeinflussen, sind meist auch ohne Wirkung auf die Stärke und Farbe der Chemilumineszenz.

Der Temperaturkoeffizient der lumineszenten Reaktionen ist im Gegensatz zu dem der photochemischen Reaktionen meist beträchtlich größer als 1.

Der Vergleich zwischen freierwerdender chemischer Energie und ausgestrahlter Lichtenergie zeigt, daß die Lichtausbeute meist so gering ist, daß also die allmähliche Abgabe der Reaktionsenergie durch Stöße und ihre Umwandlung in Wärmebewegung bei weitem die Möglichkeit ungehinderter Ausstrahlung übertrifft. Für das Zustandekommen der Chemilumineszenz scheinen folgende Faktoren notwendig zu sein:

1. die Gegenwart eines Strahlers, der große Elementarbeträge an Energie aufzunehmen und als Licht abzugeben vermag,
2. genügende Reaktionsgeschwindigkeit des chemischen Systems, um bei der kleinen Lichtausbeute der lumineszenten Reaktionen eine merkliche Strahlung zu erzeugen,
3. genügende Wärmetönung der chemischen Reaktion, um ein $h\nu$ innerhalb des optischen Gebietes zu erzeugen.

W. Noddack.

Chemische Affinität. Mit chemischer Affinität bezeichnet man das Bestreben zum Eingehen einer chemischen Reaktion. Als quantitatives Maß dafür benutzt man seit van t'Hoff, die Änderung der freien Energie beim Umsatz. (Über die Messung der freien Energie aus Gleichgewichten s. Artikel Freie Energie, über ihre Berechnung aus thermischen Größen s. Artikel Nernst'sches Theorem.)

In früherer Zeit glaubte man die Änderung der Gesamtenergie als Maß für die Affinität ansehen zu können. Nach dem Berthelot'schen Prinzip soll eine Reaktion dann vor sich gehen, wenn sie unter Wärmeentwicklung verläuft. Dieser Satz, der allgemein natürlich unrichtig sein muß, findet sich in vielen Fällen bestätigt, nämlich immer dann, wenn die Differenz zwischen freier und gesamter Energie klein gegen die Absolutwerte ist, also bei tiefen Temperaturen resp. großen Wärmetönungen. (Siehe dazu Artikel Nernst'sches Theorem.)

Simon.

Chemische Harmonika s. singende Flamme.

Chemische Kinetik s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Chemische Konstante. Aus der Aussage des Nernst'schen Theorems, daß am absoluten Nullpunkt die Entropiedifferenzen zwischen allen Zuständen eines Systems verschwinden, folgt, daß die Integrationskonstante der rationalen Gleichung für die Gleichgewichtskonstante gleich der algebraischen Summe der Integrationskonstanten der analog gebauten Dampfdruckgleichungen der beteiligten Gase ist. Da diese Dampfdruckkonstanten somit den Absolutwert der chemischen Gleichgewichte bestimmen, nennt man sie nach Nernst „Chemische Konstanten“. Ihr Absolutwert hängt

nach der Quantenstatistik bei einatomigen Gasen nur vom Atomgewicht und dem statistischen Gewicht des Grundzustandes ab, bei mehratomigen Gasen vom Molekulargewicht, dem statistischen Gewicht und den Trägheitsmomenten, so daß man ihn aus optischen Daten errechnen kann.

Die analoge in der Nernst'schen Näherungsgleichung auftretende Größe nennt man „Konventionelle chemische Konstante“. Ihr Wert liegt für die Mehrzahl der Substanzen in der Nähe von 3.

Simon.

Chemische Verbindungen s. Äquivalentgewicht, Adsorptionsverbindungen, konstante und multiple Proportionen, Gesetz der Valenztheorien, Verbindung u. a.

Chemische Widerstandsfähigkeit von Glas s. Glas, chemische Widerstandsfähigkeit.

Chemische Wirkung der Röntgenstrahlen. Ebenso wie die Lichtstrahlen und die ultravioletten Strahlen vermögen auch die Röntgenstrahlen chemische Wirkungen auszulösen. Das praktisch wichtigste Beispiel ist die photographische Wirkung der Röntgenstrahlen (s. d.). Doch kennt man noch eine Reihe anderer Verfärbungserscheinungen. Zum Beispiel wird die Glaswand der meisten Röntgenstrahlen mit der Zeit violett, was auf eine Mangan-ausscheidung zurückgeführt wird. Andere Gläser verfärben sich braun. Steinsalz wird bei Röntgenbestrahlung gelb und entfärbt sich wieder bei Erhitzung. Bariumplatinzyanür wird bräunlich, wovon bei den sog. Sabouraud-Noiré-Pastillen (s. d.) für dosimetrische Zwecke Gebrauch gemacht wird. Ähnliche Erscheinungen zeigen viele andere Kristalle. Auch vermögen Röntgenstrahlen gelöste Stoffe auszufällen, z. B. Jod aus Lösungen in Chloroform oder Benzol. Bei Bestrahlung einer Ammoniumoxalat-Sublimatlösung wird eine Ausscheidung von Kalomel beobachtet. Eiweißlösungen werden trübe. Orthonitrobenzaldehyd in azetonischer Lösung erleidet eine isomere Umwandlung in Orthonitrobenzoesäure. Der Mechanismus solcher Vorgänge ist durch das Hinzutreten sekundärer Einflüsse meist sehr verwickelt und im einzelnen wenig geklärt.

Behnken.

Chemisches Gleichgewicht s. Gleichgewicht, chemisches.

Chladnische Klangfiguren, nach ihrem Entdecker Ernst Chladni benannt, zeigen den Verlauf der Knotenlinien von schwingenden Platten an, indem sich auf die Platten gestreuter Sand od. dgl. in den Knotenlinien ansammelt. S. auch Plattenschwingungen.

Im Jahre 1809 führte Chladni seine Entdeckung Napoleon vor, was den Erfolg hatte, daß ein Preis für die mathematische Behandlung der Plattenschwingungen ausgesetzt wurde, der Sophie Germain zufiel.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. F. F. Chladni, Entdeckungen über die Theorie des Klanges. Leipzig 1787.

Christenscher Halbwertschichtmesser. Instrument zur Bestimmung der Durchdringungsfähigkeit von Röntgenstrahlen, bei welchem die Dicke einer Bakelitschicht bestimmt wird, welche die mittels eines Leuchtschirmes beobachtete Intensität eines Röntgenstrahlenbündels in dem gleichen Maße verringert wie ein in den Strahlengang gebrachtes Raster, welches die Hälfte der Strahlen abblendet. Bakelit ist als Absorbent gewählt, weil dieser Stoff nach Christen die gleichen Absorptionseigenschaften zeigt wie das Gewebe des menschlichen Körpers, so daß die mit dem Halbwertschichtmesser

gefundenen Zahlen auf das Körpergewebe direkt übertragen werden können.

Behnken.

Chromatische Abweichung, Chromatische Differenz der sphärischen Aberration, Chromatische Vergrößerungsdifferenz s. Farbenabweichung.

Chromatische Adaptation des Auges s. Adaptation des Auges.

Chromosphäre s. Sonne.

Chromsäureelement s. Bunsenelement.

Chronograph. Apparat zum Aufzeichnen von Zeitsignalen. Auf einen bewegten Papierstreifen werden mittels eines Magneten und Ankers auf elektrischem Wege Sekundenzeichen einer Uhr aufgeschrieben. Ein zweiter Anker zeichnet daneben die vom Beobachter gegebenen Signale auf, die dann mittels einer Glasskala auf hundertstel Sekunden abgelesen und zwischen die Uhrsignale interpoliert werden. Der Druckchronograph drückt in Ziffern auf hundertstel Sekunden die Zeitsignale auf einen Papierstreifen auf, ist aber noch ziemlich wenig in Gebrauch.

Botllinger.

Chronoskop, Hippiisches. Es dient zur Messung sehr kurzer Zeiten, z. B. zum Messen einer Schußgeschwindigkeit. In der Hauptsache besteht es aus einem Uhrwerk, dessen am schnellsten umlaufendes Rad 10 Umdrehungen in der Sekunde macht. Ein Zeiger ist durch Unterbrechung eines elektrischen Stromes mit diesem Umlauf verbunden und wird durch Stromschluß ausgelöst und angehalten.

v. Staal.

Cirrus. Aus Eiskristallen bestehende Wolken (s. d.).

O. Baschin.

Clairauts Theorem. Ist a die Abplattung der Erde, b die Änderung der Schwere vom Pol zum Äquator im Verhältnis zur Schwere am Äquator, endlich c das Verhältnis der Fliehkraft am Äquator zur Schwere, so ist

$$a + b = \frac{5}{2} c.$$

Dieser Satz gilt unter der Annahme, daß die Erde ein Rotationskörper ist, unabhängig von der Art der Dichtezunahme im Erdinnern.

Für die Erde ist

$$a = \frac{1}{297,8} \quad b = \frac{1}{189} \quad c = \frac{1}{289}.$$

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie, II. Bd., S. 75.

Clapeyron-Clausiusche Gleichung. Diese Gleichung ist eine der wichtigsten Folgerungen aus den beiden Hauptsätzen der Thermodynamik. Sie setzt die Wärmemenge λ , welche nötig ist, um 1 g Substanz aus einem Aggregatzustand (1) in einen anderen Aggregatzustand (2) überzuführen, in Beziehung zu der absoluten Temperatur T und dem Druck p , bei denen dieser Vorgang stattfindet, sowie zu den spezifischen Volumen v_1 und v_2 , welche die Substanz in den beiden Aggregatzuständen

besitzt. Die Gleichung lautet $\lambda = T (v_2 - v_1) \frac{dp}{dT}$.

Ist die Wärmemenge λ in Kalorien, $v_2 - v_1$ in Kubikzentimeter und der Druck p in Millimeter Quecksilber gemessen, so ist wegen des mechanischen Wärmeäquivalentes auf der rechten Seite der Gleichung noch ein Zahlenfaktor $A = 3,1841 \cdot 10^{-5}$ hinzuzufügen.

Die Gleichung findet auf die Schmelzwärme, die Verdampfungswärme oder die Sublimationswärme Anwendung, je nachdem sich die Aggregatzustände

(2) und (1) auf den flüssigen und festen, auf den dampfförmigen und flüssigen, oder auf den dampfförmigen und festen Zustand beziehen. Da λ stets positiv ist, so besitzt $v_2 - v_1$ dasselbe Vorzeichen wie $\frac{dp}{dT}$. Beide sind in der Regel positiv; für

Wasser (2) und Eis (1) indessen negativ.

Schreibt man die Gleichung in der Form $\frac{d \ln T}{dp} = \frac{v_2 - v_1}{\lambda}$, so kann man aus ihr entnehmen,

wie sich die Schmelz-, Siede- oder Sublimationstemperatur T mit dem Druck p ändert. Z. B. ergibt sich auf diese Weise, daß sich die Schmelztemperatur des Eises um 0,0075° erniedrigt, wenn man den Druck, unter dem das Schmelzen stattfindet, um 1 Atmosphäre erhöht.

Die genannte Gleichung wurde bereits von Clapeyron aus der Carnotschen Theorie, welche die Wärme noch als einen Stoff ansah, abgeleitet, aber erst von Clausius streng begründet.

Wendet man die Clapeyron-Clausiusche Gleichung auf den Fall der Verdampfung unter geringem Druck an, so darf man das verhältnismäßig sehr kleine Flüssigkeitsvolumen v_1 gegen das Dampfolumen v_2 vernachlässigen. Eine weitere beträchtliche Vereinfachung erzielt man, wenn man in erster Näherung, dem Gesetz der idealen Gase

entsprechend, $v_2 = \frac{RT}{p}$ setzt. Man erhält dann

$\lambda = RT^2 \frac{d \ln p}{dT}$, also eine Beziehung, die die Verdampfungswärme aus dem Sättigungsdruck p und seinem Temperaturkoeffizienten abzuleiten erlaubt.

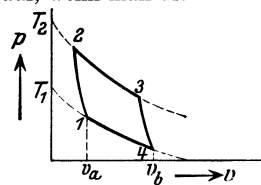
Henning.

Clapeyronscher Kreisprozeß. Dieser Kreisprozeß (s. d.) ist ähnlich dem Carnotschen Kreisprozeß (s. d.). Er unterscheidet sich von diesem nur dadurch, daß statt der adiabatischen Zustandsänderungen solche bei konstantem Volumen eingeführt werden. Während der isochoren Änderungen von 1 bis 2 (vgl. Fig.) bzw. von 3 bis 4, die ohne Arbeitsleistungen verlaufen, nimmt der Körper die

Wärmemenge $q_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ auf, bzw. gibt er die

Wärmemenge $q_2 = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ ab. Beide Wärmemengen heben sich also auf, wenn man die Voraus-

setzung einführt, daß die spezifische Wärme C_V des Körpers bei konstantem Volumen unabhängig vom spezifischen Volumen v ist. Während der adiabatischen Zustandsänderungen von 2 bis 3 bzw. Clapeyronscher Kreisprozeß, von 4 bis 1 sind die Verhältnisse die gleichen wie beim Carnotschen Kreisprozeß. Es wird die Wärme Q_2



aufgenommen und die Arbeit $\int_{v_a}^{v_b} p_{T_2} dv$ geleistet,

bzw. die Wärme Q_1 abgegeben und die Arbeit $\int_{v_b}^{v_a} p_{T_1} dv$ aufgewendet. Da für ein ideales Gas

$\int_{v_a}^{v_b} p_{T_1} dv$

zugleich $Q_2 = \int_{v_a}^{v_b} p_{T_2} dv$ und $Q_1 = \int_{v_a}^{v_b} p_{T_1} dv$ ist, so erhält man mit der Zustandsgleichung $p v = R T$ für die gesamte Arbeitsleistung $A = Q_2 - Q_1 = R \cdot \ln \frac{v_b}{v_a} \cdot (T_2 - T_1) = Q_2 \frac{T_2 - T_1}{T_2} = Q_1 \frac{T_2 - T_1}{T_1}$, so daß sich, wie beim Carnotschen Prozeß, $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$ ergibt.

Henning.

Clark-Element. Das von Clark angegebene Zink-Quecksilber-Element war das erste wirklich brauchbare Normalelement (s. d.), ist aber jetzt fast völlig durch das Westonelement verdrängt worden, hauptsächlich aus dem Grunde, weil dessen Temperaturkoeffizient nur etwa $\frac{1}{50}$ von dem des Clarkelements ist. Dieses ist ein reversibles Element von der schematischen Zusammensetzung $Zn - ZnSO_4 - Hg_2SO_4 - Hg$. Näheres über seine Zusammensetzung siehe unter „Normalelement“. Das Element besitzt bei $15^\circ C$, welche als Normaltemperatur für dasselbe betrachtet wird, $1,432_4$ int. Volt. Seine Spannung ändert sich nach einer quadratischen Formel; bei 15° beträgt die Änderung für 1° Temperaturzunahme $-0,00119$ Volt; bei 20° hat das Element eine EMK von $1,426_3$ int. Volt. Bei schnelleren Temperaturänderungen dauert es längere Zeit, bis das Element seine normale Spannung angenommen hat (Hysterese), da sich die der Temperatur entsprechende Sättigung des Elektrolyts erst durch Auflösen oder Abscheiden von Zinksulfhydrat herstellen muß. Beim Gebrauch des Elements ist daher eine gewisse Vorsicht geboten. Zuverlässiger und bequemer ist das Westonelement (s. d.).

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Claudeverfahren der Luftverflüssigung s. Verflüssigung.

Clausiuscher Satz s. Entropie und Hauptsatz, zweiter.

Clyden-Effekt. Ist die Umkehrerscheinung beim Entwickeln einer Bromsilberplatte, die nacheinander mit Funkenlicht und gewöhnlichem weißem Licht bestrahlt worden ist. Er kann wie die Solarisation als ein Koagulationsphänomen aufgefaßt werden, d. h. durch Koagulation der Silberkeime des latenten Bildes werden die Keime infolge der verminderten Oberfläche für die Entwicklung katalytisch wirkungslos (vgl. Schwärzungskurve).

Meidinger.

Näheres s. H. Arens, Zschr. f. Physikalische Chemie. Bd. 114, S. 375. 1925.

Clément- und Desormesse Methode s. spez. Wärme c_p/c_v der Gase.

Colley-Oszillator. Erreger für sehr schnelle elektrische Schwingungen von ca. 10 cm bis mehreren Metern Wellenlänge. Er hat zwei gekoppelte Systeme, von denen das Primärsystem aus zwei eng nebeneinander liegenden Stäben und einem kurzen U-förmigen Drahtbügel besteht, dessen Spitzen mit je einem Ende der Stäbe je eine Funkenstrecke bilden, so daß ein langes U mit zwei nahe am geschlossenen Ende symmetrisch in Serie liegenden Funkenstrecken gebildet wird. Die kurze Seite des U, also das Querstück des Drahtbügels steht in direkter Kopplung mit dem schmalen rechteckigen aus Draht bestehenden Sekundärsystem, dessen eine Schmalseite sie gleichzeitig bildet.

Die beiden Langseiten des rechteckigen Sekundärsystems setzen sich in Lechersche Drähte mit Brücken fort. Die Erregung geschieht durch ein Induktorium, dessen Zuleitungen über Vorfunkstrecken auf den beiden Stäben in unmittelbarer Nähe der Hauptfunkenstrecken münden. Das Primärsystem liegt in Petroleum, die Wirkung ist als reine Stoßerregung zu bezeichnen.

H. Rukop.

Näheres s. A. R. Colley, Phys. Ztschr. 10, 329 u. 471. 1910.

Compoundmaschine s. Selbsterregung.

Compoundmotor soviel wie Verbundmotor s. Elektromotoren.

Compton-Effekt. Die von A. H. Compton (Bull. Nat. Res. Coune. Bd. 4, S. 16; 1922 und Phys. Rev., Bd. 22, S. 409; 1923) gefundene Tatsache, daß eine homogene Röntgenstrahlung bei der Streuung an einem Körper von niedriger Atomnummer zum Teil eine Vergrößerung ihrer Wellenlänge erfährt, die in einfacher Weise vom Streuwinkel abhängt. Es ist nämlich die Wellenlängenvergrößerung $\Delta\lambda = 0,0484 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$, wenn θ den

Winkel zwischen der Streurichtung und der Primärstrahlenrichtung ist. Am einfachsten ist diese Formel abzuleiten, indem man vom Standpunkte der extremen Quantentheorie das einfallende Quant als eine mit dem streuenden Elektron zusammenstoßende Korpuskel auffaßt mit der Energie $h \cdot \nu_0$ und dem Impuls $\frac{h \cdot \nu_0}{c}$. Beim Zusammenstoß wird

dann an das Elektron die Energie $E = m \cdot c^2 \left(\frac{1}{1 - \sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ ($m =$ Ruhmasse des Elektrons, $\beta = \frac{v}{c}$) und der Impuls $\frac{m \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ übertragen. Schreibt

man dem gestreuten Quant die Energie $h \cdot \nu$ und den Impuls $\frac{h \cdot \nu}{c}$ zu, so liefern der Energiesatz und der

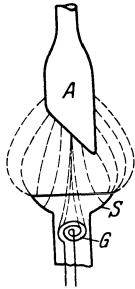
Impulssatz drei Gleichungen, die außer ν und β noch den Streuwinkel θ des Quants und den Streuwinkel θ des Elektrons als Variable enthalten. Durch Elimination von β und θ folgt die oben genannte Formel. Der Streuvorgang ist also hiernach mit einer Elektronenbeschleunigung (Rückstoß- oder Comptonelektronen) verbunden. Ist das Elektron fester an das Atom gebunden, so daß es nicht losgelöst werden kann, so überträgt sich der Impuls auf das ganze Atom, das aber dabei wegen seiner relativ großen Masse weder eine große Geschwindigkeit noch eine große Energie aufnimmt. Infolgedessen wird dem Röntgenquant auch nicht viel Energie entzogen, und die Wellenlänge erscheint in der gestreuten Strahlung nicht merklich verändert. So ist es zu erklären, daß sich in der Streustrahlung eine „modifizierte“ und eine „unmodifizierte“ Intensität vorfindet. Die letztere tritt um so mehr zurück, je härter die Primärstrahlung, je leichtatomiger der Streukörper und je größer der Streuwinkel ist. Der Comptoneffekt bewirkt ferner eine starke Unsymmetrie der Streustrahlung in dem Sinne, daß die Streuintensität dem Primärstrahl benachbarte Richtungen, also kleine Streuwinkel, stark bevorzugt.

Behnken.

Näheres s. W. Bothe in Geiger-Scheel, Handb. der Physik, Bd. XXIII, S. 395 ff. Berlin 1926. Über die praktische Bedeutung des Comptoneffektes für die Strahlentherapie vgl. W. Friedrich, Strahlentherapie, Bd. 24, S. 193. 1926.

Contractio Venae s. Ausfluß, Strahl.

Coolidgegeröhre. Hochevakuierte Röntgenröhre, bei welcher die für den Stromdurchgang erforderlichen Elektronen von einem Glühdraht aus blankem Wolfram geliefert werden. Vgl. W. D. Coolidge, Phys. Rev. Bd. 2, S. 409; 1913. Die Coolidgegeröhre bietet der alten gasgefüllten Ionenröhre gegenüber den Vorteil, daß sie ohne weiteres mit beliebiger Spannung betrieben werden kann. Es können daher mit ein und derselben Röntgenröhre Strahlen beliebiger Härte erzeugt werden. Der Röhrenstrom und damit die Strahlenintensität läßt sich durch mehr oder minder starkes Heizen des Glühdrahtes ebenfalls beliebig regulieren. Um die vom Glühdraht emittierten Elektronen im Brennfleck möglichst zu konzentrieren, umgibt man den Glühdraht G mit einer „Sammelvorrichtung“ S, meist aus Molybdänblech, welche dem Kraftlinienverlauf und damit den Elektronenbahnen die gewünschte Form gibt. Vgl. d. Artikel „Brennfleck“.



Coolidgegeröhre.

„Brennfleck“.

Corbino-Effekt. Corbino machte (1911) folgende Beobachtung: Leitet man durch eine kreisförmige Metallplatte, die sich in einem magnetischen Felde senkrecht zu dessen Kraftlinien befindet, einen radialgerichteten elektrischen Strom, so wird in ihr ein zirkular gerichteter Strom erzeugt. Ist die Platte beweglich, so treten auch Drehmomente auf. Diese Effekte, die schon von Boltzmann vorausgesagt wurden, sind nur als eine durch die besondere Versuchsanordnung bedingte Äußerung der nach dem Hall-Effekte zu erwartenden Widerstandsänderung einer radialdurchströmten Kreisplatte im magnetischen Felde anzusehen. Hoffmann.

Coriolisbeschleunigung s. Relativbewegung.

Corioliskraft s. Trägheitskräfte.

Cornuscher Halbschatten-Polarisator s. Polarisometer.

Cortisches Organ s. Ohr.

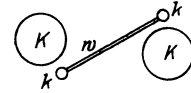
Cotton-Mouton-Effekt, magnetische Doppelbrechung (s. d.) organischer Flüssigkeiten.

Coulomb (Amperesekunde). Das absolute Coulomb bildet die praktische Einheit der Elektrizitätsmenge und ist der 10. Teil der absoluten Einheit im elektromagnetischen Maßsystem. Seine Dimension ist im e.m.-Maßsystem: $(L^{1/2} M^{1/2})$, im elektrostatischen: $(L^{3/2} M^{1/2} T^{-1})$. Die theoretische Größe ist 10^{-1} e.m.-CGS = $3 \cdot 10^9$ ES oder elektrostatische CGS-Einheiten. Das Coulomb bildet die international festgesetzte gesetzliche Grundlage für die Bestimmung des Ampere. Ein internationales Coulomb = 1 Amperesekunde soll im Silbervoltmeter 0,00118 g Silber abscheiden. Das so definierte Coulomb ist dann das „internationale Coulomb“.

R. Jaeger.

Coulombsche Drehwaage. Coulombsche Drehwaage heißt die von Coulomb (1784) zur Messung elektrischer und magnetischer Anziehungs- und Abstoßungskräfte (wie auch der Gravitation) erfundene Apparat, dessen Wirkung aus der Abbildung (Grundriß) hervorgeht. Der Waagebalken w, an dessen Enden kleine leitende Kugeln k sitzen, ist an einem feinen Faden aufgehängt. KK sind die sog. Standkugeln. Sind die Kugeln zunächst ungeladen, so wird der Faden so eingestellt, daß sich die Kugeln gerade berühren. Dann sei der

Winkel zwischen Waagebalken und dem zum Aufhängepunkt zeigenden Durchmesser der Standkugeln α . Werden die Kugeln geladen, so wird durch die Abstoßung der Faden tordiert und der Winkel sei jetzt β . Aus der Direktionskraft und den Winkeln α und β läßt sich die Größe der Ladung bestimmen. Die Influenzierung der Gehäusewände muß nach Maxwells Formel (J. C. Maxwell, Elektrizität und Magnetismus, Deutsche Ausgabe, S. 342) berücksichtigt werden. Die älteren Modelle der Drehwaage haben einen Waagebalken aus Schellack, der auf einer Seite vergoldete Hollundermarkkugel trägt, während auf der anderen Seite als Gegengewicht und Luftdämpfung eine Glimmerscheibe sitzt. R. Jaeger.



Schematischer Aufbau der Coulombschen Drehwaage. (w Waagebalken mit Kugel k, K. Standkugeln).

Coulombsches Gesetz. Das Coulombsche Gesetz beherrscht die elektrostatische Massenanziehung. Befinden sich zwei elektrische Massenpunkte M_1 und M_2 in der gegenseitigen Entfernung r, so ist die aufeinander ausgeübte Kraft in Richtung von r

$$K = \frac{k \cdot M_1 \cdot M_2}{r^2}$$

wobei k einen Proportionalitätsfaktor darstellt. Im Falle ungleichnamiger Ladung findet Anziehung, im Fall gleichnamiger Ladung Abstoßung statt. Während in dem entsprechenden Newtonschen Gesetz die Gravitationskonstante g ihrer Dimension nach gegeben ist, ist im Coulombschen Gesetz k unbestimmt. Dadurch, daß man k im Vakuum den dimensionslosen Zahlenwert 1 gibt, legt man eine Definition für die Einheit der Elektrizitätsmenge fest. Sie ist gleich derjenigen, welche eine ihr gleiche in der Entfernung 1 cm mit der Kraft 1 Dyn abstoßt bzw. anzieht. R. Jaeger.

Coulometer s. Voltmeter.

Covolumen s. Abelsche Gleichung.

Crookesscher Dunkelraum, Crookessche Röhre s. Glimmentladung.

Curie-Einheit. Zu Ehren des französischen Forscherehepaares Marya und Pierre Curie wurde die mit 1 g Radiumelement im Gleichgewicht (s. d.) stehende Menge Emanation ein Curie genannt. Diese Einheit wird im Bedarfsfalle unterteilt in Milli-, Mikro-Curie usw. Als Konzentrations-einheit dient das „Eman“, d. i. $\frac{10^{-10} \text{ Curie}}{\text{Liter}}$ bzw.

$\frac{10^{-13} \text{ Curie}}{\text{cm}^3}$, das sind $\frac{1}{3 \cdot 64}$ Mache-Einheiten (s. d.).

1 Curie Ra-Emanation erfüllt bei 0° C und 760 mm Druck ein Volumen von 0,66 mm³, wiegt $6,51 \cdot 10^{-6}$ g, enthält $1,78 \cdot 10^{16}$ Atome, liefert pro Stunde eine Wärmemenge von 27,9 cal und entsprechend der mittleren Lebensdauer von 133 Stunden insgesamt 3715 cal; 1 Curie vermag im Falle vollkommener Ausnützung seiner α -Partikel einen Sättigungsstrom von $2,75 \cdot 10^6$ stat. Einheiten zu erhalten.

K. W. F. Kohlrausch.

Curiepunkt (auch Magnetischer Umwandlungspunkt). Oberhalb einer für jeden ferromagnetischen Körper charakteristischen Temperatur verlieren diese ihre ferromagnetischen Eigenschaften (P. Curie 1895). Nach der allgemeinen Anschauung über den Ferromagnetismus tritt dies dann ein, wenn die Temperaturenergie die magnetische Energie des inneren Feldes übersteigt. Der C. P. ist also kein

scharfer Fixpunkt, sondern eine statistische Größe. Oberhalb des C. P. werden die ferromagnetischen Stoffe paramagnetisch. Mit der magnetischen Umwandlung ist keine Strukturänderung verbunden, wohl aber ändert sich mit dem Verlust der magnetischen Energie auch die spezifische Wärme.

Magnetische Umwandlungstemperaturen sind: Eisen $\sim 753^\circ\text{C}$, Nickel $\sim 376^\circ$, Kobalt $\sim 1000^\circ$, Magnetit $\sim 588^\circ\text{C}$, Eisenkarbid $\sim 210^\circ\text{C}$. Gerlach.

Curiesche Konstante s. Curiesches Gesetz.

Curiesches Gesetz. Bezeichnet man mit κ die magnetische Suszeptibilität eines dia- oder paramagnetischen Körpers pro Volumeinheit, so kann man den Quotienten von Volumsuszeptibilität und Dichte die Massensuszeptibilität oder auch die spezifische Suszeptibilität χ nennen, also $\chi = \frac{\kappa}{\delta}$.

Die spezifische Suszeptibilität diamagnetischer Körper ist unabhängig von der Temperatur. Da das diamagnetische Verhalten eines Körpers nur durch die Einwirkung des äußeren magnetischen Feldes auf die Elektronenbahnen zustande kommt, ist auch kein Einfluß der Temperatur zu erwarten. Dagegen ist die paramagnetische Suszeptibilität eine Funktion der Temperatur und zwar ist das Produkt aus spezifischer Suszeptibilität und absoluter Temperatur eine Konstante $\chi T = C$

(Curiesche Konstante, Curiesches Gesetz). In dieser einfachen Form wird das Gesetz meist nicht gefunden. Die Experimente werden dargestellt durch eine Beziehung $\chi(T \pm \Delta) = C$, worin Δ eine zusätzliche Konstante bedeutet, welche von Körper zu Körper verschieden ist, welche positiv und negativ sein kann und welche z. B. bei paramagnetischen Salzlösungen auch von der Natur des Lösungsmittels abhängt. Eine theoretische Deutung dieser Größe Δ ist bis heute nicht gelungen. Sie hängt aber mit dem inneren Felde, der Wechselwirkung der Moleküle aufeinander, zusammen. Da die spezifischen Eigenheiten des Ferromagnetismus ebenfalls auf ein inneres Feld zurückgeführt werden, so liegt ein Zusammenhang zwischen der Größe Δ und der Temperatur Θ des Curiepunktes nahe, bei welchem ja der Ferromagnetismus verschwindet. Jedoch zeigen die ferromagnetischen Körper oberhalb des Curiepunktes (wo sie paramagnetisch sind) nur in ziemlich engen Temperaturbereichen das Curiesche Gesetz, offenbar wegen Strukturumwandlungen. In dem unmittelbar an den Curiepunkt anschließenden Temperaturgebiet gilt für sie das Gesetz $X(T - \Theta) = C$, so daß hier das Δ gleich Θ ist. Gerlach.

Curtisrad s. Gleichdruckturbine.

D

Dachprisma s. Umkehrprismensystem.

Dämmerungssehen s. Adaptation des Auges.

Dämmerungswerte homogener Lichter s. Helligkeitsverteilung im Spektrum.

Dämpfung s. Dekrement.

Dämpfung einer Fernsprechleitung. Neben dem Wellenwiderstand (s. d.) ist die Dämpfung eine für die Leitung charakteristische Größe. Das Dämpfungsmaß einer Freileitung ist gleich dem Produkt aus ihrer Länge und dem Dämpfungsfaktor β und soll, wenn keine Verstärker eingebaut sind, den Betrag 1,5 nicht überschreiten. Der Dämpfungsfaktor wiederum ist für Fernleitungen näherungsweise:

$$\beta = \left(\frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \left(1 - \frac{v^2}{8\omega^2} \right)$$

wobei R der Widerstand, L die Induktivität, G die Ableitung, C die Kapazität (alles für die Längeneinheit gerechnet) und ω die Kreisfrequenz ist. Die Größe a bezeichnet man nach Heaviside als die Verzerrung der Leitung. Es ist

$$v = \frac{R}{L} - \frac{G}{C}$$

Durch die Verzerrung wird die Dämpfung vermindert und die niederen Frequenzen besser als die hohen übertragen, so daß eine Veränderung der Sprachlaute eintritt. Die Verzerrung ist Null,

wenn $\frac{R}{L} = \frac{G}{C}$ ist (verzerrungsfreie Leitung). Je

kleiner die Dämpfung ist, um so weitere Entfernungen können überbrückt werden. Die Verkleinerung der Dämpfung durch Verkleinern des Widerstandes R führt sehr bald wegen zu großer Drahtquerschnitte an die Grenze der praktischen Ausführbarkeit. Da aber in der Formel für β das

Widerstandsglied bei Fernsprechleitungen gegenüber dem Ableitungsglied weitaus überwiegt, so läßt sich die Dämpfung auch durch Vergrößerung der Induktivität verkleinern (s. Pupinleitung und Krarupkabel).

K. Pohlhausen.

Näheres s. F. Breisig: Theoretische Telegraphie. II. Aufl. 1924. Braunschweig, Vieweg.

Dämpfungsfaktor. Fällt die Amplitude einer Schwingung in einem Kondensatorkreis nach einer Exponentialfunktion $J_1 = J_0 e^{-\beta t}$ ab, so wird β der Dämpfungsfaktor genannt und ist ein Maß für die Größe der Dämpfung im Kreis. $\beta T = \delta$ ist das logarithmische Dekrement (T Dauer einer Periode).

A. Meißner.

Dämpfungsfläche, älterer Ausdruck für Flosse eines Flugzeugs (s. d.).

Dämpfungsmesser. Ein Instrument zur Messung und meist direkten Ablesung des logarithmischen Dekrements eines Kreises nach dem unter: „Dekrement, Logarithmisches“ beschriebenen Verfahren zur Dämpfungsmessung. A. Meißner.

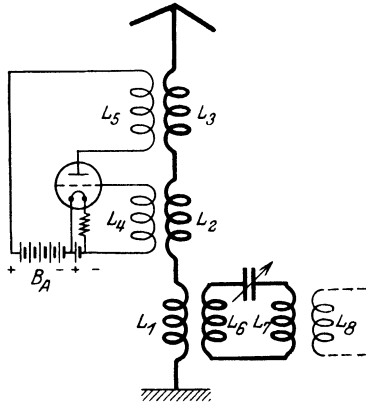
Dämpfungsmoment. Bei Drehungen eines Flugzeuges erfahren die vom Schwerpunkt entfernt liegenden Flächen, d. s. besonders die Steuerflächen, zusätzliche Geschwindigkeiten senkrecht zur Fluggeschwindigkeit. Ihr Anstellwinkel wächst dadurch um den Betrag $\frac{\text{Zusatzgeschwindigkeit}}{\text{Fluggeschwindigkeit}}$.

Die infolgedessen vergrößerte Auftriebskraft wirkt der Drehbewegung entgegen. Ihr Moment um den Schwerpunkt des Flugzeuges ist das Dämpfungsmoment. Die Vergrößerung der Auftriebskraft auf die Steuerfläche ist proportional dem Produkt aus Staudruck mal Anstellwinkelvergrößerung, also proportional dem ersten Potenzen von Dreh- und Fluggeschwindigkeit. Die Dämpfungsmomente

spielen in der Stabilitätstheorie der Flugzeuge eine Rolle.

L. Hopf.

Dämpfungsreduktion. Herabsetzung des Widerstandes in einem elektrischen Schwingungskreise wie z. B. einer Antenne, einem Sperrkreise oder dgl. Man benutzt dazu zweckmäßig eine Röhrenanordnung, welche geeignet ist, Schwingungen zu erzeugen, deren Einstellung jedoch so gewählt



Wrightsche Schaltung zur Dämpfungsreduktion.

wird, daß die Schwingungen eben noch nicht einsetzen. Bekanntere Schaltungen dieser Art sind die Audionrückkopplungsschaltung nach Round und Franklin, die Wrightsche Schaltung zur Dämpfungsreduktion bei Antennen (s. Figur) und die Leithäusersche Empfängerschaltung. Durch die Dämpfungsreduktion wird sowohl eine Verstärkung der Schwingungen, wie eine Erhöhung der Selektivität erzielt.

E. Alberti.

Näheres s. Zenneck-Rukop. Drahtlose Telegraphie.

Dämpfungsverhältnis s. Dekrement.

Daguerreotypie. Eine hochglanz polierte, stark versilberte Kupferplatte wird Joddämpfen oder besser (zur Erzielung höherer Empfindlichkeit) Bromjoddämpfen ausgesetzt, darauf mit einer Schicht Chlorbromkalk bedeckt (gelöschter Kalk + Brom) und schließlich — nach Entfernung der Chlorbromkalkschicht — wiederum Joddämpfen ausgesetzt. Bei der erstmaligen Jodierung wird die Silberoberfläche goldgelb, bei der Behandlung mit dem Bromkalk nimmt sie eine violette, und bei der letzten Jodierung eine stahlblaue Färbung an. Die höchste Empfindlichkeit wird durch die zweite Jodierung erreicht. Sofort hiernach muß die Platte exponiert werden. Nach der Exposition wird sie Quecksilberdampf ausgesetzt, wobei sich an den belichteten Stellen Quecksilber als weißlicher Niederschlag absetzt. Die Platte gelangt nach dieser Entwicklung in ein Fixierbad von unterschwefligsaurem Natrium. Durch Vergolden mit Chlorgoldlösung 1:1000 erhält man haltbare, positive Bilder.

Meidinger.

Näheres s. Eder, Handbuch. Bd. II, Teil 3.

D'Alembert s. unter A.

Daltonismus s. Farbenblindheit.

Daltonisches Gesetz. Werden mehrere ideale und gegenseitig indifferente Gase gleicher Temperatur, die unter demselben Druck p stehen und die Volumina $v_1, v_2, v_3 \dots$ einnehmen, miteinander gemischt, so bleibt der Druck p ungeändert und die Mischung nimmt das Volumen $V = v_1 + v_2 + v_3 + \dots$ ein. Jedes einzelne Gas breitet sich in dem ganzen Volumen V aus und gelangt dabei unter

einen entsprechend geringeren Partialdruck (s. d.). Unter Anwendung des Boyle-Mariotteschen Gesetzes folgt hieraus das Dalton'sche Gesetz, welches besagt, daß die Partialdrücke der Gase in der Mischung den Wert $p_1 = p \frac{v_1}{V}, p_2 = p \frac{v_2}{V},$

$p_3 = p \frac{v_3}{V}, \dots$ besitzen und daß die Summe der Partialdrücke gleich dem Gesamtdruck p ist.

Unter Berücksichtigung des Avogadro'schen Gesetzes (s. d.), demzufolge sich bei gleicher Temperatur und gleichem Druck die Volumina mehrerer Gase wie die Zahlen n der von ihnen vorhandenen Moleküle verhalten, ergibt sich $p_1:p_2:\dots = n_1:n_2:\dots$, d. h. die Partialdrücke verhalten sich wie die Molekülanzahlen der in der Mischung vorhandenen Gase.

Leitet man Dampf in einen mit Luft gefüllten Raum, so ist der Partialdruck des Dampfes der gleiche wie der Druck des Dampfes, wenn die Luft nicht vorhanden wäre. Die Einstellung des Gleichgewichts erfolgt aber im luftgefüllten Raum erheblich langsamer als beim Eintritt ins Vakuum.

Für nicht ideale Gase und Dämpfe gilt das Dalton'sche Gesetz mit großer Näherung, solange es sich um geringe Dichten handelt.

Bei sehr hohen Drucken sind starke Abweichungen vom Dalton'schen Gesetz zu beobachten, da dann die Anziehungskräfte der Gasmoleküle einer Art auf diejenigen der anderen Art ins Spiel treten (s. Binäres Gemisch). Bei der isothermen Mischung zweier verschiedener Gase, die zunächst gleiche Temperatur und gleichen Druck besitzen, muß also im allgemeinen eine Druckänderung auftreten, ohne daß das Gesamtvolumen verändert wird. Sind in einem abgeschlossenen Raum zwei verschiedene Flüssigkeiten vorhanden, deren Sättigungsdrücke bei der vorhandenen Temperatur mit p_1 und p_2 bezeichnet seien, so darf man nicht schließen, daß der Gesamtdruck in dem betreffenden Raum durch $P = p_1 + p_2$ gegeben ist. Vielmehr hängt, wenn beide Flüssigkeiten mit einander in beliebigem Verhältnis mischbar sind, der Gesamtdruck P von dem Mischungsverhältnis ab, von dem er eine stetig veränderliche Funktion ist mit den Grenzwerten $P = p_1$ und $P = p_2$. Im Falle einer Lösung wird der Sättigungsdruck des Lösungsmittels stets durch den gelösten Stoff erniedrigt.

Über das Dalton'sche Dampfdruckgesetz s. Dühring's Gesetz.

Henning.

Dampfdichte. D ist das Gewicht eines cm^3 einer Substanz unter bestimmten Bedingungen, D im engeren Sinne dasjenige unter Normalbedingungen, d. i. 760 mm Druck und 0°C . Sie ist nach der Avogadro'schen Regel (s. d.) proportional dem Molekulargewicht (s. d.) der Substanz, insoweit das Boyle-Mariottesche Gesetz (s. d.) gilt. Hierdurch ist ihre Messung zugleich eine Methode zur Molekulargewichtsbestimmung vergasbarer Substanzen. Der Proportionalitätsfaktor, der, mit der D multipliziert, das Molekulargewicht liefert, beträgt 22410, nämlich das Normal-Molvolumen in cm^3 , da

$$D = M/V.$$

Der Chemiker bezieht daher häufig die D nicht auf den cm^3 , sondern aufs Molvolumen, wodurch sie mit der gemachten Einschränkung dem Molekulargewicht zahlenmäßig gleich wird. Man kann auch sagen: in dieser Schreibart ist die Einheit der D der 32. Teil der D von Sauerstoff.

Die Methoden zur Bestimmung der D . richten sich nach der Natur der Substanz (s. d. folgenden Artikel).

In allen Fällen berechnet sich die D . (auf $O_2 = 32$ bezogen) nach

$$D = \frac{P \cdot G \cdot 22410 \cdot 273,2}{V \cdot T \cdot 760}$$

(P =Druck in mm Hg, V =Volum in cm^3 , T absolute Temperatur, G Gewicht in Gramm).

Abnorme Dampfdichten, d. h. solche, die von dem Molgewicht mehr abweichen, als auch die Abweichung vom Gasgesetz erwarten läßt, treten auf, wenn die Substanz im Dampfzustand teilweise in kleinere Molekeln zerfällt. Die D . ist dann kleiner, als die berechnete, und zwar beträgt:

$$\frac{D \text{ ber.}}{D \text{ beob.}} = 1 + a(n-1),$$

wo n die Zahl der Spaltstücke pro dissoziierende Molekel, a den Dissoziationsgrad (s. Gasgleichgewichte) bedeutet. Dieser kann auf solche Weise bestimmt werden, ausgenommen die Methode von V. Meyer, bei der der Partialdruck des Dampfes und damit a (vgl. Massenwirkungsgesetz) nicht örtlich konstant ist.

Schwab.

Dampfdichte (Meßmethoden; s. a. Gasdichte). Der Bedeutung entsprechend sind einige besondere Schnellmethoden zur experimentellen Bestimmung der Dampfdichte ausgebildet worden:

α) Nach Dumas. Ein Glaskolben von etwa $\frac{1}{10}$ l Inhalt wird in eine Spitze ausgezogen und mit einigen Gramm der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt. Der Kolben wird dann in einem Flüssigkeitsbade einige Grad über die Siedetemperatur der Flüssigkeit so lange erhitzt, bis alle Flüssigkeit verdampft ist; dann wird die Spitze abgeschmolzen. Der Kolben ist nun nur noch mit Dampf von der Badtemperatur gefüllt, der sich beim Herausheben aus dem Bade kondensiert. Der Kolben wird zunächst in diesem Zustand, dann nach Abbrechen der Spitze unter Wasser mit Wasser gefüllt und endlich leer gewogen. Hieraus erhält man unter Berücksichtigung der üblichen Korrekturen für die Wärmeausdehnung des Kolbens das Gewicht der Dampfmenge sowie das Gewicht eines gleichen Volumens Wasser und als Quotient aus beiden die Dichte des Dampfes bei der Badtemperatur unter dem beim Abschmelzen herrschenden Luftdruck.

β) Nach Gay-Lussac und Hofmann. Eine gewogene Menge Flüssigkeit läßt man in einem dünnwandigen Glaskölbchen in einer mit trockenem und luftfreiem Quecksilber gefüllten und über Quecksilber umgestürzten, graduierten Glasröhre aufsteigen. Die Röhre wird jetzt durch einen übergeschobenen Heizmantel wiederum einige Grad über die Siedetemperatur der zu messenden Flüssigkeit erwärmt. Dabei zersprengt die Flüssigkeit das Glaskölbchen, verdampft vollständig und breitet sich in dem Raum über dem Quecksilber aus. Man findet so wieder unter den gegebenen äußeren Bedingungen (Druck und Temperatur) das Volumen der bekannten Dampfmenge und daraus ihre Dichte.

γ) Nach V. Meyer. Ein Glas- oder Porzellan- kolben mit Steigrohr, ähnlich einem Quecksilberthermometer, ist oben durch einen Stopfen verschlossen und trägt oben seitlich ein etwa 1 mm weites Gasentbindungsrohr. Der Kolben wird in einem Thermostaten auf eine Temperatur erwärmt, die höher liegt als der Siedepunkt des zu untersuchenden Stoffes; alsdann wird durch das Gas-

entbindungsrohr so lange Luft entweichen, bis sich das Temperaturgleichgewicht eingestellt hat. Nun lüftet man den Stopfen und wirft schnell den zu untersuchenden festen Körper oder die zu untersuchende Flüssigkeit, letztere am einfachsten in ein Gläseröhrchen eingeschlossen, durch das Steigrohr in den Kolben. Der feste Körper oder die Flüssigkeit, welche in der hohen Temperatur ihre Hülle sprengt, verdampfen und der entwickelte Dampf treibt die in dem Kolben vorhandene Luft durch das Gasentbindungsrohr nach außen, wo sie unter Wasser in einem Meßzylinder aufgefangen wird. Da das Volumen der aufgefangenen Luft gleich dem Volumen des entwickelten Dampfes ist, findet man aus ihm und der eingebrachten, zuvor gewogenen Stoffmenge die Dichte des Dampfes.

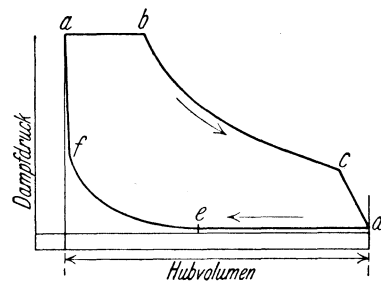
Scheel.

Dampfdruck s. Sättigungsdruck, Innerer Druck der Flüssigkeiten und Feuchtigkeit.

Dampfdruckdiagramm. Das Dampfdruckdiagramm oder Indikatoridiagramm gibt ein Bild von dem Verlauf der Dampfdruckänderungen im Zylinder einer Dampfmaschine, die sich während eines Hin- und Rückganges des Kolbens auf einer Kolbenseite abspielen. Als Abszisse wählt man das Zylindervolumen, als Ordinaten die Dampfdrücke in Kilogramm pro Quadratcentimeter. Die Länge des Diagrammes entspricht dem Hubvolumen. Der Dampf im schädlichen Raum nimmt an der Expansion und Kompression teil. Der schädliche Raum wird gebildet aus dem Dampfzuleitungsorgan und dem dampferfüllten Raum, der zwischen Dampfkolben und Zylinderdeckel übrigbleibt, wenn das Dampfzuführungsorgan geschlossen, der Kolben aber in seiner Endlage (Totlage) ist. Beträgt z. B. der schädliche Raum 8% des Hubvolumens und ist die Diagrammlänge 80 mm, so wird er im Diagramm durch eine Strecke von $80 \cdot 0,08 = 6,4$ mm dargestellt. Die Hauptzüge des Dampfdruckdiagrammes sind (s. Figur):

- | | | |
|-------|-------------------|-------------------|
| a — b | Einströmlinie | } Kolbenhingang, |
| b — c | Expansionslinie | |
| c — d | Vorausströmung | } Kolbenrückgang. |
| d — e | Ausströmlinie | |
| e — f | Kompressionslinie | |
| f — g | Voreinströmung | |

Die Dampfdruckkurve entsteht auf folgende Weise:



Dampfdruckdiagramm.

Während der Kolben von a nach b gelangt, strömt der Dampf durch das von der Steuerung geöffnete Dampfeinlaßorgan in den Zylinder ein. Bei b schließt sich dieses Organ, der im Zylinder befindliche Dampf expandiert. Wenn der Kolben in c angelangt ist, öffnet sich das Dampfauslaßorgan und bleibt auch nach der Umkehr des Kolbens

bei *d* geöffnet, bis er auf dem Rückwege *e* erreicht. Die im Zylinder befindliche Dampfmenge wird nun bei geschlossenem Ein- und Auslaßorgan komprimiert, bis bei *f* das Einlaßorgan sich wieder öffnet und den Frischdampf erneut in den Zylinder eintreten läßt.

In der vollkommenen Maschine würden die Expansion (Dampfdehnung) und die Kompression (Dampfverdichtung) nach dem Gesetz der Adiabate erfolgen, also

nach dem Gesetz $p v^{1,135} = \text{konst.}$ für anfänglich trocken gesättigten,
 „ „ „ $p v^{1,3} = \text{konst.}$ „ überhitzten Dampf.

Praktisch erfolgt die Expansion nach dem Gesetz der gleichseitigen Hyperbel $p v = \text{konst.}$ bei Satttdampf, nach dem Gesetz $p v^{1,15} = \text{konst.}$ bis $p v^{1,25} = \text{konst.}$ bei Heißdampf. Die Kompressionskurve verläuft nach der Polytrope (s. d.) $p v^{1,2}$ bis $p v^{1,3} = \text{konst.}$

Die vom Linienzug *a b c d e f* eingeschlossene Fläche stellt das Produkt Druck mal Hubvolumen, $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2} \times \text{cm}^3 = \text{kg cm}$, also eine Arbeitsgröße dar, nämlich die Leistung der Maschine auf einer Kolbenseite während eines einfachen Kolbenhin- und Herganges. Durch Planimetrieren der Fläche läßt sich der während eines Doppelhubes auf den Kolben wirkende mittlere Druck p_1 ermitteln (vgl. Dampfmaschine). Bei Mehrzylindermaschinen ist das Diagramm der beiden Zylinderseiten von sämtlichen Zylindern der Leistungsberechnung zugrunde zu legen.

Das Dampfdruckdiagramm kann man von der Maschine selbst mit Hilfe des Indikators (s. d.) aufzeichnen lassen. Es gibt wertvolle Aufschlüsse über die Vorgänge im Zylinder, insbesondere über das Verhalten der Steuerung und des Regulators, die Dampfdichtheit der Dampfaperrorgane und des Kolbens, ausreichende Bemessung der Weite der Dampfwege, richtige Arbeitsweise der Kondensation usw.

Wie die Dampfdruckdiagramme bei der Dampfmaschine, werden Druckdiagramme auch für sonstige Kolbenmaschinen usw., Gaskraftmaschinen, Explosionsmotoren, Ölmotoren, Pumpen, Gebläse entworfen und mit dem Indikator abgenommen.

L. Schneider.

Dampfdruckerniedrigung verünnter Lösungen s. Osmotischer Druck.

Dampfdruckthermometer s. Fernthermometer und Stocksches Thermometer.

Dampfdüse. Man unterscheidet a) einfache Mündungen (Fig. 1), b) erweiterte Düsen oder Laval-Düsen (Fig. 2). Erstere haben einen im Sinne der

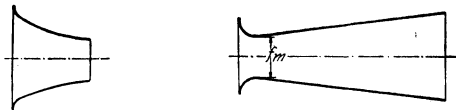


Fig. 1. Dampfdüse mit einfacher Mündung. Fig. 2. Erweiterte Dampfdüse nach Laval.

Strömungsrichtung stetig abnehmenden Querschnitt, bei letzteren nimmt der Querschnitt erst bis zu einem Kleinstwert ab, dann zu. Die Wirkungsweise ist auf Grund der Energiegleichung im Verein mit der Kontinuitätsbedingung zu beurteilen, wobei in vielen Fällen die Betrachtung des

„mittleren Stromfadens“ für technische Zwecke genügt. Wenn aus einem Gefäß, in dem der Druck durch Zufluß ständig auf den Wert p_1 gehalten wird, Dampf oder Gas durch eine Düse ausströmt, so erreicht der austretende Strahl eine Geschwindigkeit w , die sich bei richtiger Bemessung der Düse aus der Energiegleichung

$$A \frac{w^2}{2g} = i_1 - i = H \dots (1)$$

berechnet. Darin ist A der Wärmewert der Arbeitseinheit i_1 und i der Wärmeinhalt am Anfang und am Ende des Vorganges, H das Wärmegefälle (s. a. Wärmediagramm). Gleichung (1) gilt auch, falls Widerstände auftreten. Für reibungsfreie Strömung gilt

$$\frac{w^2}{2g} = \int_{p_1}^p v dp \dots (2)$$

worin v den Rauminhalt der Gewichtseinheit bedeutet. Da hierbei die Expansion nach der Adiabate erfolgt, für die $p v^k = \text{konst.}$ ist, so erhält man

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p v) \dots (2a)$$

oder

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \dots (2b)$$

Führt man die Stetigkeitsbedingung der eindimensionalen Strömung ein

$$G v = f w \dots (3)$$

worin f den Durchströmquerschnitt, G die in der Zeiteinheit durchströmende Gewichtsmenge bedeutet, so erhält man

$$G = f \sqrt{\frac{2gk p_1}{k-1} v_1 \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} = f \lambda(p) \dots (4)$$

wenn man p_1 als unveränderlich ansieht. Die Funktion $\lambda(p)$ wird für einen bestimmten Wert $p = p_m$ ein Maximum und es ist

$$p_m = p_1 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \dots (5)$$

Für diesen Druck p_m , der nach Zeuner vielfach als „Kritischer Druck“, zweckmäßiger jedoch als „Kritischer Strömungsdruck“ — zur Vermeidung von Verwechslungen — bezeichnet wird, ist somit $f = f_m$ ein Kleinstwert. Dem Drucke p_m entspricht eine Strömungsgeschwindigkeit, die gleich der „Schallgeschwindigkeit“ der Adiabate ist;

$$w_m = \sqrt{kg p_m v_m} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1} \dots (6)$$

Diese Geschwindigkeit hängt also nur vom Anfangszustand des Treibmittels ab. Sie kann nur im Innern einer divergenten Düse oder in der Austrittsöffnung der einfachen Mündung auftreten; das letztere kann nur dann stattfinden, wenn der Gegendruck, d. i. der Druck in dem Raume, in den der Dampf tritt, gleich oder kleiner als p_m ist. Überschallgeschwindigkeit im Innern einer Düse kann nur erzielt werden, wenn sie erweitert wird, nicht aber wenn sie im engsten Querschnitt senkrecht abgeschnitten wird. Ist der Gegendruck wesentlich kleiner als p_m , so soll man nach de Laval erweiterte Düsen benützen. Wird aber der kritische Druck nicht wesentlich unterschritten, so genügt auch die einfache Mündung.

dung. Versuche von Stodola haben gezeigt, daß in diesem Falle der Dampfstrahl im freien Außenraum weiter expandiert, allerdings in anderer Weise als bei Laval-Düsen; es treten unter plötzlicher Strahlverbreiterung Schwingungen auf, die allmählich abklingen. Die Anwendung des Impulssatzes lehrt, wie Zerkowitz gezeigt hat, daß die erzielbare „mittlere“ Geschwindigkeit bei dieser freien Expansion bei mäßiger Unterschreitung des kritischen Druckes nicht wesentlich hinter der adiabatischen Geschwindigkeit zurückbleibt.

Das in der Zeiteinheit durchströmende Dampfgewicht bleibt unveränderlich, sobald im Endquerschnitt der einfachen Mündung bzw. im engsten Querschnitt f_m der erweiterten Düse, der kritische Druck auftritt. Das hierbei durchströmende sekundliche Dampfgewicht beträgt:

$$G = f_m \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} = \psi f_m \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \dots \dots \dots (7)$$

Für Wasserdampf im trocken gesättigten Zustande berechnet sich $\psi=1,99$, im überhitzten Zustande $\psi=2,09$. Versuche von Bendemann und Loschge haben indessen ergeben, daß in beiden Fällen $\psi=2,03$ ist. Der Wert 2,03 gegenüber 2,09 im überhitzten Gebiet ist auf den Einfluß der Strömungswiderstände zurückzuführen. Daß dieser Wert aber auch für anfänglich trocken gesättigten Dampf gilt, ist nach Stodola auf den Einfluß der Unterkühlung zurückzuführen, demzufolge sich anfänglich gesättigter Dampf in der Düse zunächst wie überhitzter Dampf verhält; erst in der Erweiterung findet eine teilweise Kondensation statt. Der Energieverlust infolge der Strömungswiderstände beträgt bei gut gebauten Düsen 4—10 v. H., dementsprechend ist die wirkliche Geschwindigkeit $w_{eff} = \varphi w$, wobei $\varphi=0,95$ —0,98 ist. Die Erweiterung muß allmählich erfolgen, da sonst ein Ablösen des Dampfstrahls von den Wandungen stattfinden kann.

Ist bei einer erweiterten Düse der Gegendruck $p > p_m$, so wirkt die Düse als Diffusor. Der Druck sinkt an der engsten Stelle unter den Gegendruck, im divergenten Teil findet dann eine Verdichtung statt. Auf dieser Eigenschaft beruht die Verwendbarkeit der erweiterten Düse als Dampfmesser.

Die Düsen des praktischen Dampfturbinenbaues dienen als Leitvorrichtungen. Sie erhalten aus baulichen Gründen einen Schrägabschnitt. Dieser ist auf die Strömung ohne Einfluß, wenn eine eigentliche Erweiterung nicht vorgesehen ist und der Gegendruck $p > p_m$ ist. Hierbei erfolgt die Strömung mit Unterschallgeschwindigkeit. Ist aber bei einer solchen einfachen Leitvorrichtung der Gegendruck $p < p_m$, so wirkt der Schrägabschnitt wie eine Erweiterung und es wird in ihr Überschallgeschwindigkeit erreicht. Diese Weiterexpansion im Schrägabschnitt ist mit einer Ablenkung des ganzen Dampfstrahls verbunden. *G. Zerkowitz.* Näheres s. Zerkowitz, Zeitschr. d. Ver. dtsh. Ing. S. 869, 1917 und S. 533, 1922; Stodola, Dampfturbinen. 5. Aufl.

Dampflektrisiermaschine von Armstrong. Die Dampflektrisiermaschine beruht auf den Erscheinungen, die heute unter dem Namen „Balloelektrizität“ zusammengefaßt werden (s. d.). Die Armstrongsche Maschine (Mech. Mag. 43, 64, 1845)

verdankt ihre Entstehung einer zufälligen Beobachtung. Im Jahre 1840 hatte ein Maschinenwärter seine Hand in den Dampfstrahl gehalten, der aus der undichten Stelle einer Lokomobile austrat, und mit der anderen Hand den Ventilhebel angegriffen. Dabei sprang ein Funke zwischen Hand und Hebel über, und der Wärter erhielt einen starken Schlag. Armstrong, der zur Erklärung der Erscheinung geholt wurde, gründete darauf seine Maschine. Bei dieser muß der Dampf durch sechs nebeneinanderliegende Röhren hindurch, die mit hartem Holz, Glas oder Asphalt ausgekleidet sind. Dann läßt sich der Kessel negativ, während die positive Elektrizität des Dampfes gegen einen Spitzenkamm strömt und von diesem aufgefangen wird. Durch Einführen von Terpentinöl in den Kessel kehren sich die Vorzeichen der Ladung um.

R. Jaeger.

Dampfentöler. Auf der Tatsache beruhend, daß das Öl rund 1500mal spezifisch schwerer ist als Abdampf von 100°C, werden Stoßkraft- oder Fliehkraftentöler gebaut. Sie bezwecken entweder durch wiederholte scharfe Richtungsänderung des Dampfstromes oder durch die Zentrifugalkraft die im Dampf schwebenden Öltröpfchen von ihm zu trennen. Der Druckverlust des Dampfes im Ölabscheider darf ein gewisses geringes Maß nicht überschreiten. Für die meisten Zwecke genügt eine Entölung des Dampfes bis auf 10—15 g Öl auf 1000 kg Dampf. Überhitzter Dampf läßt sich unvollkommener entölen als Sattedampf.

L. Schneider.

Dampferzeugung. Die drei Aggregatzustände der chemischen Verbindung H_2O — Eis, Wasser, Dampf — unterscheiden sich durch verschiedenen Gehalt an latenter Wärme. Um Wasser von 100° in Dampf von 100° zu verwandeln, ist einem Kilogramm dieses Stoffes eine Wärmemenge von 539 kcal zuzuführen. Das Wasser geht vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand über, es siedet, ohne bei gleichbleibendem Druck seine Temperatur zu erhöhen. Je höher der Druck, unter welchem das Wasser siedet, desto höher die Siedetemperatur. Das Wasser siedet unter Atmosphärendruck bei 100°C; bei 20 Atm. Druck beträgt die Siedetemperatur bereits 211°. Die technische Dampferzeugung geschieht fast ausschließlich auf dem Weg der Wärmeübertragung durch Strahlung, Berührung und Leitung an Wasser durch metallische Heizflächen hindurch.

Der Wirkungsgrad der technischen Dampferzeugung, bezogen auf die im Brennstoff enthaltene Wärmemenge, beträgt bei guten Anlagen bis über 80 v. H. S. auch Verdampfungsziffer. Hochdruckdampf.

L. Schneider.

Dampfkalorie ist die zur Verdampfung von 1 g Wasser von 100° erforderliche Wärmemenge (538 cal) (s. Wärmeeinheiten).

Scheel.

Dampfkalorimeter. Der zu untersuchende Körper von der Masse m hängt an einer Waagschale einer empfindlichen Waage und befindet sich in einem allseitig geschlossenen Raum, durch dessen Decke der Aufhängerdraht in einer engen Öffnung hindurchgeht. Zunächst wird die Waage mit dem daranhängenden Körper äquilibriert. Dann läßt man schnell durch ein weites Rohr siedenden gesättigten Wasserdampf in den geschlossenen Raum eintreten. Eine gewisse Dampfmenge wird sich auf dem zu untersuchenden Körper niederschlagen und ihn dabei allmählich von der Anfangstemperatur t_1 auf

die Siedetemperatur t_2 des eintretenden Dampfes erwärmen. Ist die kondensierte Menge Wasser, die man durch abermaliges Äquilibrieren der Waage als Differenz beider Wägungen findet, gleich w g, so sind 539 w cal an den zu untersuchenden Körper abgegeben, der sich dabei von t_1 auf t_2 erwärmt hat. Ist c seine mittlere spezifische Wärme zwischen t_1 und t_2 , so gilt also $c \cdot m \cdot (t_2 - t_1) = 539 w$, woraus folgt

$$c = \frac{w \cdot 539}{m \cdot t_2 - t_1}.$$

In neuerer Zeit ist die Methode des Dampfkalorimeters vielfach in umgekehrter Form benutzt worden, indem man die spezifische Wärme nicht aus einer kondensierten Wassermenge, sondern aus der verdampften Menge einer Substanz ermittelte, z. B. in der Art, daß man den Körper, der sich auf Zimmertemperatur befand oder auf eine andere Temperatur vorgewärmt oder abgekühlt war, in flüssige Luft, flüssigen Sauerstoff, flüssigen Wasserstoff od. dgl. einsetzte. Die verdampfte Substanz wird gefunden, indem man das gebildete Gas aufhängt und volumetrisch bestimmt. Ist v das Volumen des gebildeten Gases von der Dichte s , so ist $m = v \cdot s$ und man rechnet nach der obigen Formel, wobei man nur für 539 cal die entsprechenden Verdampfungswärmen (Luft 50, Sauerstoff 51, Wasserstoff 123 cal) einzusetzen hat. *Scheel.*

Dampfkessel. Die Dampfkessel haben den Zweck, die aus dem Brennmaterial frei werdende Wärme möglichst verlustlos an Wasser und Dampf abzugeben, um Dampf von bestimmter Spannung und Temperatur zu erzeugen. Die von 1 kg Brennstoff erzeugte Dampfmenge hängt von der Heizkraft des Brennstoffes, der Temperatur des Speisewassers, dem im Kessel herrschenden Dampfdruck und dem Wirkungsgrad der Kesselheizung ab.

Von der Heizkraft des Brennstoffes wird nur ein Teil zur Dampfbildung ausgenützt. Verlustquellen sind: Zurückbleiben von Brennbarem in den Ver-

Dies geschieht hinsichtlich des Abbrandverlustes durch geeignete Auswahl des Rostes für den in Aussicht genommenen Brennstoff, Regelung der Zugstärke, Verwertung der Rost- und der Rauchkammerückstände. Die Bildung von Ruß und von Kohlenoxyd wird vermieden durch entsprechende Ausbildung des Verbrennungsraumes und geeignete Anlage der Luftzuführung. Der Abwärmeverlust wird auf ein geringes Maß beschränkt durch weitgehende Ausnützung des Wärmeinhalts der Heizgase im Kessel, großes Verhältnis von Heizfläche zu Rostfläche, Verwertung der Abgase zur Speisewasservorwärmung. Die Strahlungs- und Leitungsverluste können durch gute Einmauerung und Isolierung niedrig gehalten werden.

Außer den Verlusten bei der Verbrennung treten noch solche bei der Dampfbildung auf, durch Überreißen von Wasser in die Dampfleitung, durch Ablagerung von Flugasche, Ruß, Kesselstein oder Öl auf den Heizflächen.

Die ersteren Verluste werden verringert durch Schaffung eines genügend großen Wasserspiegels, um die Trennung des Dampfes vom Wasser ohne Aufschäumen zu gestatten, letztere durch mechanische Reinigung der Heizflächen, Anwendung von Speisewasserreinigern.

Die Bauart der Feuerung richtet sich nach dem verwendeten Brennmaterial. Als solches kommen nicht nur Kohle jeder Sorte, Torf, Holz, Koks, Öl, sondern auch technische und landwirtschaftliche Abfälle, wie Lohe, Sägespäne, Reishülsen, grüne Bagasse, Hausmüll in Betracht. Die Aufgabe des Brennmaterials geschieht von Hand oder durch Vorrichtungen, wie z. B. bei den verschiedenen Wurff Feuerungen, den Schubfeuerungen und der Kettenrostfeuerungen.

Die Dampfkessel werden in zwei grundsätzlich verschiedenen Bauarten ausgeführt, nämlich als Zylinderkessel oder als Röhrenkessel. Die ersteren, nicht ganz genau als Großwasserraumkessel bezeichnet, umfassen die Walzenkessel, Flammrohrkessel und Batteriekessel, die letzteren die zahlreichen Systeme der Heizrohr- und der Wasserrohrkessel. Kombinierte Kessel sind Vereinigungen beider Grundarten. Bei dem Einflammrohrkessel (Fig. 1) liegt der Planrost in einem Wellrohr. Die Verbrennungsgase geben ihre Wärme zunächst durch das Flammrohr an das im Walzenkessel befindliche Wasser ab, ziehen in einem gemauerten Rauchgaskanal der Außenseite des Walzenkessels entlang nach vorne und wieder zurück und verlassen den Kessel durch den Fuchs oder Rauchabzugskanal. Der Zweiflammrohrkessel enthält statt einem zwei Wellrohre.

Fig. 2 zeigt einen Batteriekessel mit Stufenrost, einer Art des Schrägrostes. Der Batteriekessel besteht aus mehreren über- und

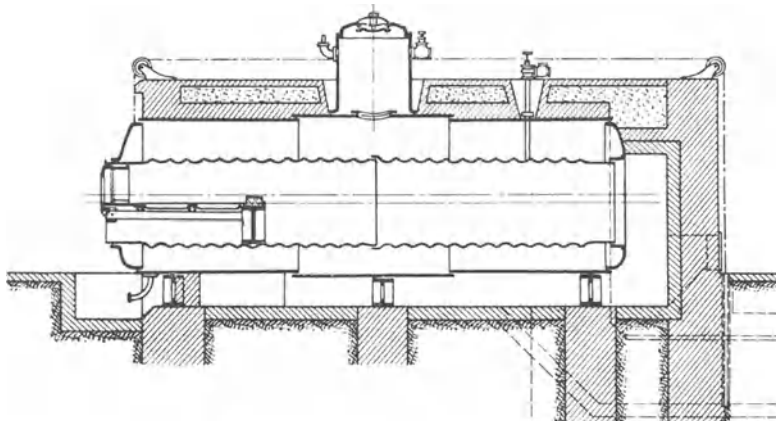


Fig. 1. Einflammrohr-Dampfkessel mit Planrost.

brennungsrückständen (Abbrandverlust), unvollständige Verbrennung durch Bildung von Ruß und Kohlenoxyd anstatt Kohlendioxyd, Abgang von Wärme mit den Verbrennungsgasen durch den Schornstein (Abwärmeverlust), Strahlungs- und Leitungsverluste an die Umgebung. Aufgabe der Technik ist es, die Verluste auf ein Mindestmaß zu beschränken.

nebeneinander liegenden Walzenkesseln, welche von den Feuergasen bestrichen werden. Zwischenwände, in den ersten Zügen aus feuerfestem Stein, lenken die Heizgase. Wie beim Flammrohr- und dem folgenden Wasserrohrkessel bestreichen die Heizgase nur die Oberfläche des vom Wasser, nicht vom Dampf, erfüllten Teiles des Kessels.

Heizrohrkessel, d. h. solche, bei denen der Walzenkessel mit einem System von Röhren ausgestattet ist, durch welche die Heizgase ziehen, sind der ortsveränderliche Lokomobil- und Lokomotivkessel.

In größeren Einheiten wird heute fast ausschließlich der Wasserrohrkessel verschiedener Systeme

einem endlosen Band von Kettengliedern aus kurzen Roststäben, zugeführt. Die Feuergase streichen durch ein geneigtes System von wassererfüllten Röhren und am Oberkessel entlang. Die Wasserrohre münden beiderseits in Wasserkammern, durch deren Ausbildung und Anordnung sich die einzelnen Kesselsysteme unterscheiden. Die Wasser-

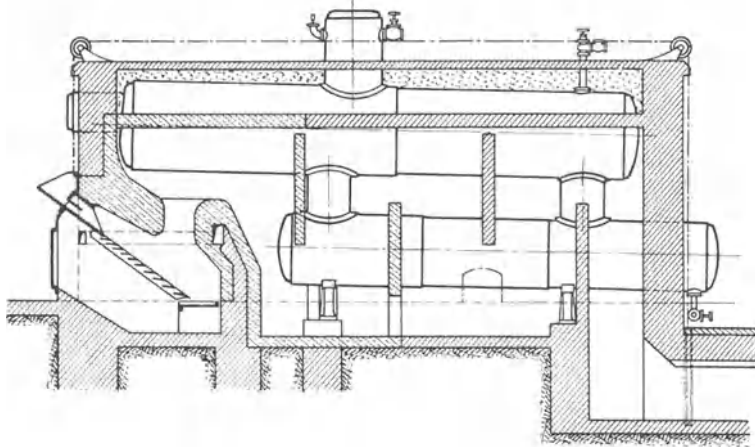


Fig. 2. Batterie-Dampfkessel mit Stufenrost.

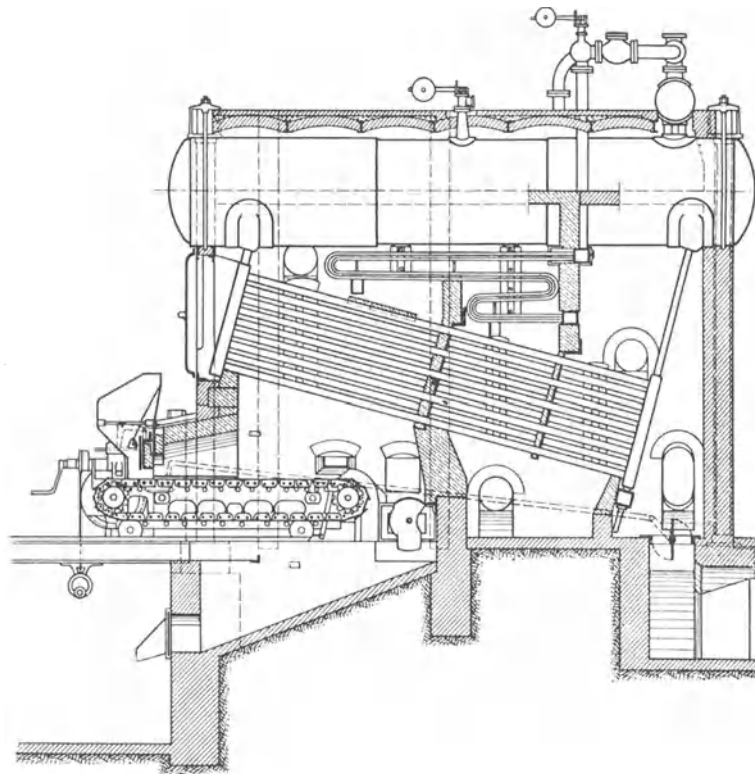


Fig. 3. Wasserrohrkessel mit Überhitzer und Kettenrostfeuerung

gebaut. Fig. 3 zeigt einen Schrägröhrkessel mit Kettenrostfeuerung. Das Brennmaterial wird durch die mechanische Beschickungsvorrichtung dem sich langsam nach hinten bewegenden Rost,

wasservorwärmung. — Ein Maß für die Dampfleistung eines Kessels ist die Kesselbeanspruchungszahl, d. i. das pro 1 m^2 Heizfläche in der Stunde erzeugte Dampfgewicht in kg.

kammern stehen in Verbindung mit dem Oberkessel in Verbindung. Die Wasserzirkulation erfolgt in Folge der geneigten Rohrlage den Heizgasen entgegengesetzt. Um trockenen Dampf zu erhalten, entnimmt man den Dampf am höchsten Teil des Kessels, bei

Wasserrohrkesseln an dem dem aufsteigenden Wasser- und Dampfstrom entgegengesetzten Ende, am Dom oder Dampfsammler. Wasserrohrkessel werden auch mit stehenden Rohrsystemen ausgeführt (Steilrohrkessel).

Vorteile der Wasserrohrkessel sind: Geringer Raumbedarf, rasches Dampfmachen, große Explosionssicherheit.

Zur Ausrüstung des Dampfkessels gehört die Armatur, d. i. das Sicherheitsventil zum Abblasen des Dampfes bei Überschreitung des zulässigen Druckes, das Wasserstandsglas zum Erkennen des jeweiligen Wasserstandes im Kessel, die Probierhähne an der Grenze des Dampf- und des Wasserraumes mit dem gleichen Zweck wie das Wasserstandsglas, der Ablaufhahn zum Entleeren des Wasserraumes, das Manometer oder Dampfdruckmesser. Zuweilen treten noch hinzu Pyrometer, Zugmesser, Apparate zur Kontrolle der chemischen Zusammensetzung der Verbrennungsgase, Wassermesser, Dampfmesser. Die Ausrüstung des Kesselhauses wird vervollständigt durch Speisepumpen, Kohlen-, Asche- und Schlackenförderungsanlage, Wasserreinigung, Speise-

Diese Zahl beträgt:

	bei mäßigem Betrieb	bei angestrengt. Betrieb
für Flammrohrkessel	12	22
„ Wasserrohrkessel	16	35
„ Schiffskessel	18	40
„ Lokomotivkessel	40	60

Unter Rostbeanspruchung versteht man die auf 1 m² Rostfläche in der Stunde verbrannte Heizstoffmenge. Die Höhe der Rostbeanspruchung ist nach der Art des Brennstoffes sehr verschieden und richtet sich außerdem nach der Zugstärke. Während im ortsfesten Kesselbetrieb die Verbrennung von 150 kg guter Kesselkohle auf 1 m² schon als hohe Rostbeanspruchung gilt und man bei mäßigem Betrieb kaum über die Hälfte dieser Zahl geht, erreicht man bei modernen Schiffskesseln 220 kg und bei Lokomotiven über 600 kg in der Stunde.

Gesetzliche Bestimmungen über den Bau, die Ausrüstung, die Prüfung und die Aufstellung der Dampfkessel sind im Dampfkesselgesetz niedergelegt. Mit der ständigen Untersuchung der im Betrieb befindlichen Dampfkessel hinsichtlich ihrer Betriebssicherheit befassen sich die Dampfkesselrevisions- oder Überwachungsvereine. S. auch Elektrodampfkessel, Hochdruckdampf.

L. Schneider.

Dampfkesselexplosion. Vorwiegende Ursachen von Explosionen sind: Schwache Konstruktion, schlechtes Material, fehlerhafte Bearbeitung, unsachgemäße Bedienung, Erglühen durch Wassermangel oder Kesselstein- bzw. Ölablagerung, Blechschwächung durch Ribbildung oder Rost, Einwirkung von Säuren und Basen. *L. Schneider.*

Dampfkraftanlage. Eine Dampfkraftanlage besteht im wesentlichen aus drei Teilen: Kesselanlage, Rohrleitungsanlage, Maschinenanlage. Dazu tritt zahlreiches Zubehör. Das Speisewasser wird durch Kolben-, Schleuder- oder Dampfstrahlpumpen (Injektoren) in den Kessel gedrückt, nachdem es vorher einen Vorwärmer (Economiser) und unter Umständen einen Wasserreiniger passiert hat. Der im Kessel erzeugte Satttdampf wird zuweilen in einem Überhitzer bei gleichbleibendem Druck über seine Sättigungstemperatur erhitzt. In der Leitung zur Maschine sind Wasserabscheider eingebaut zum Zweck, das in der Rohrleitung gebildete Niederschlagswasser oder vom Kessel herübergerissene Wasser aus dem Dampf zu entfernen. Die Dampfmaschine ist häufig mit einem Kondensator ausgerüstet, der entweder als Strahlkondensator ausgebildet oder mit einer Luft- und Wasserpumpe verbunden ist. Soll das Kondensat von Dampfmaschinen zur Kessel Speisung Verwendung finden, so muss es in einem Ölabscheider von Ölspuren sorgfältig gereinigt werden. Findet der Maschinenabdampf technische Verwertung, so wird er bei Austritt aus der Maschine im Dampfentöler vom Zylinderschmieröl befreit. Oft steht nicht genügendes frisches Wasser (aus Brunnen oder Bächen) zur Verfügung, um die Kondensation zu betreiben. Das zur Kühlung verwendete Wasser wird alsdann in Rückkühlanlagen wieder auf niedrige Temperatur gebracht, um wiederholt verwendet zu werden. Die Brennmaterialversorgung der Kessel geschieht oft maschi-

nell, mit meist elektrisch angetriebenen Aufzügen, Förderschnecken, Förderbändern. Der Kohlen- und Wasserverbrauch kann durch selbstschreibende Wägevorrichtungen kontrolliert werden. Auch Asche und Schlacke wird bei großen Anlagen mit mechanischen, hydraulischen oder pneumatischen Transportvorrichtungen entfernt.

Die Einrichtung einer Dampfkraftanlage wird vervollständigt durch Anzeige- und Warnungsapparate, Sicherheitsvorrichtungen, sekundäre Dampf- und Wasserleitungen, Ölleitungen, Rohrausgleichvorrichtungen und Ventile.

L. Schneider.

Dampflampen. Bestehen aus einem Quarzrohr, in dem als Kathodenmaterial eine Legierung von Kadmium und Thallium und als Füllgas Neon von 1 mm Druck verwandt wird. In dem Rohr wird ein Lichtbogen erzeugt. Die Dämpfe der Legierung werden aus der Entladungsbahn ferngehalten. Das Licht der Lampe wird fast ausschließlich durch die Strahlung des Neongases bedingt, ist also leuchtend gelblichziegelrot.

Güntherschulze.

Dampfmantel. Der Zylinder von Dampfmaschinen wird, insbesondere bei Satttdampfmaschinen oder bei Niederdruckzylindern von Verbundmaschinen mit einem ringförmigen, dampferfüllten Hohlraum umgeben. Man nimmt hierzu Frischdampf bzw. Dampf aus dem Aufnehmer. Die Mantelheizung, zuweilen durch Deckelheizung vervollständigt, hält die Wandungstemperatur hoch und verringert die Kondensation des Arbeitsdampfes im Zylinder. Das Kondensat im Dampfmantel wird dem Dampfverbrauch der Maschine zugerechnet.

L. Schneider.

Näheres s. Mitteilungen über Forschungsarbeiten, herausgegeben vom Verein Deutscher Ingenieure. H. 101.

Dampfmaschine. Die Dampfmaschine dient zur Umwandlung des im hochgespannten Dampf enthaltenen latenten Arbeitsvermögens in mechanische Arbeit. Bei der Kolbendampfmaschine — im Gegensatz zur Dampfturbine, kurz Dampfmaschine genannt — erfolgt die Arbeitsleistung des Dampfes durch Druckwirkung auf beide Seiten eines hin- und hergehenden Kolbens. Ist der mittlere Dampfdruck auf den Kolben während eines Kolben-Hin- und Rückganges p_1 kg \times cm⁻², F cm² die Oberfläche des Kolbens, s der einfache Kolbenweg (Hub) in Metern ausgedrückt, n die Anzahl der Doppelhübe des Kolbens in der Minute, so beträgt die Leistung der Maschine in Pferdestärken:

$$N = \frac{p_1 \times F \times s \cdot 2 n}{60 \cdot 75} \text{ PS.}$$

Der mittlere Kolbendruck p_1 wird dem Dampfdruckdiagramm (s. d.) oder Indikatordiagramm entnommen. Diese Leistung wird auf den Dampfkolben abgegeben (indiziert). Sie heißt indizierte (innere) Leistung im Gegensatz zur effektiven (äußeren), die um die Reibungsverluste der Maschine kleiner ist als die erstere. Nur die effektive oder Nutzleistung steht nach außen zur Verfügung. Das Verhältnis $\frac{\text{effektiver}}{\text{indizierter}}$ Leistung heißt mechanischer Wirkungsgrad.

Bereits die indizierte Leistung wird unter Verlusten gewonnen. Solche sind: Teilweises Entweichen des Dampfes durch Undichtheiten der Steuerungsorgane, der Stopfbüchsen und des Kolbens, Abkühlung des Dampfes im Zylinder durch Leitung und Strahlung, Druckverluste durch

Drosselung bei der Ein- und Ausströmung. Das Verhältnis der indizierten Leistung zur Leistung der als vollkommen gedachten Maschine heißt der indizierte Wirkungsgrad. Endlich bezeichnet man mit indiziertem thermischen und effektivem thermischen Wirkungsgrad das Verhältnis des Wärmeäquivalents einer Pferdekraftstunde, d. s. 632 kcal, zum Wärmeverbrauch für die tatsächlich erzeugte indizierte oder effektive Pferdekraftstunde. Bei guten, normalen Dampfmaschinen beträgt der mechanische Wirkungsgrad 85 bis 92%, der indizierte 60 bis 80%, der indizierte thermische 10 bis 20%.

Man verringert die Drosselverluste durch Einhaltung mäßiger Dampfgeschwindigkeiten. Der adiabatischen und bis an den Gegendruck im Zylinder reichenden Expansion sucht man nahe-zukommen durch Behinderung des Wärmeaus-tausches zwischen Dampf- und Zylinderwandung und entsprechend große Bemessung der Zy-linderinhalte. Anwendung des überhitzten Dampfes und Verteilung der Dampfdehnung auf zwei oder mehrere Zylinder, guter Wärmeschutz nach außen vermindern die Abkühlungsverluste. Sorg-fältige Werkstättenausführung und gute Unter-haltung verringern die Lässigkeitsverluste. Die Reibungsverluste werden niedrig gehalten durch Verminderung der Anzahl und richtige Bemessung der reibenden Flächen und gute Wartung und Schmierung derselben.

Die Dampfmaschine kann zum direkten oder indirekten Antrieb von Arbeitsmaschinen verwendet werden. Im ersteren Fall, z. B. beim Antrieb von Pumpen und Gebläsen, sitzen die Kolben der treibenden und der ge-triebenen Maschine auf einer gemeinsamen Kolben-stange. Im anderen Fall, beim Betrieb von Trans-missionen oder rotierenden Arbeitsmaschinen, be-nützt man das Kurbelgetriebe zur Umwandlung der hin- und hergehenden Kolbenbewegung in eine Drehbewegung. Eine Dampfmaschine mit Kurbelgetriebe hat folgende Hauptteile:

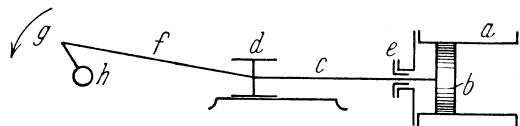


Fig. 1. Schema der Dampfmaschine mit Kurbelgetriebe.

Der Zylinder **a** dient zur Aufnahme des Dampfes, welcher abwechselnd von beiden Seiten auf den Kolben **b** wirkt. Dieser sitzt auf der Pleuellagerstange **c**, die durch den vorderen Zylinderdeckel nach außen geht und im Kreuzkopf **d** endet. Eine Pleuellagerstange **e** im Zylinderdeckel verhindert den Austritt des Dampfes aus dem und den Eintritt der Luft in den Zylinder. Der Kreuzkopf **d** macht im Maschinen-gestell auf der Pleuellagerstange dieselbe hin- und her-gehende Bewegung wie der Pleuellagerbolzen **b**. Die Pleuellager- oder Pleuellagerstange **f** verbindet den Pleuellagerbolzen **d** mit dem Pleuellagerbolzen **g** der Pleuellagerstange, die auf der Pleuellagerstange **h** sitzt. Der Pleuellagerbolzen **g** rotiert im Pleuellagerkreis (s. Fig. 1). Die Zahl der Um-drehungen der Pleuellagerstange ist gleich der Anzahl der Pleuellagerhübe des Pleuellagerbolzens. Auf der Pleuellagerstange sitzt das Pleuellagergrad.

Einteilung der Dampfmaschinen. Bei der liegenden Dampfmaschine liegt die Pleuellagerachse wagrecht, bei der stehenden Dampfmaschine steht sie senkrecht, und zwar sind der oder die Pleuellager oben, die Pleuellager unten. Je nach dem Zustand des zur Verwendung kommenden Dampfes unter-

scheidet man Sattedampf- und Heißdampf-maschinen. Verläßt der Abdampf die Maschine mit höherem Druck als atmosphärischem, so bezeichnet man die Maschine als Gegendruck-maschine. Der Abdampf der Auspuffmaschine besitzt atmosphärische Spannung, während die

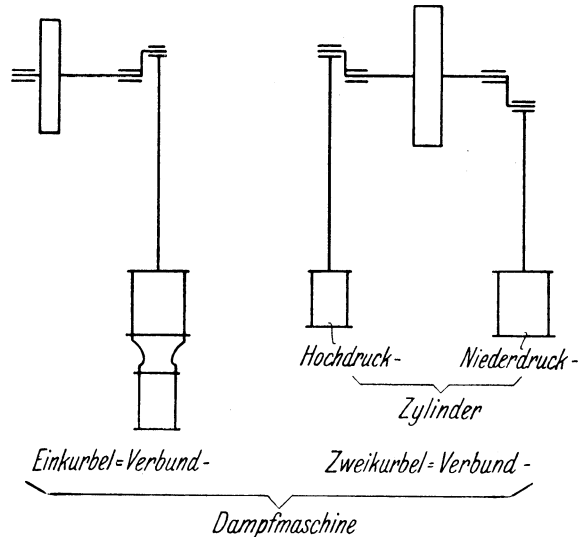


Fig. 2 u. 3. Einteilung der Dampfmaschinen.

Kondensationsmaschine die Dampfspannung bis unter den Druck der Außenluft ausnützt. Dies ist nur möglich dadurch, daß der die Maschine verlassende Dampf in einem Kondensator niedergeschlagen und das dabei entstehende Vakuum (in der Regel 75 bis 90%) durch eine Luftpumpe dauernd aufrechterhalten wird. Der Kraftbedarf der Kondensation ist etwa 4 bis 6% der Normalleistung der Maschine, der Arbeitsgewinn der Dampfmaschine durch die Kondensation beträgt aber 25 bis 30%. Der Abdampf der Gegendruckmaschine wird mit höherem als atmosphärischen Druck für Heizungs- oder technologische Zwecke verwendet. Im Dampfdruckdiagramm (s. d.) werden die Auspuff-, Kondensations- und die Gegendruckmaschine durch die Austrittslinien **a**, **b** und **c** gekennzeichnet (s. Fig. 4). Als Pleuellagermaschinen werden Dampfmaschinen bezeichnet,

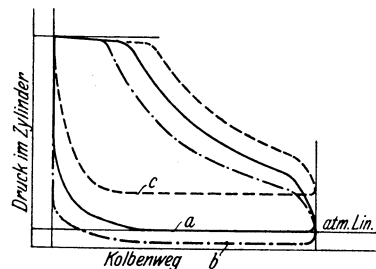


Fig. 4. Diagramme der Auspuff- (a), Kondensations- (b) und Gegendruckmaschine (c).

deren Leistung in nur einem Pleuellager erzeugt wird. Arbeiten zwei gleiche Pleuellager unter gleichen Verhältnissen auf die Pleuellagerstange oder auf eine unmittelbar angetriebene Pleuellagermaschine, so spricht man von einer Pleuellagermaschine. Die Verteilung des ganzen Druckgefälles des Dampfes auf zwei

oder mehrere Zylinder ist das Kennzeichen der Verbund-(Compound-)Maschine, Zweifach- oder Mehrfachexpansionsmaschine. Entsprechend dem wachsenden Volumen des Dampfes bei sinkendem Druck ist der Hochdruckzylinder der kleinste, der Mitteldruckzylinder größer, der Niederdruckzylinder am größten. Nach der Anordnung der Zylinder hintereinander oder nebeneinander werden die Verbunddampfmaschinen bezeichnet als Tandem- oder Einkurbelverbundmaschinen (Fig. 2), Zweikurbelverbundmaschinen (Fig. 3) usw.

Steuerung der Dampfmaschinen. Je nach der augenblicklich geforderten Leistung der Dampfmaschine ist dem Zylinder bzw. Hochdruckzylinder eine mehr oder minder große Dampfmenge durch die Einlaßorgane zuzuführen. Auslaßorgane müssen dafür sorgen, daß der verbrauchte Dampf rechtzeitig den Zylinder wieder verläßt. Diesen Ein- und Auslaß des Dampfes regelt die Steuerung. Je nachdem die Steuerung mittels Schieber, Hähnen oder Ventilen erfolgt, spricht man von einer Schieber-, Hahn- oder Ventildampfmaschine. Ist die Steuerung so eingerichtet, daß die Maschine vor- und rückwärts laufen kann, so bezeichnet man letztere als Umsteuerungs- oder Reversiermaschine.

Bei ganz einfachen Dampfmaschinen geschieht die Regelung der Leistung durch Veränderung des Dampfdruckes vor der Maschine (Drosselregelung), bei der überwiegenden Mehrzahl der heute im Betrieb befindlichen Dampfmaschinen jedoch durch Veränderung der dem Zylinder zugeführten Dampfmenge (Füllungsregelung). Wird die Füllung durch einen Regler (Regulator) in weiten Grenzen selbsttätig eingestellt, so bezeichnet man eine solche Maschine als Präzisionsdampfmaschine. Die Einlaßsteuerung wird durch den Regulator automatisch verstellt bei jeder Änderung der Umdrehungszahl der Maschinenwelle, die hervorgerufen wurde durch Zu- oder Abnahme der von der Maschine zu leistenden Arbeit. Sinkt die abgenommene Leistung, so hat die Welle die Neigung, rascher zu laufen und umgekehrt. Der Regulator muß so beschaffen sein, daß bei allen Belastungen der Maschine die Umdrehungszahl fast konstant bleibt. Schwankungen in der Winkelgeschwindigkeit der Maschinenwelle, hervorgerufen durch den in jedem Augenblick wechselnden Dampfdruck auf den Kolben (s. Dampfdruckdiagramm), oder durch die Art der Kraftübertragung mittels des Kurbelgetriebes, müssen je nach dem Verwendungszweck der Maschine mehr oder minder vollkommen durch das Schwungrad ausgeglichen werden. Je größer das Schwunghmoment, desto gleichmäßiger ist die Winkelgeschwindigkeit v der Maschinenwelle. Man bezeichnet den Quotient

$$\frac{v_{\max} - v_{\min}}{v_{\max} + v_{\min}} = \delta$$

als Ungleichförmigkeitsgrad der Maschine. Er darf bei gewöhnlichen Werksantrieben $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{40}$ betragen, beim Antrieb von Wechselstromdynamos z. B. jedoch $\frac{1}{250}$ nicht überschreiten.

Dampfmaschinen werden heute gebaut in Größen von etwa 15 bis 1000 PS. Der übliche Dampfdruck vor der Maschine beträgt 8 bis 20 Atm. abs., die Dampftemperatur bei Heißdampfmaschinen 250 bis 350° C. Maschinen mit Anfangsspannungen von 20 bis 60 Atm. bezeichnet man als Höchstdruckmaschinen. Die minutlichen Tourenzahlen normaler Betriebsmaschinen liegen zwischen 60 und 200.

Rotierende Dampfmaschinen, bei welchen der Dampf nicht auf einen hin- und hergehenden, sondern auf einen rotierenden Kolben drückt, sind in verschiedenen Bauarten ausgeführt worden. Praktische Nachteile, insbesondere die Schwierigkeit der dauernden Dampfdichtheit, behinderten die Verbreitung dieser Sonderarten, welche heute überdies von der Dampfturbine (s. d.) überholt sind.

(Siehe auch Dampfdruckdiagramm, Dampfkraftanlage, Dampfmantel, Gleichstromdampfmaschine, Heizungskraftmaschine, Lokomobile, Lokomotive, Wärmeverbrauch der Kraftmaschinen.) *L. Schneider.*
Näheres s. Conrad Matschoß, Die Entwicklung der Dampfmaschine. Berlin. (Geschichtliches.) — W. Schüle, Technische Thermodynamik. Berlin, Springer, 1930. (Theorie.) — H. Dubbel, Entwerfen und Berechnen der Dampfmaschinen. Berlin. (Konstruktives.)

Dampfmesser. Dampfmesser sind Apparate, die angeben, welche Gewichtsmenge Dampf durch eine Rohrleitung fließt. Die Messung beruht auf dem Prinzip des Schwebegelgs, der Drosselscheibe oder der Dampfduße. *L. Schneider.*

Näheres s. A. Röver, Einiges über Dampfmesser. Zeitschr. des Vereins Deutscher Ingenieure 1919, S. 100.

Dampfspannung s. Sättigungsdruck.

Dampfspannung von Lösungen s. Osmotischer Druck.

Dampfspeicher, Wärmespeicher. Der Dampf kann als Niederdruckdampf mit rd. 1 at Druck abs. oder als Hochdruckdampf aufgespeichert werden. Dies geschieht a) in mit Wasser gefüllten Behältern unter Druckschwankungen von einigen Zehntel Atmosphären (Rateau) bis zu mehreren Atmosphären (Ruths). Der aufzuspeichernde Dampf gibt seine Wärme an das Wasser ab; umgekehrt verdampft das Wasser, wenn der Speicher entleert wird; b) in raumveränderlichen Behältern, ähnlich den Gasometern (Harlé-Balcke); c) in Behältern von gleichbleibendem Rauminhalt, indem der weiter hinzutretende Dampf die schon im Raum befindliche Dampfmenge komprimiert (Balcke, Ladewig). Wichtig ist es, die Dampfspeicher gut zu isolieren. Die Dampfspeicherung bezweckt einen gewissen Ausgleich zwischen momentan anfallender Dampfmenge und dem Dampfbedarf herbeizuführen. Durch die Hochdruckdampfspeicherung nach Ruths wird eine gleichmäßige Belastung der Kesselanlage bei schwankendem Dampfbedarf erreicht, z. B. in Papierfabriken, Brauereien, Elektrizitäts- und Heizungskraftwerken.

L. Schneider.

Dampfstrahlpumpe. Zweck der Dampfstrahlpumpe (Injektor) ist die Beförderung einer Wassermenge vermittels Dampf gegen einen bestimmten Druck, wie z. B. bei der Kesselspeisung. Während im Pulsometer die Dampfspannung ohne Vermittlung eines Kolbens direkt auf die Flüssigkeit wirkt und in der Dampfmaschine der Dampfdruck durch den Kolben oder ein Kreisrad auf die Flüssigkeit übertragen wird, gelangt in der Dampfstrahlpumpe die Geschwindigkeit des Dampfes zur Wirkung.

Die Arbeitsweise einer Dampfstrahlpumpe ist folgende: Hochgespannter Dampf wird durch eine Düse geleitet, hinter welcher der mit hoher Geschwindigkeit austretende Dampfstrahl eine Luftverdünnung erzeugt, durch die Wasser aus der Saugleitung angesaugt wird. Das angesaugte Wasser wirkt nun kondensierend auf den Dampf, wodurch die Luftleere noch vergrößert wird. Es bildet sich ein zusammenhängender Wasserstrahl, dessen

Geschwindigkeit in einer sich allmählich erweiternden Fangdüse in Druck umgesetzt wird, der imstande ist, ein Rückschlagventil gegen das unter Druck stehende Gefäß zu öffnen. Die Saughöhe des Wassers soll kleiner als 6 m, seine Temperatur geringer als 50° C sein (s. a. Pulsometer).

Die Konstruktion der Dampfstrahlpumpe rührt von dem französischen Ingenieur Henri Giffard (1858) her. Wesentliche Verbesserungen hat sie durch Ernst Körting in Hannover und Alex. Friedmann in Wien erfahren.

L. Schneider.

Dampfturbine. Im Gegensatz zur Kolbendampfmaschine erfolgt die Arbeitsleistung des Dampfes in der Dampfturbine nicht durch unmittelbare Druckwirkung, sondern durch Umsetzung der lebendigen Kraft einer mit hoher Geschwindigkeit strömenden Dampfmenge. Die Arbeit einer verlustlosen Dampfturbine ist

$$AL = A \int_{p_0}^p v dp = i - i_0 = A \frac{w_0^2}{2g}$$

Dabei bedeutet $i - i_0$ das adiabatische Wärmegefälle zwischen Anfangs- und Enddruck des Dampfes, w die diesem Wärmegefälle entsprechende Geschwindigkeit des auf das Turbinenlaufrad auftreffenden Dampfstrahles. Die Dampfturbine baut sich auf aus einem Düsen- oder Leitapparat, in welchem die Druckenergie des Dampfes in lebendige Kraft, kurz ausgedrückt in Geschwindigkeit, umgesetzt wird und aus einem Laufapparat, der die lebendige Kraft des Dampfstrahles auf eine umlaufende Welle überträgt. Der Laufapparat besteht aus einem Rad, dessen Umfang mit gekrümmten Schaufeln



Teile der Dampfturbine.

besetzt ist, die in Richtung der Radachse vom Dampf durchströmt werden. Da die Dampfgeschwindigkeit w_0 bei plötzlicher Umsetzung des gesamten Druckgefälles in kinetische Energie sehr hohe Werte annimmt, ergibt sich bei wirtschaftlicher Ausnützung des Dampfes in einer einzigen Stufe eine Radumfangsgeschwindigkeit von 300m/sec und darüber. Die ersten Turbinen (De Laval 1884) liefen mit 20000—30000 Umdrehungen in der Minute. In der Folgezeit, ja schon gleichzeitig mit de Laval, suchte man diese unpraktischen Drehzahlen dadurch zu verringern, daß man statt eines einzigen Rades deren mehrere oder eine mit Schaufeln besetzte vielkränzige Trommel verwendete, wobei das Druckgefälle mehrfach unterteilt, m. a. W. der Druck stufenweise in kinetische Energie umgesetzt wird (Parsons 1884, Rateau, Zoelly) oder der Dampf innerhalb eines Raumes gleichen Druckes seine lebendige Kraft stufenweise abgibt d. h., daß das ganze oder ein erheblicher Teil des Druckgefälles in kinetische Energie verwandelt wird, die jedoch in mehreren Radkränzen auf die Turbinenwelle übertragen wird (Curtis).

Vorstehende Figur zeigt im Aufriß und Grundriß den Leitapparat oder die Düsen, sodann einen auf dem Rad sitzenden Laufkranz, einen im fest-

stehenden Turbinengehäuse befestigten Leitschaufelkranz, der die Dampfstrahlen lediglich umlenkt und einen zweiten Laufkranz. Bei den Gleichdruckturbinen wird nur in den Düsen oder in ihnen und den Leitschaufeln das Druckgefälle des Dampfes in lebendige Kraft umgewandelt; bei den Überdruckturbinen (Parsons) findet diese Umwandlung z. T. auch in den Laufschaufeln statt. Die heute gebräuchlichste Bauart der Dampfturbinen nützt im Hochdruckgebiet (Kesseldruck bis auf 1—3 at abs.) den Dampf in einer Druckstufe mit 2—3 Geschwindigkeitsstufen (Curtisrad), im Niederdruckgebiet in einigen Gleichdruckrädern oder in einer Überdruckschaufelung aus. Übliche Umdrehungszahlen dieser kombinierten Bauarten sind 1500 bis 3000 pro Min.

Verluste entstehen in der Dampfturbine durch Reibung des Dampfes an den Schaufeln, durch Undichtigkeiten in den nötigen Spielräumen zwischen Schaufelende und Gehäuse oder Trommel und durch zu hohe Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus dem letzten Laufkranz.

(Siehe auch Gegendruckturbine, Gleichdruckturbine, Anzapfturbine, Abdampfturbine.) L. Schneider.

Näheres s. A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen. Berlin.

Dampfüberhitzung. Die Erzeugung des überhitzten Dampfes geschieht durch die Überhitzer der Kesselanlage, indem man dem Satttdampf bei konstantem Druck Wärme zuführt. Man verwendet sowohl gußeiserne als auch (häufiger) schmiedeeiserne Überhitzer. Sie bestehen meist in einer Anzahl von Rohren, deren Inneres vom Dampf erfüllt und deren äußere Oberfläche den Heizgasen ausgesetzt ist. Die Rohre münden in zwei getrennte Dampfkammern, die Satttdampf- und die Heißdampfkammer. Die Überhitzer werden sowohl mit eigener Feuerung versehen, meist aber in die Heizgaszüge der Kessel eingebaut und im letzteren Fall meist so, daß die Gase zunächst einen Teil der Verdampfungsfläche, sodann gleichzeitig Verdampfungsfläche und Überhitzer und hierauf wiederum nur die erstere bestreichen. Zur Regelung der Überhitzung können Klappen die Gase mehr oder minder vom Überhitzer fernhalten oder es wird ein entsprechender Teil des Heißdampfes durch Rohre, die in den Wasserraum des Kessels verlegt sind, geleitet und nach seiner Abkühlung mit dem Rest wieder vermengt oder endlich, es wird dem Heißdampf Satttdampf zugesetzt. Die Heißdampf-temperatur beträgt am Kessel in der Regel 350 bis 400° C.

L. Schneider.

Näheres s. F. Tetzner, Die Dampfkessel. Berlin.

Dampfverteilung. Das Zu- und Abströmen des Dampfes am Zylinder einer Dampfmaschine regeln die Dampfverteilungsorgane und zwar die Einlaßorgane den Voreintritt und den Expansionsbeginn, die Auslaßorgane den Vorauslaß und den Kompressionsbeginn (s. Dampfdruckdiagramm). Der Expansionsbeginn, mit anderen Worten der Füllungsgrad, muß gewöhnlich in weiten Grenzen veränderlich sein, je nach der Belastung der Maschine; je größer dieselbe, desto höher der Füllungsgrad. Das Gestänge, welches die Dampfverteilungsorgane antreibt, heißt äußere Steuerung. Die innere Steuerung oder die Dampfverteilungsorgane können Schieber, Ventile und Hähne sein. Man spricht somit von Schiebersteuerung, Ventilsteuerung usw. Die Einlaßsteuerung wird vom Regulator verstellt.

An eine gute Dampfverteilung werden folgende Anforderungen gestellt: Freigabe der erforderlichen Dampfquerschnitte, um Drosselverluste zu ver-

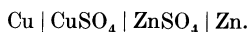
meiden, dichter Abschluß der Dampfäume, Unveränderlichkeit im Betrieb, geräuschloses Arbeiten.

Maschinen, welche gelegentlich auch rückwärts laufen müssen, wie Lokomotiven, Schiffsmaschinen, Fördermaschinen, Walzenzugmaschinen, erhalten eine Umsteuerung. Diese beruht darauf, daß die Bewegung der Dampfverteilungsorgane von einer Schwinge (Kulisse) abgeleitet wird, die um einen Punkt pendelt. Je nach dem Sinn, in welchem der Angriffspunkt des Steuermechanismus von dem Schwingungsmittelpunkt der Kulisse absteht, wirkt die Steuerung für Vorwärtsgang oder Rückwärtsgang der Maschine.

L. Schneider.

Daniell-Element s. Daniellsche Ketten.

Daniellsche Ketten. Galvanische Elemente, deren wirksame Elektroden beiderseits aus Metallen bestehen, die in aneinandergrenzende Lösungen eines ihrer Salze eintauchen, werden als Daniellsche Ketten bezeichnet. Das bekannteste Beispiel hierfür bildet das Element, das nach dem Schema aufgebaut ist:



In diesen Ketten besteht der den Strom liefernde chemische Prozeß (s. auch Galvanismus) darin, daß das weniger edle Metall in Lösung geht, während das edlere aus seiner Lösung abgeschieden wird. Indessen kann, wie die Theorie lehrt und das Experiment bestätigt, bei hinreichender Verdünnung der Lösung des edleren Metalles auch der umgekehrte Vorgang stattfinden, wobei das „edlere“ Metall den negativen Pol bildet.

H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie; z. B. bei M. Le Blanc. Leipzig 1920.

Darcys Filtergesetz. Für die langsame Wasserbewegung durch die engen Poren eines gleichmäßig gekörnten Bodens fand Darcy die „Filtergeschwindigkeit“ analog dem Poiseuilleschen Gesetz (s. d.) proportional dem Druck- bzw. Potentialgefälle

$$v = -k \cdot \text{grad} \frac{p + \Omega}{\gamma} = -k \cdot J.$$

Ω ist das Schwerepotential; $\frac{p + \Omega}{\gamma}$ ist der Standrohrspiegel in einem Brunnen. Diese Beziehung gilt für laminare Bewegung (s. d.) exakt. Einzelne Spezialforscher versuchten durch Einführung einer Potenz m , also durch den Ansatz $v^m = -k \cdot J$ bessere Übereinstimmung mit Versuchen und Beobachtungen zu erzielen, die sich aber vielfach nicht mehr auf nur laminare Bewegung bezogen zu haben scheinen (z. B. neuerdings die der Kommission für Abdichtungen des Schweizerischen Wasserwirtschaftsverbandes in Manegg). Die mit dem Darcyschen Gesetz erreichten Resultate sind im Gebiete kleiner Geschwindigkeiten durchaus befriedigend, so daß hierfür eine Abänderung nicht notwendig erscheint. Außerdem gestattet der Darcysche Ansatz zusammen mit der Kontinuitätsgleichung die Gesetze der Potentialströmung, also im ebenen Falle die Methoden der konformen Abbildung auf die Grundwasserbewegung (s. d.) anzuwenden. Hinsichtlich der Größe von k und m s. Durchlässigkeit.

Eisner.

D'Arsonvalgalvanometer s. Drehspulgalvanometer.

Darwins Figuren s. Gleichgewichtsfiguren.

Dauerversuch s. Festigkeit eines Materials.

Davysche Sicherheitslampe. Eine zum Schutze gegen explosive Grubengase („schlagende Wetter“) für Kohlenbergwerke konstruierte Öllampe, bei

der die Flamme ringsum von einem Drahtnetz umschlossen ist. Bringt man eine solche Lampe in ein explosives Gasgemisch, so entzündet sich dasselbe zwar im Innern des Drahtnetzes an der Flamme, die Entzündung kann sich aber nicht außerhalb des Drahtnetzes fortpflanzen, da die explosiven Gase durch das Drahtnetz unter ihre Entzündungstemperatur abgekühlt werden (s. auch Schlagwetter).

Carl Müller.

Debye-Scherrer-Verfahren. Eine für die Röntgenspektroskopie (s. d.) wichtige Methode ist die der Krystallpulver, die von Debye und Scherrer sowie von Hull ausgebildet wurde. Die verwendeten Krystallpulver bestehen aus kleinen Kristallen (mit etwa 10^{-4} cm Kantenlänge) die ungeordnet knapp nebeneinander liegen. Füllt man ein solches Pulver in ein Röhrchen, oder preßt es zu einem kleinen Zylinderstäbchen, so erfolgt Reflexion unter allen möglichen Winkeln, sobald ein enges Röntgenstrahlenbündel normal zur Achse (Röhrchen oder Zylinder) auffällt. Auf diese Weise findet eine spektrale Auflösung der einfallenden Strahlung statt, die auf einem koaxial zylinderförmig um das Röhrchen (Stäbchen) herumgebogenen Film aufgefangen werden kann. Die so erzeugten Kurven erlauben es, vermittels der Röntgenstrahlen die kristallinische Struktur anzugeben, weshalb die Methode von besonderer Bedeutung für die Kristallanalyse ist. (Vgl. a. Faserdiagramm). *v. Staal.* Näheres s. Debye und Scherrer, Phys. Zeitschr. 1916, 1917, 1918.

Deckglas s. Mikroskop.

Deckplatten der Flüssigkeitsröhren s. Polarisationsröhre.

Deckpunkte s. Raumwerte der Netzhaut.

Definition ist die Verfügung über den Inhalt eines Begriffes; sie besteht im allgemeinen in der Zurückführung eines Begriffes auf andere Begriffe. In der Physik spielt daneben die Zuordnungsdefinition eine große Rolle; sie besteht in der Zuordnung eines wirklichen Dinges zu einem Begriff. Zuordnungsdefinitionen werden vor allem für die Maßeinheiten benutzt, z. B. für das Meter, für das Ampere usw.; sie stehen aber auch an weniger sichtbaren Stellen, und ihre Aufdeckung ist dann eines der wichtigsten erkenntnistheoretischen Probleme. Z. B. bedarf der Längenvergleich und die Gleichzeitigkeit einer Zuordnungsdefinition. Definitionen sind nicht wahr oder falsch, sondern willkürliche Festsetzungen.

Reichenbach.

Deflagration, rasches Abrennen von Explosivstoffen ohne Geräusch s. Explosion.

Deflagrationsgrenze s. Explosionsgrenze.

Deflation. Von J. Walther eingeführte Bezeichnung für die Ablation (s. d.) durch den Wind. Sie spielt namentlich in Wüstengebieten eine große Rolle, wo sie imstande ist, durch Ausräumung des Verwitterungsschuttes muldenförmige Vertiefungen auszuhöhlen und so Hohlformen zu schaffen, die bis unter das Meeresniveau hinabreichen können, weil der aufwärts wehende Wind bei seiner Erosionsarbeit an keine Erosionsbasis (s. d.) gebunden ist.

O. Baschin.

Deflektoren. In der erdmagnetischen Meßkunst entweder in das Meßgerät fest eingebaute Magnetstäbe oder Stäbe aus weichem Eisen, die je nach ihrer Lage verschieden durch das magnetische Feld der Erde induziert werden (s. auch Lokalvariometer).

A. Nippoldt.

Deflexion der Kathodenstrahlen. Von Goldstein vorgeschlagene Bezeichnung für die Ablenkung der Kathodenstrahlen im elektrischen Felde (s. Kathodenstrahlen). *Güntherschulze.*

Deformation des Erdkörpers s. Festigkeit der Erde.

Deformation durch Magnetisierung (Magnetostraktion). Wie die Magnetisierbarkeit einer Probe durch Zug oder Druck beeinflusst wird, so ändert sich auch umgekehrt die Länge einer ferromagnetischen Probe, also beispielsweise eines zylindrischen Stabes, in Richtung des Feldes durch die Magnetisierung, jedoch zeigen in dieser Beziehung die drei hauptsächlich ferromagnetischen Metalle ganz verschiedenes Verhalten. Am einfachsten verhält sich Nickel, das sich mit wachsender Feldstärke dauernd verkürzt, und zwar bei niedrigen Feldstärken mehr, bei hohen immer weniger bis zur Erreichung eines Grenzzustandes (Größenordnung 0,000025 der ganzen Länge). Auch bei Kobalt nimmt die Länge zunächst mit steigender Feldstärke ab, erreicht aber zwischen 250 und 500 Gauß ein Minimum (Verkürzung von der Größenordnung 0,000005 der Länge), um dann mit weiter wachsender Feldstärke wieder zuzunehmen, so daß sogar eine Verlängerung resultieren kann.

Gerade umgekehrt verhält sich Eisen: die bei niedrigen Feldstärken eintretende Verlängerung (Größenordnung 0,000002 der Länge) erreicht bald ein Maximum, nimmt dann wieder ab und geht bei höheren Feldstärken zwischen 250 und 500 Gauß in eine einem Grenzzustand zustrebende Verkürzung über (Größenordnung 0,000007 der Länge). Bei der größten Verlängerung scheint der Zustand reinen Eisens ziemlich labil zu sein; die Größe der Deformation hängt in hohem Maße von der Beschaffenheit der Probe ab.

Eine gleichzeitige longitudinale und zirkulare Magnetisierung, die man erhält, wenn man einen von einer Magnetisierungsspule umgebenen Eisen- oder Nickeldraht einen Strom schickt, bewirkt eine Torsion des Drahtes, indem sie eine schraubenförmige Magnetisierung erzeugt, und da sich Eisen längs dieser Induktionslinien ausdehnt, während Nickel sich zusammenzieht, so muß bei beiden eine Torsion im entgegengesetzten Sinne eintreten. *Gumlich.*

Deformation eines Feldvektors s. Affinorrechnung.

Deformationstensor s. Verzerrungstensor.

Deformationstöne werden nach Auerbach solche Töne genannt, die bei der Fortleitung einer Schallwelle durch verschiedene Schwingungssysteme infolge einer „Verzeichnung“ der Schwingungsform der ursprünglichen Welle zustandekommen. So soll die Form einer auf das Ohr treffenden (Luft-) Welle auf dem Wege durch das Mittel- zum Innenohr infolge des eigentümlichen Baues des Ohres geändert werden. Es treten dann im Innenohr Sinuskomponenten auf, die in der Luftwelle nicht enthalten waren.

S. auch Kombinationstöne. *E. Waetzmann.* Näheres s. Everett, Phil. Mag. 41, 1896.

Deformationszustand = Verzerrungszustand.

Degradation der Energie s. Wärmetod.

Dehnung s. Balken und Stäbe, Verzerrungstensor, Verzerrungszustand, Volumdehnung.

Dehnung s. Verzerrungstensor.

Dehnungsmodul = Elastizitätsmodul s. Elastizitätskonstanten, Verzerrungsenergie.

Dekadenwiderstand s. Kurbelrheostat, Stöpselrheostat.

Deklination s. Himmelskoordinaten.

Deklination, magnetische. Der Winkel zwischen dem magnetischen und dem astronomischen Meridian eines Orts. Genaue Messung erfordert einen magnetischen Theodoliten (s. d.). Mit ihm visiert man eine wagrecht schwebende Magnetnadel an, welche man, um die Schiefe der magnetischen Achse gegen die Absehnlinie zu eliminieren, um 180° um ihre Längsachse dreht. Hängt der Magnet, wie bei einer genauen Messung gegeben, an einem Faden, so ist das Torsionsverhältnis zu berücksichtigen. Für Reisebeobachtungen kann der Magnet auf einer Metallspitze, der Pinne, ruhen. Die Schifffahrt bestimmt die magnetische Deklination mit dem Kompaß (s. d.). Die niedere Landesvermessung benutzt den Dosenkompaß oder die „Bussole“, hat aber keine umlegbare Nadeln und daher mit einer Instrumentalkonstanten zu rechnen. *A. Nippoldt.*

Deklinometer. Instrument, die zeitlichen Veränderungen der magnetischen Deklination zu messen, bestehend aus einem Magneten, der an einem Faden oder Draht so aufgehängt, daß er wagrecht schwebt, daher auch Unifilar genannt, und einem Skalenfernrohr, das einen mit dem Magneten fest verbundenen Spiegel betrachtet. Im Gesichtsfeld des Fernrohrs scheint sich der vertikale Faden des Fadenkreuzes über die Skala zu bewegen. Der etwa in Bogenminuten ausgedrückte Wert eines Intervalls der Skala ist der „Skalenwert“, sein Reziprokes die „Empfindlichkeit“. Ist A die Entfernung der Skala vom Spiegel in Teilen der Skala, n der Ausschlag in Skalenteilen, so ist der Variationswinkel φ in Minuten:

$$\varphi = 1718,9 \frac{n}{A}$$

Es besteht also eine Indikatorempfindlichkeit, doch kann das Deklinometer auch magnetometrisch empfindlich gemacht werden, und zwar durch untergelegte Magnete. Sind diese mit dem Erdfeld gleichgerichtet, so wird das Deklinometer unempfindlich, im anderen Falle überempfindlich (s. a. Magnetometer). *A. Nippoldt.*

Dekrement, logarithmisches (elektr. Schwingungen), ist bei einem Schwingungsvorgang der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinanderfolgender Amplituden gleicher Richtung; wenn die Amplituden in einem Kondensatorkreis abfallen

nach $J = J_0 e^{-\beta t}$, so ist

$$\frac{J_0}{J_1} = \frac{e^{-\beta t}}{e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} = e^{\delta}$$

$$\delta \text{ also} = \log n \frac{J_0}{J_1} = \beta T = \frac{\beta}{n} = \frac{\frac{1}{2} J_0^2 \omega T}{2 \cdot \frac{1}{2} L J_0^2}$$

d. h. = der während einer Periode verzehrten Energie zu der während derselben Periode im Kreise umgesetzten Energie.

$$\delta \text{ ist ferner} = \frac{W}{2 n L} = \frac{C \text{ cm } W \omega^2}{\lambda m 300}$$

$$= \frac{\pi W}{\omega L} = \pi \cos \varphi \cong \pi \varphi \quad (\varphi \text{ Verlustwinkel im Kreis})$$

$1/\delta$ = Anzahl der ganzen Schwingungen, bis die Amplitude auf $\frac{1}{e}$ gesunken ist. Die Amplituden sind

abgefallen auf $\frac{1}{10}$ bei einer Dämpfung von
nach Perioden

0,2	11,5
0,1	23
0,05	46
0,02	115

Messung des logarithmischen Dekrements.

A. Aus der Resonanzkurve. 1. Bei ungedämpften Schwingungen. Wirkt auf einen Schwingungskreis (L, C, n_2) eine sinusförmige elektromotorische Kraft (n_1), so ist

$$J = \frac{E}{\Sigma W} = \frac{E}{\sqrt{W^2 + \left(2\pi n_1 L - \frac{1}{2\pi n_1 C}\right)^2}}$$

Verändert man die Periodenzahl des Schwingungskreises (n_2) kontinuierlich, z. B. indem man C verändert, so erhält man in dem Kreis den maximalen

Strom bei Resonanz d. h. wenn $n_1 = n_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$

ist, dann ist $J \text{ max.} = \frac{E}{W} = J_r$ und man erhält für das Verhältnis des Stromwertes im Kreise bei einer beliebigen Abstimmung n_2 zu der bei Resonanz die Bezeichnung

$$\left(\frac{J}{J_r}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{1}{w^2} \left(2\pi n_1 L - \frac{1}{2\pi n_1 C}\right)^2}$$

da $(2\pi n_2)^2 LC = 1$ und $(2\pi n_1)^2 LC = 1$

$$\left(\frac{J}{J_r}\right)^2 = \frac{1}{\frac{1}{w^2} (2\pi n_1)^2 C^2 \cdot \left(\frac{n_2^2}{n_1^2} - 1\right)^2} \text{ da } d = \frac{W}{2n_1 L}$$

$$\text{ist } d^2 = \pi^2 \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} - 1\right) \cdot \frac{J^2}{J_r^2 - J^2}$$

$$\text{also } d = \pi \frac{C - Cr}{Cr} \sqrt{\frac{J^2}{J_r^2 - J^2}}$$

d ergibt sich also in der Art, daß man aus der Resonanzkurve die C-Werte für den größten Strom (Cr) und einen anderen beliebigen Stromwert abliest und oben einsetzt. Zweckmäßig setzt man in die Formel die beiden Kapazitätswerte ein, welche den gleichen Stromwerten zu beiden Seiten der Resonanzkurve entsprechen, d. h.

$$d = \frac{\pi}{2} \frac{C_1 - C_2}{Cr} \frac{J^2}{J_r^2 - J^2}$$

Stellt man so ein, daß

$$J^2 = \frac{J_r^2}{2}$$

also z. B. auf halben Ausschlag eines Wattzeigers, dann ist

$$d = 1,57 \frac{C_1 - C_2}{Cr}$$

Enthält also ein Kreis einen Drehkondensator, dessen Kapazität geeicht ist und wirkt auf ihn eine sinusförmige EMK., so erhält man durch einfaches Ablesen zweier Kapazitätswerte die Dämpfung des Kreises.

2. Bei gedämpften Schwingungen. Wirkt auf einen Kreis eine gedämpfte Schwingung von der Dämpfung d_1 , so erhält man durch Einstellen des Kreises (Dämpfung d_2) auf Resonanz, sowie durch Verstimmen zu beiden Seiten der Resonanz auf die Stromwerte J_2 (C_1 und C_2) die Summe der Dämpfungen beider Kreise, also

$$d_1 + d_2 = 1,57 \frac{C_1 - C_2}{Cr} \sqrt{\frac{J_1^2}{J_r^2 - J_1^2}}$$

d. h. ist jetzt eine der beiden Dämpfungen bekannt, z. B. der eine Kreis wäre ein Wellenmesser mit der Dämpfung d_2 , so erhält man die Dämpfung d_1 , die Dämpfung des Senders.

Eine Bedingung für die Dämpfungsmessung ist, daß die Kopplung zwischen dem Erreger und dem Meßkreis ganz lose ist; die Kopplung (k) muß kleiner sein als

$$k^2 \lll 1 < \frac{d_1 d_2}{\pi^2} < 5 \cdot 10^{-6}$$

Ist Rückwirkung vorhanden, so ist die Resonanzkurve breiter, d_1 also scheinbar größer.

B. Dämpfungsmessung durch Einschaltung von Widerstand.

a) Bei ungedämpften Schwingungen. Es wird in den zu messenden Kreis ein zusätzlicher Widerstand Δw geschaltet. Der Strom sinkt auf i_2 . Da die ungedämpfte EMK. konstant ist, gilt

$$e = i_1 w = i_2 (w + \Delta w)$$

Daraus ergibt sich der unbekannte Widerstand

$$w = \Delta w \frac{i_2}{i_1 - i_2}$$

oder wenn $i_2 = \frac{i_1}{2}$ $w = \Delta w$.

b) Bei gedämpften Schwingungen (Stoßerregung und lose Kopplung). Ist die Funkenzahl a , so zeigt ein Hitzdrahtinstrument mit dem Widerstand W_H in dem zu messenden Kreis den Wert

$$W_1 = i_1^2 w_H = a w_H \int_0^2 i^2 dt =$$

$$= a w_H \int J_0^2 e^{-2\beta t} \sin^2 2\pi n t \cdot dt \approx a \frac{J_0^2 w_H}{4\beta}$$

fügt man in den Kreis durch Δw eine zusätzliche Dämpfung ein ($\Delta \beta_2$), so ist

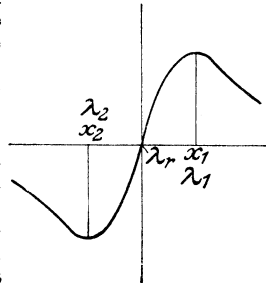
$$W_2 = i_2^2 w_H = a \frac{J_0^2 w_H}{4(\beta_2 + \Delta \beta_2)}$$

$$\frac{d_2}{\Delta d_2} = \frac{i_2^2}{i_1^2 - i_2^2} \quad w_2 = \Delta w_2 \frac{i_2^2}{i_1^2 - i_2^2}$$

Macht man $i^2 = \frac{i_1^2}{2}$, so ist $w_2 = \Delta w_2$.

c) Aus der Resonanzkurve des Dynamometer-effektes (Mandelstamm und Papalexii) (s. Dynamometereffekt). Eine feste Spule (Strom J_1)

wirkt auf eine in ihrem Felde drehbare Spule (Strom J_2); dann ist die Wirkung auf die drehbare Spule der Mittelwert von $J_1 \cdot J_2$. Sei J_1 der Strom in einem Primärsystem, J_2 der Strom in einem mit diesem lose gekoppelten veränderlichen Sekundärsystem (Wellenmesser), so zeigt der $J_1 \cdot J_2$ -Wert



die in der Figur dargestellte Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Kapazität des Sekundärsystems. Bei Resonanz ($C r$ bzw. λr) ist $J_1 \cdot J_2 = 0$. Die Dämpfung ergibt sich jetzt aus den Maximal-

Abhängigkeit des Stromproduktes von der Frequenz bzw. Kapazität des Sekundärsystems.

werten der Kurve bei λ_1 und λ_2 ebenso wie früher zu

$$d_1 + d_2 = 1,57 \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_r}.$$

S. auch Schwingungen eines mechanischen Systems.

Näheres s. Zenneck, S. 158, Fig. 16.

Dekremeter s. Dämpfungsmesser.

Delonschaltung. Schaltung zur Erzeugung hochgespannten Gleichstromes mit Hilfe von Transformatoren, synchron rotierenden Nadelschaltern und Kondensatoren. Siehe die Figur. Der eine Pol der Hochspannungswicklung des Transformators ist geerdet, der andere ist über zwei rotierende Nadelschalter N_1 und N_2 zu den Belegungen des Kondensators C geführt. Die beiden synchron laufenden Schalter sind gegeneinander verstellt, so daß der eine den Strom schließt, wenn der zu gewandte Transformatorpol gerade negativ, der andere, wenn er gerade positiv ist. So wird der einen Kondensatorbelegung stets nur negative, der anderen stets nur positive Spannung und zwar jeweils von dem Betrage der Scheitelspannung des Transformators zugeführt. Die Spannung wird somit verdoppelt, z. B. von 50 auf 100 kV. Wird dem Kondensator Gleichstrom entnommen, so fällt die Spannung ab und pulsiert außerdem. Vgl. J. Delon, Elektrot. Zeitschr. Bd. 33, S. 1179; 1912. Die Schaltung wurde von Delon für Prüfzwecke an Kabeln u. dgl. benutzt. Die nach ähnlichem Prinzip konstruierten Schaltungen zum Betriebe von Röntgenröhren werden vielfach auch als „Delonschaltungen“ bezeichnet.

Behnken.

Näheres s. M. Jona, Zeitschr. f. techn. Physik, Bd. 5, S. 405; 1924.

Delta. Schwemmlandkegel an Flußmündungen, deren Name aus dem Altertum von der Δ förmigen Mündung des Nils überliefert ist. Sie bilden eine Mündungsform von Flüssen, bei welcher die von dem Flusse ins Meer geführten Schlamm Massen schnell zur Ablagerung gelangen und ein Hinauswachsen der Landmassen in das Meer zur Folge haben. Bei der Deltabildung spielt die Tatsache eine große Rolle, daß die im Flußwasser suspendierten festen Bestandteile durch die Mischung mit dem Salzwasser des Meeres schnell zum Niedersinken gebracht werden, doch ist es bisher noch nicht gelungen, einwandfrei nachzuweisen, warum bei manchen Flüssen eine starke Neigung zur Deltabildung vorhanden ist, während sie bei anderen völlig fehlt. Offenbar sind die Strömungsverhältnisse in der Zone, in welcher Fluß- und Meerwasser sich mischen, von großem Einfluß. Besonders weit ist das fingerförmige Delta des Mississippi in das Meer hinausgebaut. Sein Südwestarm verlängert sich jährlich um etwa 100 m. Das Delta des Terek rückt jährlich sogar um fast 500 m in das Kaspische Meer hinein vor, während das Nildelta seine Strandlinie nur um etwa 4 m jährlich vorschiebt.

Auch in Landseen kommt es zur Deltabildung, namentlich an den Mündungen von Hochgebirgsflüssen in Gebirgsseen oder bei der Einmündung von Steppenflüssen in abflußlose Seen. *O. Baschin.*

Delta-Strahlen s. δ -Strahlen.

Densimeter s. Aräometer.

Dentriten s. Erstarrungsvorgang metallischer Körper.

Denudation. Der Vorgang der Entblößung der festen Erdkruste von den lockeren Bodenbestandteilen. Die Denudation ist somit ein Teilvorgang der Destruktion (s. d.).

Denudierende Kräfte sind die Schwerkraft und die Energie des fließenden Wassers, des gleitenden und stürzenden Gletschereises, der brandenden Meereswelle und der bewegten Luft. Diese Agentien wirken selten allein, sondern unterstützen einander meist. Vor allem ist die Schwerkraft fast stets in hervorragendem Maße beteiligt, so daß die Denudation im allgemeinen eine Verebnung der Erdoberfläche begünstigt. Man kann eine trockene und eine nasse Abfuhr unterscheiden, wenn auch in der Natur gewöhnlich beide zusammenwirken. Auch die sogenannten Bodenversetzungen (Gekriech, Erdfließen, Muren, Felsstürze usw.) fallen unter den Begriff der Denudation. Das Ziel des Denudationsprozesses ist die Bloßlegung des Felsbodens, wodurch den zerstörenden Atmosphärien wieder neue Angriffsflächen geboten werden.

Die Denudation arbeitet aus leicht verwitterbaren Gesteinen die festeren Teile heraus, die als ruinenhaft gestaltete Gipfel, Felsmauern oder „Steine“ ihre Umgebung überragen oder als Felsenmeere Hochflächen bedecken. Auch die sogenannten Erdpyramiden sind eine Folge der Denudation: Der Regen spült den lehmigen Boden fort, der nur dort erhalten bleibt, wo ein, dem Boden aufliegender Stein die darunter liegende Lehmmasse vor der Wegspülung schützt, so daß schließlich ein Pfeiler herausgearbeitet wird, der auf seiner Spitze den schützenden Stein trägt.

Während die Denudation also Unebenheiten schafft und zunächst eine stärkere vertikale Gliederung des Geländes zur Folge hat, trägt sie bei längerer Dauer dazu bei, diese Unebenheiten abzutragen, so daß die Oberfläche sich wieder mehr und mehr einer Ebene nähert, die als der übrig gebliebene Rumpf eines früheren Gebirgs- oder Hügellandes zu betrachten ist und daher Rumpflfläche genannt wird. *O. Baschin.*

Displacement ist die Wasserverdrängung eines schwimmenden Körpers. Volum-Displacement ist der verdrängte Raum, das mit γ (spez. Gew. der Flüssigkeit) vervielfachte Volum-Displacement heißt Gewichtsdisplacement.

Der Völligkeitsgrad des Displacements δ ist das Verhältnis des eingetauchten Volumens zu dem des umschriebenen Parallelepipeds: $\delta = \frac{\text{Vol}}{\text{LBT}}$ (L s. Wasserlinie, B und T s. Hauptspant). Über Stabilitätsfragen s. Metazentrum. *Eisner.*

Depolarisator. Bei der Elektrolyse einer anfangs gleichmäßig konzentrierten Elektrolytlösung bildet sich infolge Abscheidung der Zersetzungsprodukte an den Elektroden eine Gegen-E.K. aus (s. Konzentrationskette und Galvanismus).

Diese Polarisation der Elektroden wird durch Anwesenheit solcher Stoffe vermindert, welche die Zersetzungsprodukte chemisch zu binden vermögen. Bei der Elektrolyse von Säuren z. B., wo sich am negat. Pol Wasserstoff abscheidet, sind Oxydationsmittel die geeigneten Depolarisatoren zur Herabsetzung des Kathodenpotentials (s. a. Galvanismus und Normalelemente). *H. Cassel.*

Depression des Eispunktes ist die Erniedrigung des Eispunktes eines Flüssigkeitsthermometers nach

vorausgegangener Erwärmung des Instrumentes gegenüber der Einstellung nach längerer Ruhe; s. Glas für thermometrische Zwecke. *Scheel.*

Depression des Himmelsgewölbes ist die Verlängerung eines astronomischen Höhenkreises unter dem Horizont. Steht ein Stern 10° unter dem Horizont, so sagt man, seine D. beträgt 10° .

Klingsporn.

Depression des Horizontes. So bezeichnet man die Kimmtiefe, das ist der Winkel zwischen der horizontalen Ebene und dem Sehstrahl des Beobachters zum Horizont. Die D. wird zur Standortsbestimmung auf See gebraucht. *Klingsporn.*

Deprez- bzw. Deprez-d'Arsonvalgalvanometer s. Drehschulvanometer.

Derivation s. Geschoßabweichungen, konstante.

Desaggregationstheorie der Radioaktivität s. Zerfallsgesetze.

Desemer s. Schnellwaage.

Desensibilisation bzw. Desensibilisatoren. Unter Desensibilisation versteht man allgemein die Herbeiführung einer Verringerung der Empfindlichkeit eines photographischen Materials dem Licht gegenüber. Desensibilisator ist dann eine Substanz, durch deren Einwirkung diese Unempfindlichkeit erzeugt wird. — In neuerer Zeit hat die Bezeichnung Desensibilisation eine ganz spezielle Bedeutung erfahren: Nämlich die nahezu vollständige Vernichtung der Lichtempfindlichkeit eines photographischen Materials, ohne die Entwickelbarkeit eines bereits vorhandenen latenten Bildes zu stören. Diese Möglichkeit führte zu der Hellichtentwicklung. Desensibilisatoren für solche Zwecke sind vor allem Phenosafranin, Pinakrytolgrün und Pinakrytolgelb. Mit dem letzten gelingt es auch, panchromatische Platten zu desensibilisieren. Die Vorgänge sind theoretisch wenig geklärt. *Meidinger.*

Näheres s. Eder, Handbuch d. Phot. III, S. 125 ff. 1902. Lüppe-Cramer, Das Phenosafraninverfahren, Ed. Liesegangs, Verl. M. Eger, Leipzig. Pinahandbuch, I.-G. Farbenindustrie, Werk Höchst am Main.

Desmatropie s. Isomerie.

Destruktion. Zusammenfassende, von A. Supan eingeführte Bezeichnung für die Gesamtheit der abtragenden endogenen Vorgänge (s. d.). Der Prozeß der Abtragung zerfällt in drei Akte: Zerstörung (im wesentlichen Verwitterung), Abfuhr (Denudation) und Ablagerung (Sedimentation). Die Destruktion wirkt durch das fließende Wasser punktwise (Löcher) oder linear (Täler), durch das Meer und den Wind flächenhaft. *O. Baschin.*

Detailplatte s. Sensitometrie photographischer Schichten.

Detektoren. Der unmittelbare Nachweis der elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie ist nicht möglich. Sie müssen zuerst mit Hilfe von Antennen (s. d.) in hochfrequente Wechselströme verwandelt werden. Diese äußerst schwachen Wechselströme werden mit Apparaten wahrgenommen, die Detektoren oder logisch nicht ganz korrekt auch „Wellenanzeiger“ oder „Wellenindikatoren“ genannt werden. Nach der Wirkungsweise werden unterschieden:

1. thermische Detektoren (s. Thermomet.), in denen die von den Wechselströmen erzeugte Wärme zum Nachweis benutzt wird;
2. magnetische Detektoren (s. d.), bei denen die Wechselströme die Stärke von Magnetfeldern ändern und dadurch wahrnehmbar werden;

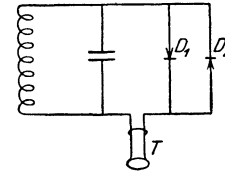
3. Detektoren mit unvollkommenen Kontakten, sog. Kohärer und Antikohärer (s. d.), bei denen die Wechselströme den Übergangswiderstand der Kontakte verändern;

4. elektrolytische Detektoren (s. d.), die die gleiche Wirkungsweise haben wie die unter 3.;

5. Kristalldetektoren (s. d.), bei denen die Wechselströme zum Teil gleichgerichtet werden;

6. Gasetektoren, bei denen ebenfalls eine Gleichrichterwirkung vorliegt. *Güntherschulze.* Näheres s. Zenneck und Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Stuttgart 1925.

Detektorgegenschaltung. Eine bei Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie angewandte Schaltung zum Schwächen von Störungen, deren Intensität wesentlich größer ist, als die Lautstärke der zu empfangenden Zeichen, insbesondere also zur Verminderung atmosphärischer Störungen. Die



Anordnung besteht im wesentlichen darin, daß zwei Detektoren D_1 und D_2 von verschiedener Charakteristik parallel und gegeneinander geschaltet werden (s. Fig.). Der eine Detektorgegenschaltung, der beiden Detektoren, der Hauptdetektor, soll eine Charakteristik besitzen, die bei kleiner Empfangsenergie zunächst steil ansteigt, und sich dann asymptotisch einem Grenzwert nähert, während die Charakteristik des anderen Detektors zunächst nur ganz schwach, mit wachsender Empfangsenergie dagegen immer stärker ansteigt. Bei schwachen und mittleren Intensitäten wirkt dann fast nur der Hauptdetektor, während bei starken atmosphärischen Störungen beide ansprechen und sich in ihrer Wirkung auf den Fernhörer aufheben sollen. Derartig verschiedene Charakteristiken werden z. B. bei Carborunddetektoren beobachtet, sie sind besonders danach auszuwählen. *E. Alberti.*

Detonation. Als Detonation bezeichnet man jede Explosion zweiter Ordnung (s. Explosion). Eine Explosion gehört zur zweiten Ordnung, wenn sie sich mit Überschall-Geschwindigkeit fortpflanzt. Bei der Detonation tritt eine Verdichtung des Ausbreitungsmediums ein, und die Reaktionsgase strömen der mit Überschall-Geschwindigkeit fortschreitenden Reaktionszone nach.

Wird die Detonation durch Zündung ausgelöst, so hängt die Art der Ausbreitung durch eine gegebene Menge eines bestimmten Explosivstoffes auch von der Anordnung des Explosivstoffes ab. Die dynamischen Vorgänge bei unregelmäßiger Gestalt der Reaktionszone sind von Fall zu Fall verschieden und lassen sich innerhalb des Explosivstoffes kaum übersehen. Erst in einiger Entfernung von der Sprengladung treten Wirkungen auf, die man in Beziehung zur Gesamtladung bringen kann (Explosionsstoß s. Stoßwelle).

Erhält in besonderen Fällen die Reaktionszone die Gestalt einer Kugelschale, so spricht man von sphärischen Detonationswellen. Ist die Wellenfront eben, so spricht man von ebenen Wellen oder Detonationswellen (s. d.) schlechthin. Stabile Detonationswellen mit ebener Wellenfront schreiten mit konstanter Detonationsgeschwindigkeit fort und lassen sich nach Geschwindigkeit, Druck und Temperatur mit Hilfe der Detonationsgleichungen (s. d.) berechnen. *R. Wendlandt.*

Detonationsgleichungen. Die von Jouguet (1906) formulierten Grundgleichungen, denen ein mit ebener Wellenfront und konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit ein gasförmiges oder flüssiges Medium durchlaufender Veränderungsvorgang genügen muß, werden nach ihrem wichtigsten Anwendungsgebiet als Detonationsgleichungen bezeichnet. Aus den Detonationsgleichungen berechnen sich Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturdaten nicht nur der normalen Detonationswellen (s. d.) einschließlich der Schallwellen, sondern auch instabiler Detonationswellen einschließlich reiner Stoßwellen (Machscher Wellen; s. Stoßwelle). In solcher Allgemeinheit wurden die Gleichungen bisher nur für den Fall verschwindend kleiner Wärmeleitung und Reibung abgeleitet.

Die Detonationsgleichungen bilden ein System von fünf Gleichungen, die man unterscheidet als die Gleichungen von Riemann (Gleichung [1] und [2]), die Gleichung von Hugoniot [3], die Zustandsgleichung des Ausbreitungsmediums nach Durchgang der Welle (Gleichung [4]) und die Gleichung von Jouguet [5]. Das Ausbreitungsmedium bzw. die Zustandsgrößen p, v, T, E (Druck, spez. Vol., absol. Temp. u. spez. Energieinhalt) führen den Index 1 vor der Veränderungszone, den Index 2 hinter der Zone. Q bezeichnet die Wärmetönung der in der Veränderungszone eintretenden Umwandlung je Masseneinheit. D bezeichnet die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Veränderungszone (Wellengeschwindigkeit), W die materielle Strömungsgeschwindigkeit hinter der Zone (Schwabendgeschwindigkeit). \bar{c}_{v_2} bedeutet die mittlere spez. Wärme des Mediums 2 zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 bei konstantem Volumen v_2 . Den Ursprung und physikalischen Inhalt der Gleichungen lassen die nachfolgenden Abschnitte erkennen.

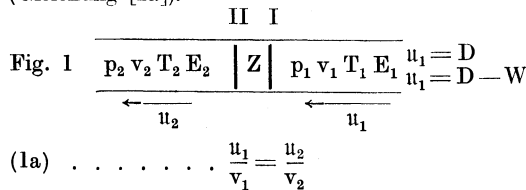
$$\begin{aligned} (1) \dots D &= v_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} \\ (2) \dots W &= (v_1 - v_2) \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} \\ (3) \bar{c}_{v_2} (T_2 - T_1) &= Q + \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (v_1 - v_2) \\ (4) \dots p_2 &= f(v_2, T_2) \\ (5) \dots \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} &= - \left(\frac{dp_2}{dv_2} \right) ds = 0. \end{aligned}$$

Die Gleichungen von Riemann

(1860, ges. W. 2. A. S. 156)

sind der Ausdruck der Gesetze der Erhaltung der Masse und der Bewegungsgröße.

Jedes Gesetz liefert eine Gleichung, die sich unmittelbar angeben läßt, wenn man ein Koordinatensystem benutzt, in dem die Veränderungszone Z ruht. Durch jede zur ebenen Wellenfront parallele Fläche (jeden Rohrquerschnitt Fig. 1) tritt pro qcm in der Zeiteinheit derselbe Betrag an Masse (Gleichung [1a]) und Bewegungsgröße (Gleichung [2a]).



$$(2a) \dots \frac{u_1^2}{v_1} + p_1 = p_2 + \frac{u_2^2}{v_2}$$

Elementar umgeformt erhält man die Riemannschen Gleichungen:

$$(1b) \dots u_1^2 = v_1^2 \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}$$

$$(2a) \dots u_2^2 = v_2^2 \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}$$

Riemann schrieb unzutreffend an dritter Stelle die Poissonsche Adiabatangleichung. Das Energieprinzip verlangt für die hier behandelten Vorgänge ein anderes Adiabatengesetz, das von Hugoniot gefunden wurde.

Die Gleichung von Hugoniot

gibt den Zusammenhang zwischen Druck und Dichte in Stoßwellen bzw. Detonationswellen und wird deshalb Adiabatangleichung oder Adiabatengesetz von Hugoniot genannt (Gleichung [3b] 1888). Gehorchen Druck und spez. Volumen bei einem Vorgang der Gleichung von Hugoniot, so spricht man von Stoßwellenkompression. Diese Hugoniotkompression verläuft adiabatisch unter Entropieänderung.

Die Hugoniotgleichung [3b] ist der Ausdruck des Gesetzes von der Erhaltung der Energie ([3a] Fig. 1), elementar umgeformt mit Hilfe der von Hugoniot wiedergefundenen Gleichungen von Riemann:

$$(3a) \ E_1 + \frac{u_1^2}{2} + p_1 v_1 = p_2 v_2 + \frac{u_2^2}{2} + E_2$$

$$(3b) \ E_2 - E_1 = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (v_1 - v_2)$$

Schreibt man $E_2 - E_1 = \bar{c}_{v_2} (T_2 - T_1) - Q$, so geht (3b) über in die Gleichung (3).

Die Druckstoßgleichungen (Hugoniot-Theorie).

Als Druckstoßgleichungen bezeichnet man die Gleichungen (1)–(3), denen die Zustandsgleichung des Mediums 2 als vierte Gleichung hinzuzufügen ist. Die Druckstoßgleichungen enthalten die fünf Unbekannten D, W, p_2, v_2, T_2 . Mit Hilfe der Gleichungen lassen sich die unbekanntenen Größen auf eine einzige unabhängige Variable zurückführen. Man kann also zu jeder Ausbreitungsgeschwindigkeit D , die leicht zu messen ist, die Nachströmungsgeschwindigkeit W , den Druck p_2 und die Temperatur T_2 der Welle berechnen, oder aber man kann für jeden Drucksprung bekannter Größe die Ausbreitungsgeschwindigkeit D berechnen. Die Druckstoßgleichungen dienen besonders zur Berechnung von Stoßwellen in Luft (vgl. Stoßwelle). Für Verdichtungsstöße in Luft setzt man $Q=0$, $p_1 v_1 = r_1 T_1$, $p_2 v_2 = r_1 T_2$ und hat damit alle Unterlagen für die Rechnung.

Die Hugoniot-Theorie geht von den Differentialgleichungen einer gewöhnlichen Verdichtungsstelle von endlicher Schwingungswerte aus und umfaßt auch das ganze Gebiet der Ausbildung und Entstehung von Verdichtungsstößen. Für den Fall $Q=0$ gelten übrigens die Druckstoßgleichungen in der Form (1)–(4) auch dann, wenn Reibung und Wärmeleitung berücksichtigt werden. Die Anwendung der Gleichungen für diesen Fall vernachlässigt somit nur noch die Strahlung.

Die Gleichung von Jouguet

ist eine Forderung mechanischer Stabilität und thermodynamischer Wahrscheinlichkeit für stabile

Wellen mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit, die mit einer Verdichtung verbunden sind. Die Gleichung macht zur Bedingung der Stabilität, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle gleich sei der Summe aus der materiellen Nachströmungsgeschwindigkeit und der Schallgeschwindigkeit im Medium 2 hinter der Veränderungszone.

Im Medium 2 entstehen nach Durchgang der Veränderungszone Verdünnungswellen. Sie dürfen die Zone nicht einholen, wenn der Verlauf stationär sein soll. Ihre Geschwindigkeit setzt sich additiv zusammen aus der Nachströmungsgeschwindigkeit W und der Schallgeschwindigkeit im Medium 2. Deshalb gilt für stabile Wellen:

$$(5a) \quad D \geq W + v_2 \sqrt{-\left(\frac{dp_2}{dv_2}\right) ds = 0.}$$

Vorgänge, die dem Zeichen $<$ entsprechen, sind nach den vorstehenden Ausführungen mechanisch instabil. Man kann zeigen, daß Vorgänge, die dem Zeichen $>$ entsprechen, thermodynamisch unwahrscheinlich sind. Stabil und stationär können somit nur die Vorgänge wirklich verlaufen, die dem Gleichheitszeichen entsprechen. Damit ist die fünfte Gleichung gewonnen, und Vorgänge, die allen fünf Gleichungen genügen, führen die Bezeichnung normal. Der normale Vorgang entspricht jeweils dem Minimum aller mit den Gleichungen (1) bis (4) vereinbarten Geschwindigkeiten D . Die Gleichung (5a) liefert mit Rücksicht auf die Gleichung (1) und (2) die obige Gleichung (5).

Die Detonationsgleichungen (Jouquet-Theorie).

Die Detonationsgleichungen unterscheiden sich von den länger bekannten Druckstoßgleichungen nur durch Hinzutritt der Stabilitätsgleichung (5). Hauptsächlich mit der Begründung und Auswertung dieser Gleichungen befaßt sich die Detonationstheorie. Sie wird zuweilen als Theorie von Jouquet bezeichnet. Da fünf Gleichungen für fünf Unbekannte vorliegen, so ist für jedes Anfangsgemisch der stabile normale Vorgang nach Geschwindigkeit, Druck usw. durch die Detonationsgleichungen vollständig bestimmt. Es kann für jedes Anfangsgemisch nur eine stabile quasistationäre Detonationswelle von ganz bestimmter konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit geben; diese Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnet sich eindeutig aus den Gleichungen. Die normale Detonationsgeschwindigkeit ist demnach eine charakteristische Konstante für das betreffende Anfangsgemisch.

Die Detonationsgleichungen (1) — (5) liefern die Daten der Schallwelle im Medium 1, wenn eine Umwandlung in der Veränderungszone nicht angenommen wird ($Q = 0$). Von allen Wellen ohne Umwandlung ist somit allein die Schallwelle stabil. Verdichtungsstöße sind stets instabil und müssen gegen die gewöhnliche Schallwelle abfallen.

Allgemein ($Q \geq 0$) greift Gleichung (5) aus den unendlich vielen instabilen Vorgängen, die nach (1) — (4) möglich sind, denjenigen mit der geringsten Geschwindigkeit heraus. Instabile Detonationswellen haben somit über-normale Geschwindigkeit und fallen gegen normale Detonation ab, wie Verdichtungsstöße gegen die Schallwelle. Besondere Behandlung verlangen Vorgänge, bei denen eine Umwandlung ($Q > 0$) so langsam vor sich geht, daß die mit Überschallgeschwindigkeit fortschreitende Veränderungszone weitergelaufen ist, bevor die

ganze Wärme Q entwickelt werden konnte. Solche Wellen kommen in der Umgebung der Detonationsgrenzen vor.

R. Wendlandt.
Näheres s. Zeitschr. f. phys. Chem. 116, S. 230 ff. 1925.

Detonationswelle. Detonationswellen im weitesten Sinne sind Stoßwellen (s. d.), in deren Wellenzone eine exotherme chemische Reaktion verläuft. Detonationswellen gehören zu den Explosionen zweiter Ordnung (vgl. Explosion, Detonation). Besonders interessieren ebene Wellen. Man unterscheidet bei ebenen Detonationswellen instabile und stabile Wellen. Die normale Welle ist die stabile, ihr Kennzeichen konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit auf beliebig weite Strecken. Instabile Wellen haben übernormale Geschwindigkeit und fallen gegen die normale Welle ab, wie ein Verdichtungsstoß gegen die Schallwelle.

Druck und Temperatur von Detonationswellen konnten bisher nicht unmittelbar gemessen werden. Nur die Detonationsgeschwindigkeit mißt man direkt mit Hilfe von Zerreißstrecken, oder man fotografiert die Welle auf einen rotierenden Film. Die normale Detonationsgeschwindigkeit ist eine kennzeichnende Konstante für das Ausbreitungsmedium; ihre Kenntnis ist auch zur Beurteilung von Sprengstoffen wesentlich (vgl. Brisanz).

Detonationsgeschwindigkeit einiger Explosivstoffe.

Ausbreitungsmedium	Wellengeschwindigkeit m/sek.	Beobachter
$2 H_2 + O_2$, 760 mm Hg, $10^\circ C$	2821	Dixon
$H_2 + Cl_2$, 760 mm Hg, $10^\circ C$	1729	Dixon
Trinitrotonuol	6700	Kast
Nitroglycerin	7450	Kast

Detonationswellen pflanzen sich fort, indem die vor der Wellenfront liegende Schicht unverbrannten Explosivstoffs durch Stoßkompression gemäß der Hugoniot-Gleichung (s. Detonationsgleichungen) verdichtet und erwärmt wird. Während dieses Vorgangs setzt chemische Reaktion ein und treibt Temperatur und Druck zur Detonationstemperatur und zum Detonationsdruck empor. Die Stoßkompression mit chemischer Reaktion bildet einen einzigen, nicht zerlegbaren Verdichtungs Vorgang. Gleichzeitig mit der Stoßkompression kann auch Wärmestrahlung zur Fortleitung beitragen. Wärmeleitung beeinflußt im allgemeinen nur die Struktur der Wellenfront.

In explosiven Gasgemischen schreitet die Reaktion meist bis zum chemischen Gleichgewicht fort. Ist die Geschwindigkeit der chemischen Reaktion groß genug, um chemisches Gleichgewicht in der Welle zu erreichen, so ist die Detonationsgeschwindigkeit (Wellengeschwindigkeit) unabhängig von der Reaktionsgeschwindigkeit. Der Mechanismus der unerwartet schnellen chemischen Reaktion, für die Kettenreaktionen in Frage kommen, läßt sich daher durch Beobachtung der Detonationsgeschwindigkeit nicht näher verfolgen. Erst in der Nähe der Grenzen der Detonierbarkeit wird die Geschwindigkeit der chemischen Reaktion zu niedrig und der Umsatz unvollständig (siehe Detonationsgrenze). Ein magnetisches Feld

(10000 Gauß) beeinflusst die Detonationsgeschwindigkeit nicht (vergl. Explosion).

Die Ausbildung einer Detonationswelle erfolgt in manchen Explosivstoffen unter geeigneten Bedingungen von selbst aus der gewöhnlichen Entflammung. Von der explosiven Flamme ausgehende Druckwellen verdichten den angrenzenden und vorgewärmten unverbrannten Explosivstoff. Die Reaktionsgeschwindigkeit wächst, bis von einer bestimmten Stelle ab die Flamme gemeinsam mit einer Druckwelle mit Detonationsgeschwindigkeit vorläuft. Der Übergang von der Explosion zur Detonation ist nicht kontinuierlich und auf einem rotierenden Film als heller leuchtende Stelle zu erkennen, von der eine Druckwelle in das vorverbrannte Gemisch rückwärts läuft (retonation wave). Druckwellen laufen auch dann zurück, wenn eine Detonationswelle auf eine Wand oder ein Hindernis trifft (reflexion wave), oder wenn zwei Detonationswellen gegeneinander laufen.

Einige Explosivstoffe detonieren fast augenblicklich nach der Zündung (s. Sensibilität). Im allgemeinen durchläuft die explosive Flamme im detonierbaren Explosivstoff eine nach den Umständen verschieden große Wegstrecke, ehe es zur Detonation kommt. In vielen Fällen kommt es bei gewöhnlicher Zündung überhaupt nicht zur Detonation. Durch Initialzündung lassen sich in jedem detonierbaren Explosivstoff Detonationswellen erzeugen (s. Initialwelle).

Detonationsdruck, -Temperatur, -Geschwindigkeit und Schwadengeschwindigkeit der normalen Welle sind durch die physikalisch-chemische Beschaffenheit einschl. Druck und Temperatur des Ausbreitungsmediums eindeutig bestimmt und lassen sich mit Hilfe der Detonationsgleichungen (s. d.) berechnen. So hat z. B. für Wasserstoff-Knallgas Jouguet den Detonationsdruck zu 18,5 Atm., die Detonationstemperatur zu 3950° abs., die Detonationsgeschwindigkeit zu 2864 m/sek. berechnet, unter Berücksichtigung von 35% Wasserdampfdissoziation (C. r. 1925). Die von Dixon gemessene Detonationsgeschwindigkeit beträgt 2821 m/sek.

Die Rechnung in gleicher Weise für feste und flüssige Explosivstoffe durchzuführen ist noch nicht gelungen, weil bei sehr hohen Drucken die chem. Gleichgewichte, Zustandsgleichungen und spez. Wärmen zu wenig erforscht sind. Die Detonationstheorie ermöglicht umgekehrt, aus gemessenen Detonationsgeschwindigkeiten Aufschluß zu erhalten über den Zustand des Ausbreitungsmediums bei Detonationsdrucken.

R. Wendlandt.

Näheres s. Brunswig, Explosivstoffe 1923; Jouguet, Mécanique des Explosifs 1917; Explosive Reactions in Gaseous Media, Discussion by the Faraday Society 1926.

Detonationszündung s. Initialwelle.

Deuteranopie s. Farbenblindheit.

Deviation ist die Ablenkung der Magnetnadel eines Kompasses von der normalen Nord-Süd-Richtung (Mißweisung). Sie ist einmal bedingt durch die sich in ihrer näheren Umgebung befindlichen Eisenmassen, andererseits durch die Störungen im erdmagnetischen Felde, das an den verschiedenen Stellen der Erde starken Schwankungen unterworfen ist. Die Deviation spielt in der Navigation bei Schiffen aus Stahl und Eisen eine große Rolle bei der Standortsbestimmung.

Klingsporn.

Deviationskraft s. Kreisel.

Deviationsmoment s. Kreisel und Trägheitsmoment.

Deviator s. Affinorrechnung.

Deviator des Spannungstensors s. Spannungstensor.

Dezimalwaage s. Brückenwaage.

Diagonalwellen s. Schiffswellen.

Dialyse. Darunter versteht man die Trennung einer kolloiden Lösung von ihren molekular-dispersen Bestandteilen. Die Methode wurde von Graham eingeführt und beruht darauf, daß die kolloide Lösung durch eine für die kolloiden Teilchen undurchlässige Membran mit einer Wasserphase in Berührung gebracht wird. Günstig wirken für eine möglichst schnelle Dialyse große Fläche der Membran, mechanisches Rühren, ständiges Erneuern der Wasserphase, erhöhte Temperatur. Es gibt verschiedene Arten von sog. Dialysatoren, darunter z. B. der von Zsigmondy eingeführte Sterndialysator.

Die Dialyse dient dazu, kolloide Lösungen möglichst rein, d. h. elektrolytfrei darzustellen, ferner um die Anwesenheit kolloider Stoffe in einer unbekanntem Lösung nachzuweisen. Manche Kolloide werden durch zu weit getriebene Dialyse geflockt, da sie zur Aufrechterhaltung ihrer elektrischen Ladung ein gewisses Mindestmaß an Elektrolyt benötigen.

A. Gemant.

Diamagnetische Drehung der Polarisationssebene bezeichnet im Gegensatz zur paramagnetischen Drehung die gewöhnliche magnetische Drehung (m. D.), die ebenso wie der Diamagnetismus eine universale Eigenschaft aller Körper ist (Faraday-Effekt). Ebenso wie dieser beruht die m. D. auf der „Larmorrotation“ (s. d.), d. h. auf der Drehgeschwindigkeit ω_H , die symmetrisch gebundene Elektronen im Magnetfeld \mathfrak{H} um die Feldrichtung als Achse erfahren, und ist i. a. wenigstens annähernd durch die Gleichung

$$\chi = \frac{1}{c} \omega_H \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{1}{2c} \frac{\epsilon \cdot \mathfrak{H}}{\mu} \cdot \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda}$$

darstellbar, wo l die Schichtdicke, c die Lichtgeschwindigkeit, ϵ und μ Ladung und Masse der Elektronen bedeuten. Streng gilt die Gleichung nur für ein System, in dem alle bewegte Teilchen gleiche Ladung und Masse haben, also für einatomige Gase, aber auch für Wasserstoff, Wasser, Steinsalz, Sylvin bewährt sich praktisch diese Beziehung der m. D. zur Dispersion wenigstens qualitativ; für ϵ/μ ergeben sich allerdings bis zu 50% vom bekannten Wert 1,76 · 10⁷ C. G. S. abweichende Zahlen.

Ladenburg.

Näheres s. Müller-Pouillet, Optik, II 2. Kap. 36, 1929.

Diamagnetismus. — Als diamagnetisch bezeichnet man diejenigen Körper, deren Permeabilität (s. d.) geringer ist, als diejenige des leeren Raumes, die infolgedessen die Kraftlinien eines sie umgebenden Feldes nicht in sich hineinzuziehen, sondern um sich herumzuleiten suchen, und die sich daher auch, an einem Faden zwischen den Polen eines starken Elektromagnets drehbar aufgehängt, senkrecht zur Richtung der Verbindungslinie dieser Pole stellen, während umgekehrt die paramagnetischen und noch mehr die ferromagnetischen Körper, deren Permeabilität größer ist, als diejenige des leeren Raumes, sich in diese Verbindungslinie einstellen. Wenn, wie durch die Versuche von Einstein und

de Haas als erwiesen angesehen werden kann, der Magnetismus der kleinsten Teilchen durch rotierende, wahrscheinlich im Innern der Atome befindliche Elektronen hervorgebracht wird, welche in der Art der Ampèreschen Molekularströme wirken, so muß die Erzeugung eines magnetischen Feldes diese Ströme, d. h. also die Rotationsgeschwindigkeit der Elektronen, durch Induktionswirkung schwächen und so die diamagnetischen Erscheinungen hervorbringen. Der von der Temperatur unabhängige, weil innerhalb der Atome sich abspielende Diamagnetismus ist also eine allen Körpern, auch den ferromagnetischen, eigentümliche Eigenschaft, und die rein diamagnetischen Körper sind vor den anderen nur dadurch ausgezeichnet, daß das resultierende magnetische Moment der Bahnen sämtlicher Elektronen eines Moleküls dauernd Null ist, wozu offenbar eine besondere Symmetrie im Aufbau der Moleküle gehört, während bei den para- und ferromagnetischen Körpern ein solches Moment vorhanden ist, dessen Orientierung gleichzeitig vom äußeren Magnetfeld und von der thermischen Agitation abhängt. Wenn bei einer bestimmten Temperatur der Zustand der sog. Sättigung erreicht ist, dann ist diese Orientierung bereits vollkommen, eine weitere Steigerung des Feldes kann also die magnetischen Eigenschaften nicht mehr erhöhen, wohl aber die diamagnetischen, und infolgedessen müßte der scheinbare Sättigungswert ferromagnetischer Substanzen ein Maximum erreichen und darnach infolge der dauernden Zunahme des Diamagnetismus wieder abnehmen. Diese Erscheinung hat sich bis jetzt noch nicht mit Sicherheit nachweisen lassen, offenbar wegen der außerordentlich geringen Größe der diamagnetischen Wirkungen gegenüber den bei der Messung der Sättigungswerte unvermeidlichen Fehlerquellen, wohl aber ist es gelungen, bei den als diamagnetisch angenommenen Körpern die Größe der Suszeptibilität mit einiger Sicherheit festzustellen. Weitauß der wichtigste Stoff in dieser Beziehung ist das Wasser, da bei der Bestimmung der Suszeptibilität in Wasser gelöster Stoffe die Suszeptibilität des Wassers nach der Beziehung

$$\kappa_1 = \frac{p}{100} \kappa + \left(1 - \frac{p}{100}\right) \kappa_0$$

mit eingeht, worin κ_1 , κ und κ_0 die Suszeptibilitäten der Lösung, des gelösten Stoffes und des Lösungsmittels bedeuten. Vielfach bezieht man hierbei die Suszeptibilität nicht auf die Volumeneinheit, sondern auf die Masseneinheit, und bezeichnet sie dann als spezifische Suszeptibilität mit dem Buchstaben χ . So fanden Sève, Weiß und Piccard in guter Übereinstimmung für 1 g Wasser den Wert $\chi = 0,72 \times 10^{-6}$. Weiter ergaben sich für

Wismut	$\chi = -14 \times 10^{-6}$
Gold	$= -3$
Quecksilber	$= -2,6$
Phosphor	$= -1,6$
Silber	$= -1,5$
Zink	$= -0,9$
Schwefel	$= -0,8$
Kupfer	$= -0,7$

doch sind die Werte, wie bei ihrer geringen Größe leicht ersichtlich ist, wenig genau. *Gumlich.*

Diameter, gerader s. Mittellinie.

Diapositiv. Die Kopie eines photographischen Negativs auf Glas. Es wird zu Meß- und Projektionszwecken sowie zu Schaubildern verwandt. *v. Staal.*

Diaskopische Projektion s. Bildwerfer.

Diatherman (griechisch *δια* durch, *θερμη* Wärme) durchlässig für Wärmestrahlen. Gegenteil atherman, s. d. Vollständig diatherman sind alle elementaren Gase. Glas in dünner Schicht durchlässig bis etwa 4μ , Quarz bis etwa 8μ und jenseits 80μ , Flußspat bis etwa 15μ , Steinsalz und Sylvin bis etwa 30μ . Ruß wird für Wellen über 20μ durchsichtig, über 100μ auch Pappe und Ebonit. *Gerlach.*

Näheres s. Originalarbeiten von Rubens. Berl. Ber. von 1910 an. Tabellen in Chwolson Physik. Bd. II. 2. Aufl. unter Infrarot.

Diathermie. Die direkte Heizung des Inneren des menschlichen Körpers mit Hilfe hochfrequenter Ströme. Da der menschliche Körper den elektrischen Strom leitet, können in ihm durch Induktion Wirbelströme erzeugt werden. Durch Verwendung von Hochfrequenz lassen sich diese so stark machen, daß sie den Körper beträchtlich erhitzen, ohne daß schädliche elektrische Wirkungen auftreten. *Güntherschulze.*

Diatonisch s. Tonleiter.

Dichroismus nennt man die Eigenschaft eines einachsigen, farbigen Kristalles entweder nur den ordentlichen oder den außerordentlichen Strahl (s. Polarisiertes Licht) hindurch zu lassen; d. h. längs der Achse ist die Absorption eine andere als senkrecht zu ihr (Basisfarbe und Achsenfarbe).

Bei zweiachsigen Kristallen ist die Absorption nach allen anisotropen Richtungen verschieden, und außerdem noch ist sie für die verschiedenen Farben andersartig. Diese Eigenschaft wird mit Pleochroismus bezeichnet. *v. Staal.*

Dichromatisches Farbensystem s. Farbenblindheit.

Dichte s. Spezifisches Gewicht.

Dichte im Erdinneren. Da die mittlere Dichte der Erde 5,5, die Oberflächendichte aber nur 2,7 beträgt, so folgt, daß im Inneren der Erde eine noch bei weitem höhere Dichte herrschen muß. Einen Anhaltspunkt für die Bestimmung der Dichte des Erdinneren gibt uns die Abplattung, da sie mit den Trägheitsmomenten der Erde und damit der Massenlagerung im Erdinneren im direkten Zusammenhang steht. Sind A und C die Hauptträgheitsmomente der Erde und M ihre Masse, so ist die hier auftretende Größe: $\frac{C-A}{M}$. Diese Größe spielt auch in der Veränderung der Schwere längs der Erdoberfläche, und endlich in gewissen kleinen Störungen der Mondbewegung eine Rolle (s. Abplattung). In den Ausdrücken für das Zurückweichen des Nachtgleichenpunktes tritt die Größe $\frac{C-A}{C}$ auf, die somit ebenfalls von der Art der Massenlagerung im Erdinneren abhängig ist.

Die Bestimmung der Dichteverhältnisse im Erdinneren muß sich also auf folgende 4 Bedingungen stützen:

1. Oberflächendichte = 2,7
2. mittlere Dichte = 5,5
3. Abplattung = 1:297,8
4. $\frac{C-A}{C} =$ = 1:305,6

Mit der Erfüllung der 3. Bedingung wird auch der Forderung der Schwerbeobachtungen und der Mondbewegung Genüge geleistet.

Dazu tritt noch eine Bedingung, welche ausdrückt, daß die Flächen gleicher Dichte mit den Niveauflächen zusammenfallen müssen, daß also im

Inneren hydrostatisches Gleichgewicht herrschen muß (s. a. die Festigkeit der Erde).

Man kann sich über die Dichteverhältnisse zweierlei Vorstellungen machen: 1. Die Dichte nimmt gegen das Innere kontinuierlich zu. Man findet, daß in diesem Falle der Wert der Dichte im Mittelpunkt etwa 10—12 sein muß. 2. Die Dichte nimmt sprunghaft zu. Solche Unstetigkeiten scheinen aus den Beobachtungen der Erdbeben zu folgen. Unter der Annahme von 2 Dichtesprünge (erweiterte Wichertsche Hypothese) in den Tiefen von beiläufig 1200 km und 2500 km findet Klußmann für die Dichte des Kernes einen Wert, der auf Eisen, Nickel und Kobalt als Material hinweist (7,8—8,9); für die Mittelschicht kämen Eisenerze mit einer Dichte von etwa 5,5 in Betracht. Dem Gesteinsmantel kommt die Dichte 3,4 zu.

A. Prey.

Näheres s. W. Klußmann, Über das Innere der Erde (Gerlands Beiträge zur Geophysik, XIV. Bd.).

Dichte, mittlere, der Erde. Fassen wir die Erde als Kugel vom Radius r und der mittleren Dichte ϑ auf, und ist k^2 die Gravitationskonstante, so ist die Schwere an der Oberfläche gegeben durch

$$g = \frac{4\pi}{3} k^2 \vartheta r.$$

Hierin ist $k^2 \vartheta$ die einzige Unbekannte und läßt sich somit bestimmen. Ist k^2 bekannt, so ergibt sich daraus die Größe ϑ . Die Bestimmung der mittleren Dichte der Erde fällt also mit der Bestimmung der Gravitationskonstante zusammen. Diese wird gefunden aus der Anziehung von Gegenständen, deren Masse bekannt ist. Man verwendet z. B. große Bleimassen, deren Stellung und Gestalt auf das genaueste ermittelt werden kann. Als Instrument verwendet man die gewöhnliche Waage (Jolly, Poynting, Richarz u. Krigar-Menzel) oder die Drehwaage (Cavendish, Boys) oder auch das Pendel (Wilsing). Statt der Größe der Schwere kann man auch ihre Richtung beobachten und den Betrag der Lotstörungen ermitteln, die durch bekannte Massen (Wilsing) oder durch hohe Berge verursacht werden, die durch ihre einfache Form und isolierte Lage die genaue Ermittlung der nötigen Daten gestatten (Maskelyne, Preston).

Eine dritte Methode besteht in der Beobachtung der Zunahme der Schwere beim Eindringen in die Erdrinde in Bergwerken. Diese Methode liefert jedoch weniger genaue Resultate (Airy, Sterneck). Der Wert der mittleren Dichte der Erde ist nach den neuesten Untersuchungen gleich 5,5. A. Prey. Näheres s. J. H. Poynting, On a determination of the mean density of the earth. Phil. Trans. of London. Ser. A. Bd. 182.

Dichte, photographische s. Schwärzung, photographische.

Dichtemessung s. Photographie, wissenschaftliche Arbeitsmethoden.

Dichteschwankungen. M. v. Smoluchowski hat gezeigt, daß infolge der Molekularbewegung die Dichte eines Gases nicht als homogen angesehen werden kann, sondern daß an jedem Punkt des Gases die Dichte sich beständig ändert, Schwankungen um die Durchschnittsdichte macht. Mit der Dichte ändert sich auch beständig der Druck und das spez. Volumen. Es sei V das jeweilige, V_0 das Durchschnittsvolumen eines Molekelkomplexes; dann nennt v. Smoluchowski nach der

Gleichung $\frac{V}{V_0} = 1 + \delta$ die Größe δ die „Verdichtung“

und erhält für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Komplex von ν Molekeln eine Verdichtung zwischen δ

und $\delta + d\delta$ besitzt, $dW = be^{-\frac{\nu \delta^2}{2}} d\delta$, wobei $b = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}}$ ist. Für die mittlere Schwankung ergibt sich

$\bar{\delta} = \sqrt{\frac{2}{\pi \nu}}$. Bei Atmosphärendruck enthält ein cm^3

eines Gases $28 \cdot 10^{18}$ Molekeln, was eine mittlere Schwankung $\bar{\delta} = 15 \cdot 10^{-11}$, eine nicht wahrnehmbare Größe ergibt. Bei einer Gasmenge von Dimensionen, die mikroskopisch gerade noch wahrnehmbar sind, erreicht die mittlere Schwankung bei Atmosphärendruck erst einige Promille, was v. Smoluchowski jedoch als Ursache der stärkeren Abbeugung des blauen Lichts (Himmelsblau) von der geradlinigen Bewegung annehmen konnte.

In der Nähe der kritischen Temperatur läßt sich

die mittlere Dichteabweichung durch $\bar{\delta} = \frac{1,13}{\sqrt[4]{\nu}}$ dar-

stellen. Beide Formeln der Dichteschwankung zeigen die Unabhängigkeit von der Natur des Gases. Letztere Formel erklärt die Erscheinung der „Opaleszenz“ im kritischen Zustand (s. d.). G. Jäger. Näheres s. Handb. d. Phys. IX, 382.

Dielektrikum. Ein Raum, in dem keine freien elektrischen Ladungen vorhanden sind, also erstens das Vakuum und zweitens alle Körper, die sog. Isolatoren, in denen die Elektronen und positiven Kerne, aus denen sich die gesamte Materie aufbaut, sämtlich an Ruhelagen quasielastisch gebunden sind. Infolgedessen kann das Dielektrikum Träger eines elektrischen Feldes sein, das die gebundenen Ladungen nur um den geringfügigen durch die Größe ihrer Bindung und der Feldstärke gegebenen Betrag verschiebt (s. Dielektrische Verschiebung), während der dem Dielektrikum in seinen Eigenschaften entgegengesetzte Leiter das Entstehen eines makroskopischen Feldes in seinem Innern durch Verschiebung der freien Elektronen zu der betreffenden Oberfläche unmöglich macht. Die charakteristische Eigenschaft des Dielektrikums ist die Größe der Verschiebung der Ladungen bei gegebener Feldstärke. Sie wird durch die Dielektrizitätskonstante (s. d.) gekennzeichnet. Als Träger des elektrischen Feldes ist das Dielektrikum zugleich Träger der elektromagnetischen Schwingungen, also auch des Lichtes, der Wärme-, Röntgen- und ultravioletten Strahlen. Geht man in der Betrachtung zu atomaren Dimensionen über, so ist ein Leiter eine Summe von beweglichen Ladungen, die in ein Dielektrikum, den Raum, eingebettet sind. Für Atome verliert also der Begriff Leiter seinen Sinn, er ist ein makroskopischer Begriff, während der Begriff Dielektrikum auch in der atomaren Welt seinen Sinn behält.

Ferner hat jeder Leiter, weil er außer den freien auch quasielastisch gebundene Ladungen hat, neben seinem spezifischen Leitvermögen auch dielektrische Eigenschaften. Es gelingt nur nicht, sie mit den verfügbaren Hilfsmitteln zu messen, weil sich der Maßstab, das elektrische Feld, nicht anlegen läßt.

Güntherschulze.

Näheres s. Handb. d. Phys. Bd. IV. Herausgegeben von H. Geiger und Karl Scheel. Berlin 1927.

Dielektrische Erregung. Das Produkt aus der elektrischen Feldstärke in einem Dielektrikum und

der Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums wird dielektrische Erregung genannt (s. „Dielektrizitätskonstante“ und „Verschiebungsstrom“).

Güntherschulze.

Dielektrische Festigkeit. Die Fähigkeit der Dielektriken, ein bestimmtes elektrisches Feld auszuhalten, ohne einen merklichen elektrischen Strom entstehen zu lassen. Wird dieses Feld und damit die dielektrische Festigkeitsgrenze überschritten, so wird das Dielektrikum elektrisch zerstört und von einem Strom durchflossen. Die Zerstörung aber besteht darin, daß die elektrischen Ladungen, die im Dielektrikum unbeweglich waren, durch das elektrische Feld beweglich gemacht werden. Dieses kann auf verschiedene Weise geschehen, so daß folgende Arten von dielektrischer Festigkeit zu unterscheiden sind:

1. Die dielektrische Reißfestigkeit. Sie ist gleich demjenigen Mindestpotentialgefälle, durch das die Bindung zwischen den Ladungen des Dielektrikums zerrissen wird, so daß eine Entladung einzusetzen vermag.

2. Die dielektrische Stoßfestigkeit ist gleich demjenigen Mindestpotentialgefälle, bei dem die unselbständige Entladung durch das Dielektrikum infolge von Elektronen- und Ionenstoß in eine selbständige, sich selbsttätig steigernde übergeht.

3. Die thermodielektrische Festigkeit eines Pseudodielektrikums ist gleich demjenigen Mindestpotentialgefälle, bei dem das Gleichgewicht zwischen elektrischer Leitfähigkeit des Dielektrikums und seiner Temperatur labil wird, so daß der Strom über jedes Maß hinaus zu steigen vermag. Unter Pseudodielektrikum wird dabei ein Körper verstanden, der aus Ionen aufgebaut ist und nur deshalb nicht leitet, weil die Reibungswiderstände der Ionen sehr groß sind.

Die dielektrische Reißfestigkeit ist so groß, daß es bisher noch nicht gelungen ist, sie zu messen, weil stets schon lange vorher die dielektrische Stoßfestigkeit überschritten wird und es nicht möglich ist, Dielektrika völlig von Elektronen und Ionen zu befreien. In einem Gase ist die dielektrische Festigkeit der Gasdichte direkt proportional. Für Luft von Atmosphärendruck und 15° C beträgt sie etwa 26 kV/cm. In flüssigen Dielektriken wird die dielektrische Festigkeit ganz außerordentlich durch die geringsten Spuren von Wasser verringert, so daß es bisher nur in wenigen Fällen gelungen ist, die dielektrische Festigkeit völlig reiner dielektrischer Flüssigkeiten zu messen. Dabei sind Beträge von 400 kV/cm überschritten worden. Auch hier steigt die dielektrische Festigkeit schnell mit dem Druck an.

Bei festen Körpern ist zwischen echten und Pseudodielektriken zu unterscheiden. Die echten Dielektriken sind aus neutralen Molekülen aufgebaut und bleiben beim Schmelzen Dielektriken. Die Pseudodielektriken bestehen aus Ionen. Ihre Leitfähigkeit nimmt mit steigender Temperatur außerordentlich schnell zu. In geschmolzenem Zustand sind sie gute Leiter. Echte Dielektriken sind beispielsweise Paraffin, Schwefel, Isolierlack. Pseudodielektriken Marmor, Glas, alle Salze.

Bei den echten festen Dielektriken scheinen ähnliche Verhältnisse wie bei den flüssigen vorzuliegen. Bei den Pseudodielektriken läßt sich von einer eigentlichen dielektrischen Festigkeit nicht reden. Der elektrische Durchschlag erfolgt bei ihnen durch

eine Kombination von Temperatursteigerung und Elektronenstoßwirkung.

Güntherschulze.

Näheres s. Güntherschulze, Über die dielektrische Festigkeit. Kösel und Pustet, München 1924.

Dielektrische Hysterese. Die dielektrischen Verluste (s. d.) haben zur Folge, daß bei Belastung eines Kondensators, dessen Dielektrikum Verluste hat, mit Wechselspannung, die Stromstärke der Spannung nicht wie bei einem verlustfreien Kondensator um genau 90°, sondern je nach der Größe der Verluste, weniger voreilt, also hinter ihrem ideellen Werte zurückbleibt. Diese Erscheinung wird in Analogie zu den ähnlichen Verhältnissen beim Ferromagnetismus als dielektrische Hysterese bezeichnet.

Güntherschulze.

Dielektrische Verluste. Wird ein Dielektrikum an eine Gleichspannung gelegt, so wird in ihm in dem Maße elektrische Energie in Wärme verwandelt, in dem es den elektrischen Strom leitet. Bei Belastung mit Wechselstrom tritt zu diesem Verlust noch ein zweiter hinzu, der mit der Frequenz des Wechselstromes zunimmt und dessen Theorie von K. W. Wagner ausgebildet worden ist. Denkt man sich in einen vollkommenen Nichtleiter, ein ideales Dielektrikum, zahllose kleinste Kugeln verschiedener Größe aus einem Material eingebettet, das eine mäßige elektrische Leitfähigkeit hat, so entstehen in jeder dieser Kugeln bei Belastung der ganzen Anordnung mit Wechselspannung minimale Wechselströme, die jede einzelne Kugel nach Maßgabe der Stromstärke und ihrer Leitfähigkeit erwärmen. Die von K. W. Wagner mit Hilfe dieses Modells entwickelten Eigenschaften der dielektrischen Verluste stimmen mit den wirklich beobachteten sehr gut überein. Es werden also die dielektrischen Verluste durch örtlich veränderliche Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante der festen Körper hervorgerufen. Demgemäß fehlen sie in dünnflüssigen Dielektriken völlig. Für die Technik sind sie eine sehr unangenehme Erscheinung. Die von ihnen erzeugte Wärme erhitzt die Isolierstoffe und macht sie dadurch weniger widerstandsfähig gegen Durchschläge.

Güntherschulze.

Dielektrische Verschiebung. Die Verschiebung der quasielastisch gebundenen positiven und negativen Ladungen eines Dielektrikums unter der Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes. Soweit die Beobachtungen ausführbar sind, ist der Betrag der dielektrischen Verschiebung der Feldstärke streng proportional. Ehe die bei größeren Verschiebungen und dementsprechend hohen Feldstärken zu erwartende Abweichung von der strengen Proportionalität meßbar wird, bewirken unvermeidliche sekundäre Störungen den Durchschlag und damit die Zerstörung des Dielektrikums. Wenn das Dielektrikum keine beweglichen Dipole enthält, ist seine Dielektrizitätskonstante (s. d.) ein Maß für die Größe der dielektrischen Verschiebung. Sie bleibt stets unterhalb von 10^{-8} cm. Eine Folge der dielektrischen Verschiebung ist das Auftreten von freien positiven Ladungen auf der einen, negativen auf der entgegengesetzten Seite des Dielektrikums, das also durch die Verschiebung polarisiert wird.

Güntherschulze.

Näheres s. Handb. d. Phys. Bd. IV. Herausgegeben von H. Geiger und Karl Scheel. Berlin 1927.

Dielektrisierungszahl s. Dielektrizitätskonstante.
Dielektrizitätskonstante ϵ eines Dielektrikums heißt der Quotient aus der Kapazität eines mit dem Dielektrikum erfüllten idealen Kugelkondensators

und der Kapazität eines geometrisch gleichen Kondensators, der statt des Dielektrikums ein Vakuum enthält.

Die Dielektrizitätskonstante der Gase hängt wesentlich von der Dichte ab, und zwar in der Weise, daß für alle Gase die Werte von ϵ mit abnehmender Dichte sich demselben Grenzwerte nähern. Daraus ergibt sich die Berechtigung, diesen Grenzwert als Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes anzusehen und gleich 1 zu setzen. Die Dielektrizitätskonstante der Materie ist größer als dieser Grenzwert, weil die Materie quasielastisch gebundene elektrische Ladungen enthält, die durch das elektrische Feld verschoben werden (s. Dielektrische Verschiebung). Da die Größe dieser Verschiebungen das Verhalten eines Dielektrikum gegenüber elektrischen Feldern, insbesondere also auch gegenüber elektromagnetischen Schwingungen aller Art, wie Licht, Wellen der drahtlosen Telegraphie usw., charakterisiert, ist die Dielektrizitätskonstante das Maß der elektrisch grundlegenden Eigenschaft des Dielektrikums.

Die Dielektrizitätskonstante der Gase weicht von der des leeren Raumes nur sehr wenig ab, wie die folgende Tabelle I zeigt:

Tabelle I.
Dielektrizitätskonstante ϵ von Gasen bei
0° C und 760 mm Druck.

Gas	ϵ
Luft	1,000590
Sauerstoff	1,000547
Stickstoff	1,000606
Wasserstoff	1,000270
Helium	1,000074

Bei Flüssigkeiten kommen sehr große Dielektrizitätskonstanten vor. Sie entstehen dadurch, daß zu der dielektrischen Verschiebung bei denjenigen Molekülen, die Dipole sind (s. d.) noch eine Drehung der Dipole im elektrischen Felde hinzutritt. Die Orientierung der Dipole im Felde wird jedoch durch die Stöße der Wärmebewegung dauernd gestört, so daß sich bei jeder Temperatur ein charakteristisches Gleichgewicht herstellt, die Dielektrizitätskonstante also stark temperaturabhängig ist. Die Theorie der Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten durch die Dipolwirkung wurde zuerst von Debye gegeben. Ein Vorläufer war Walden, der die Begriffe Dielektrophore und Dielektrogene bildete. Dielektrophore nannte er bestimmte elektronegative Radikale, wie z. B. OH, NO₂, CO, SO₂, CN, SCN, F, Cl, Br, während er unter Dielektrogenen elektropositive Gruppen wie H, CH₃ usw. verstand. Zusammentritt eines Dielektrophors mit einem Dielektrogen führt nach Walden zu einem Körper großer Dielektrizitätskonstanten. Debye zeigte, daß die Ursache dieses Verhaltens in der Bildung von Dipolen zu suchen ist. Die Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten durch Dipolwirkung läßt sich auch bei den Gasen nachweisen, ist bei diesen jedoch viel geringer als bei den Flüssigkeiten. Tabelle II gibt die Dielektrizitätskonstanten einiger bekannterer Flüssigkeiten. Beim

Erstarren verschwindet die große Dielektrizitätskonstante, weil die Dipole im Kristallgitter festliegen.

Tabelle II.

Flüssigkeit	ϵ	Temp.	Bemerkung
Cyanwasserstoff	95	21° C	Dipol
Wasser	81	10° C	"
Äthylalkohol	25,8	20° C	"
Benzol	2,29	18° C	Kein Dipol
Terpentinöl	2,23	21° C	" "

Tabelle III enthält zur Veranschaulichung einige der in Tabelle II aufgeführten Substanzen im festen Zustand und außerdem die Dielektrizitätskonstanten gebräuchlicher Isolierstoffe.

Tabelle III.

Fester Isolator	ϵ	Fester Isolator	ϵ
Cyanwasserstoff	2,4	Marmor	8,3
Wasser (Eis)	3,1	Paraffin	2,0
Äthylalkohol	2,7	Porzellan	6
Bernstein	2,8	Quarz	4,4—4,7
Glas, gew.	5—7	Quarzglas	3,7
Optische Gläser	bis 10	Schellack	3—3,7
Glimmer	6—8	Steinsalz	5,6
Holz	2—8	Sylvin	4,9

Güntherschulze.

Dielektrogene s. Dielektrizitätskonstante.

Dielektrophore s. Dielektrizitätskonstante.

Diesellokomotive s. Lokomotive.

Dieselmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Diesselhorstcher Kompensator s. Kompensator.

Differentialgalvanometer. Bei diesem Galvanometer (s. d.) bestehen die Spulen aus zwei gleichzeitig nebeneinander aufgewickelten Windungen gleichartigen Drahtes, die beim Gebrauch des Galvanometers von Strömen in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden; die Wirkung derselben auf die Nadel hebt sich bei Gleichheit der Ströme auf. Das Galvanometer dient also als Nullinstrument. Bei der größten zur Anwendung kommenden Stromstärke darf kein Ausschlag erfolgen, wenn der Strom in entgegengesetzter Richtung durch die beiden Spulen fließt. Das Instrument kann z. B. bei Widerstandsmessungen Verwendung finden. Bei der Kohlrauschschen Methode des „übergreifenden Nebenschlusses“ ist keine Wirkungsgleichheit beider Spulen erforderlich. Im Prinzip kann jedes Galvanometer zum Differentialinstrument ausgestaltet werden, meist benutzt man aber zur Zeit hierzu Nadelgalvanometer.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Differentialgasthermometer. Ein Gasthermometer konstanten Volumens beruht darauf, daß der mit der Temperatur veränderliche Druck eines Gases durch ein U-förmiges Quecksilbermanometer gemessen wird. Hierbei wird in demjenigen Manometerschenkel, der unmittelbar mit dem Meßgas in Berührung steht, das Quecksilber stets bis zu

einer bestimmten Höhe gehoben. Ein Differentialgasthermometer besteht aus zwei Gasthermometern, die bei gleicher Temperatur unter nahe dem gleichen Druck stehen und die denjenigen Manometerschenkel, der mit dem Meßgas nicht in Berührung steht, gemeinsam haben. Die Höhendifferenz der Quecksilberkuppen in den beiden andern Schenkeln liefert unmittelbar die Druckdifferenz der beiden Gase und läßt nach voraufgegangener Eichung bei 0° und 100° einen Schluß darüber zu, ob und in welchem Maße sich beide Gasthermometer in ihrer Abweichung von der thermodynamischen Temperaturskala unterscheiden. Für die Messung ist erforderlich, daß nicht nur die beiden Quecksilberkuppen, die an die beiden Meßgase grenzen, auf die entsprechenden Marken einstellbar sind, sondern daß auch diese beiden Marken in ihrer Höhe gegeneinander verschoben werden können.

Henning.

Differentialkalorimeter. Es handelt sich um eine Kombination von zwei Kalorimetern, die so miteinander verbunden sind, daß sich gleiche, den beiden Kalorimetern zugeführte Wärmemengen, in ihrer Wirkung auf ein bestimmtes Merkmal aufheben aber verschieden große Wärmemengen mit beträchtlicher Genauigkeit nachgewiesen werden können. Ein Kalorimeter dieser Art wurde von Duane und Callendar zum Nachweis der Wärmeentwicklung von radioaktiven Präparaten benutzt. Die zu vergleichenden Wärmemengen wurden in zwei getrennten aber völlig gleichen Gefäßen auf eine leicht verdampfende Flüssigkeit (Schwefeläther) übertragen und der Druckunterschied der Dämpfe in den beiden Gefäßen durch die Verschiebung einer Luftblase gemessen, die sich in einem Verbindungsrohr befand.

Ein anderes unter Umständen auch sehr empfindliches Mittel zur Ermittlung des Temperaturunterschieds in den beiden miteinander kombinierten Kalorimetern stellt das Thermoelement dar.

Henning.

Näheres s. z. B. Handb. d. Phys. Bd. IX. Herausgegeben von H. Geiger und Karl Scheel.

Differentiallampe. Eine von Hefner-Alteneck konstruierte Bogenlampe (s. d.), die den Kohlenbrand automatisch regelt.

v. Staal.

Differentialtelefon. Ein Telefon, akustisches oder optisches, bei dem auf den Magneten gleichzeitig zwei Wicklungen gleicher Dimension aufgebracht sind. Diese werden beim Gebrauch des Instruments von Strömen in entgegengesetzter Richtung durchflossen; sind beide Ströme gleich stark, so hebt sich ihre Wirkung auf das Telefon auf und man kann dieses daher als Nullinstrument (für Wechselstrom) in ähnlicher Weise wie das Differentialgalvanometer benutzen.

W. Jaeger.

Differenztöne s. Kombinationstöne.

Diffraction = Beugung (s. d.).

Diffus leuchtende Fläche, vollkommen: eine im eigenen oder reflektierten oder durchgelassenen Licht proportional $\cos \epsilon$ leuchtende Fläche s. Photometrische Gesetze und Formeln, Nr. 9; ferner Photometrische Größen und Einheiten.

Diffuse Doppelschicht. Der Potentialsprung an der Grenze eines festen Körpers gegen das Vakuum oder einen Gasraum oder eine Flüssigkeit besteht nicht in einer völlig abrupten Unstetigkeit an der Oberfläche. Auch wenn man von den Abweichungen der physikalischen Grenze von der rein geometrischen Oberfläche absieht, hat man mit

einem allmählichen Übergang des Potentials zu rechnen, wenn elektrisch geladene Partikel, Elektronen oder Ionen durch das äußere Feld oder durch ihre Bildkraft in der Nähe der Grenzfläche adsorbiert werden. Diese Adsorption besteht naturgemäß in einer der Feldrichtung entsprechenden Bevorzugung entweder der positiven oder negativen Träger. Die Dicke der diffusen Doppelschicht ist daher dieselbe, wie die der Adsorptionsschicht, also im allgemeinen praktisch nur die von einem Moleküldurchmesser. Indessen erreicht sie bei Elektrolytlösungen großer Verdünnung auch größere Tiefen (vgl. O. Stern, Zeitschrift für Elektrochemie 1924). Die endliche Größe der Ionenradien bedingt es, daß die diffuse Doppelschicht nicht bis in die unmittelbare Nähe der benetzten Grenzfläche heranreicht. Zwischen einem Metall und der mittleren Entfernung der ersten anliegenden Ionenschicht besteht ein Potentialsprung, dessen Größe von der Kapazität dieser „Helmholtzschen“ Schicht abhängt. Die thermodynamische Potentialdifferenz zwischen dem Inneren von Metall und Elektrolyt umfaßt die Helmholtzsche und die diffuse Doppelschicht. Auf der Verschieblichkeit der Raumladung parallel zur Grenzfläche des von der Elektrolytlösung benetzten Metalls beruhen die sog. elektrokinetischen Erscheinungen, bei welchen es (nach Freundlich) nur auf die Potentialdifferenz innerhalb der diffusen Schicht ankommt.

H. Cassel.

Näheres s. H. Freundlich, Kapillarchemie 1930.

Diffusion. In einem vertikalen Zylinder vom Querschnitt eins sei oben ein leichteres, unten ein schwereres Gas. Die Zahl der Molekeln des oberen Gases sei je Volumeneinheit $N_1 = N_1 + az$, wobei z die Koordinate in vertikaler Richtung bedeutet, folglich, da wegen der Konstanz des Drucks im ganzen Gefäß (s. Daltonsches Gesetz) ($N = N_1 + N_2$ sein muß, wenn N_2 die Zahl der Molekeln des zweiten Gases in der Volumeneinheit bedeutet, so ist $N_2 = N_2 - az$). Es wandern nun die Gase gegeneinander und es geht vom ersten Gas in der Sekunde die Menge δa durch den Querschnitt nach unten und vom zweiten ebensoviel nach oben. Man nennt dann δ den Diffusionskoeffizienten.

Wir fassen nun eine bestimmte Horizontalebene ins Auge. Der Einfachheit halber nehmen wir an, ein Drittel der Molekeln fliege parallel zur x-Achse, ein Drittel parallel zur y-Achse und ein Drittel parallel zur z-Achse. Die Geschwindigkeit der Molekeln des ersten Gases sei c_1 , ihre mittlere Weglänge λ_1 . Alle Molekeln des ersten Gases, die unsere Ebene durchfliegen, kommen im Mittel aus der Höhe λ_1 über derselben. Dort ist ihre Konzentration $N_1 + a \lambda_1$. In der Sekunde fliegen daher $\frac{1}{6} (N_1 + a \lambda_1) c_1$ Molekeln von oben nach unten und gleicherweise $\frac{1}{6} (N_1 - a \lambda_1) c_1$ Molekeln von unten nach oben.

(Eine analoge Betrachtung siehe im Artikel „Innere Reibung“.) Der Überschuß der nach abwärts wandernden Molekeln ist also $\frac{1}{3} a \lambda_1 c_1$. Vom zweiten

Gas wandern nach aufwärts $\frac{1}{3} a \lambda_2 c_2$ Molekeln. Da diese Zahlen im allgemeinen verschieden sein werden, so werden, falls z. B. $\lambda_1 c_1 > \lambda_2 c_2$ ist, im ganzen $\frac{1}{3} a (\lambda_1 c_1 - \lambda_2 c_2)$ Molekeln nach abwärts

wandern. Das hätte eine Druckerhöhung im unteren Teil des Gefäßes zur Folge, was durch eine Verschiebung des Gasgemisches nach oben ausgeglichen werden muß. Die Konzentrationen in der fixierten Ebene seien N_1 und N_2 , wobei $N_1 + N_2 = N$ ist. Von den $\frac{1}{3} a (\lambda_1 c_1 - \lambda_2 c_2)$ Molekeln werden daher

vom ersten Gas $\frac{1}{3} a (\lambda_1 c_1 - \lambda_2 c_2) \frac{N_1}{N}$, vom zweiten

$\frac{1}{3} a (\lambda_1 c_1 - \lambda_2 c_2) \frac{N_2}{N}$ nach oben wandern. Ziehen wir

das alles in Betracht, so erhalten wir für die Anzahl der nach unten wandernden Molekeln des ersten Gases

$$\frac{1}{3} a \lambda_1 c_1 - \frac{1}{3} a (\lambda_1 c_1 - \lambda_2 c_2) \frac{N_1}{N} = \frac{1}{3} a \lambda_1 c_1 \left(1 - \frac{N_1}{N}\right) + \frac{1}{3} a \lambda_2 c_2 \frac{N_1}{N} = \frac{a}{3N} (\lambda_1 c_1 N_2 + \lambda_2 c_2 N_1).$$

Folglich ist nach dem früheren der Diffusionskoeffizient

$$\delta = \frac{1}{3N} (\lambda_1 c_1 N_2 + \lambda_2 c_2 N_1).$$

Die mittlere Weglänge (s. d.) ist verkehrt proportional der Zahl der Molekeln, daher ist der Klammerausdruck in unserer Formel vom Druck unabhängig. Nach dem Boyle-Charlesschen

Gesetz (s. d.) ist $N = \frac{3p}{m c^2}$. Folglich ist der

Diffusionskoeffizient dem Ausdruck $\frac{c^3}{p}$ proportional

oder proportional $\frac{T^{3/2}}{p}$. Die Abhängigkeit vom

Druck bestätigt sich, mit der Temperatur wächst δ jedoch rascher als die Formel verlangt. Die Ursache davon ist dieselbe wie bei der inneren Reibung (s. d.).

Aus den Formeln für die innere Reibung, Wärmeleitung (s. d.) und Diffusion erkennt man einen innigen Zusammenhang dieser Größen, so daß sich z. B. der Diffusionskoeffizient direkt durch die Reibungskoeffizienten der diffundierenden Gase darstellen läßt.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX, 430.

Diffusion adsorbierter Stoffe. Die Benetzbarkeit fester Stoffe durch Flüssigkeiten gibt zu dem bekannten Phänomen des Kriechens z. B. von Petroleum über Glas Veranlassung. Die Zustandsformen der adsorbierten Materie sind nun ebenso mannigfaltig wie die der in Masse auftretenden. Man hat auch in den adsorbierten Schichten gasförmige, flüssige und feste zweidimensionale Gebilde von der Dicke eines Moleküldurchmessers zu unterscheiden (s. Zustandsgleichung adsorbierter Stoffe). Der bekannten Ausbreitung von Flüssigkeitshäuten entspricht daher die Ausbreitung gasförmiger Adsorptionsschichten, welche Volmer und Adhikari (Zeitschrift für physikalische Chemie 1926) am Beispiel von Benzophenon auf Glas nachgewiesen haben, und die theoretisch in derselben Weise zu behandeln ist, wie die räumliche Diffusion von Gasen oder von Stoffen in verdünnter Lösung. An Oberflächen flüssiger Körper superponiert sich zu der Diffusion die Ausbreitung durch hydrodynamische Strömungen, welche unter der Oberfläche in der Richtung von höherer zu niedriger Grenzflächenspannung innerhalb der Oberfläche entgegengesetzt fließen.

H. Cassel.

Näheres z. B. bei H. Cassel, Ergebnisse d. exakt. Nwsschft. 6, 1927.

Diffusion von Gasionen. Die Ionen diffundieren wie ein beigemischtes fremdes Gas nach genau den gleichen Gesetzen nach Orten kleinerer Konzentration, wie sie in Gasen und Flüssigkeiten gelten (s. Diffusion). Der Diffusionskoeffizient D ist für Ionen wesentlich kleiner als der Diffusionskoeffizient neutraler Gase und läßt sich aus der Beweglichkeit k der Gasionen nach der Formel

$$D = k \frac{p}{Ne}$$

berechnen, wo p der Gasdruck in Dyn, N die Zahl der Gasmoleküle im cm^3 und e das elektrische Elementarquantum ist. Die Ionendiffusion spielt bei den Gasentladungen eine wichtige, die Erscheinungen komplizierende Rolle.

Güntherschulze.

Diffusionsdiaphragma. Die Vorrichtung an Diffusionsluftpumpen (s. d.), die eine ausreichende Sperrung des Rezipienten vom Dampfraum der Pumpe hervorbringt und dadurch erst den Vorgang der Diffusion ermöglicht, heißt nach Gaede Diffusionsdiaphragma.

H. Ebert.

Diffusionskoeffizient der Ionen s. Diffusion von Gasionen.

Diffusionsluftpumpe. Zur Erzeugung eines Hochvakuums wird der Vorgang der Diffusion benutzt, indem die Luftmoleküle in einen luftleeren Dampfstrahl hineindiffundieren und mit dem Dampf fortgeschafft werden. Es spielt hierbei also nicht das Total-, sondern das Partialdruckgefälle eine Rolle. Gaede hat die Verhältnisse in der Ztschr. f. techn. Phys. 4, 337, 1923 klargestellt. Zum wirk-

samen Abtransport der Gasmoleküle muß die Stelle, an der die Diffusion stattfindet, richtig dimensioniert sein. Das wird durch das Diffusionsdiaphragma erreicht. Fig. 1 zeigt das Schema einer Diffusionsluftpumpe. Bei A wird der Dampfstrahl zugeleitet, fließt in der Pfeilrichtung über F nach B und wird daselbst wieder an der gekühlten Wand kondensiert. Der Dampfdruck P_1 bei F wird dadurch sehr niedrig gehalten, daß bei B eine Hilfspumpe angeschlossen wird, die ein Vorvakuum von etwa 0,1 mm Hg erzeugt und daß ferner Quecksilberdampf verwendet wird, dessen Spannkraft bei den in Betracht kommenden Temperaturen gerade die geeignet niedrigen Werte hat. Die Dampfrohre D_1 und D_2 stehen so nahe einander gegenüber, daß der Austritt des Dampfes von F durch den spaltförmigen Zwischenraum e nach der gekühlten Wand E ausreichend gesperrt ist, um eine Diffusion der Luft in entgegengesetzter Richtung von E nach F zu ermöglichen.

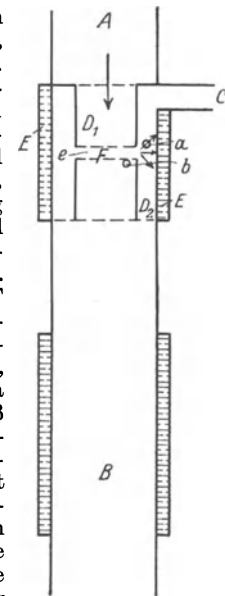


Fig. 1. Schema der Diffusionsluftpumpe nach Gaede.

Das bei C eintretende Gas diffundiert entgegen dem schwachen, aus dem Spalt e austretenden Dampfstrom durch den Spalt e hindurch und wird bei F von dem starken Dampfstrom B in das Vorvakuum mitgerissen.

Da nachgewiesen ist, daß der Abstand zwischen der Kondensationsfläche und dem Spalt die Saugleistung einer Pumpe nur wenig beeinflußt, kann das Rohr D_2 ganz entfernt werden. In diesem Falle ist die Eintrittsöffnung für das Gas in den Dampfstrom der Spalt, der durch die Kühlfläche E und den unteren Rand des Rohres D_1 begrenzt wird.

Beim Durchtritt durch den Spalt findet das Gas infolge der Molekülzusammenstöße mit dem Dampf Hemmungen, die im Falle der Fig. 1 auf den unmittelbaren Bereich des Spaltes beschränkt sind, weil sich der Dampf beim Austritt aus dem Spalt in den Hochvakuumraum nach allen Seiten fächerförmig ausbreitet. Diese Hemmungen werden in der hydrodynamischen Theorie dem Diffusionsgegendruck zugeschrieben. Dieser Gegendruck muß bei einer guten Saugleistung der Pumpe möglichst klein gehalten werden. Das wird durch eine große Dampfgeschwindigkeit erreicht, die durch geeigneten Einbau von Treibdüsen bei D_1 wesentlich erhöht werden kann.

Langmuir mißt der Forderung einer wirksamen Kondensation des Dampfes die wichtigere Bedeutung zu und nennt das von ihm konstruierte Modell: Kondensationspumpe. Molthan hat aber gezeigt, daß für Hochvakuum pumpen all dieser Art die Diffusion das Wesentliche ist. Zugleich berechnet er die Ausbildung des Dampfstrahles beim Austritt aus der Düse einer Diffusions- und einer Dampfstrahlpumpe und zeigt dabei deutlich den Unterschied beider Pumpenarten.

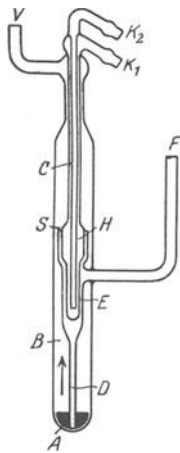


Fig. 2. Gaede'sche Diffusionsluftpumpe.

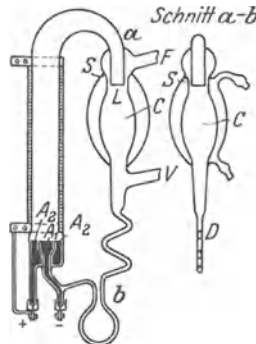


Fig. 3. Langmuir'sche Diffusionsluftpumpe.

Von den vielen Formen der Diffusionsluftpumpen kann nur eine Auswahl genannt werden. Aus Glas mit innerem Diffusionsdiaphragma aus Stahl besteht das erste von Gaede konstruierte Modell. Der bei A (s. Fig. 1) erzeugte Quecksilberdampfstrom steigt in Richtung des Pfeiles auf, biegt am oberen Ende des Diaphragmas C um, kehrt durch D zurück und wird in E kondensiert, K_1, K_2, K_3, K_4 sind Ein- und Auslässe für das Kühlwasser. S ist der Diffusionspalt. Bei V_1 und V wird das Vorvakuum erzeugt. V_1 wird nach Erreichen eines bestimmten Druckes durch das Vakuumventil automatisch abgeschlossen. Mit Hilfe des Thermometers T wird die für diese Pumpe günstigste Temperatur eingestellt. Das neuere Modell zeigt Fig. 2. Bei A befindet sich das zu verdampfende Quecksilber. S und H bilden das Diaphragma.

C ist der Kühler, V das Vorvakuum, F das Hochvakuum und D das Rückflußrohr.

Ebenfalls aus Glas besteht das Langmuir'sche Modell (Fig. 3) mit Quecksilberlichtbogenlampe (A_1 Kathode, A_2 Anode) als Heizvorrichtung nach Siemens und Halske. C ist der Kondensraum; S und L bilden das Diaphragma.

Ferner sind Modelle aus Quarz (Volmer), teils aus Quarz, teils aus Glas und endlich aus Metall (Gaede [Fig. 4] und Stinzing) gebaut.

In Fig. 4 bedeuten I, II, III die verschiedenen übereinander geordneten Stufen, V das Vor-, H das Hauptvakuum, G das Gehäuse mit Wasserkühlung KK, Q das Quecksilber.

Zur Bewertung der einzelnen Modelle ist zu berücksichtigen a) das erforderliche Vorvakuum, b) das Endvakuum, c) die Sauggeschwindigkeit und d) die Betriebssicherheit. Die letztere wiederum unterteilt sich in Haltbarkeit, Zuverlässigkeit und Einfachheit der Pumpe. Dazu kommt noch die Frage nach einem guten Wirkungsgrad, wobei der Verbrauch an Gas oder Elektrizität und Wasser der übrigen Leistung der Pumpe gegenübergestellt wird.

Die Sauggeschwindigkeit $S = \frac{V}{t_2 - t_1} \ln \frac{p_1}{p_2}$, wo V den Gesamthalt der zu evakuierenden Apparatur, p_1 und p_2 die zu den Zeiten t_1 und t_2 herrschende Drücke bedeuten. H. Ebert.

Diffusionspotential. Die Zersetzungsprodukte der elektrolytischen Dissoziation lassen sich durch Diffusion nicht in wägbarer Menge trennen. Die Ursache dieser auch Elektroneutralität genannten Erscheinung ist zweifellos in den elektrostatischen Anziehungskräften zu erblicken, mit welchen die Ladungen der Ionen (s. d.) sich gegenseitig festzuhalten suchen. Die verschiedene Beweglichkeit (s. Leitvermögen) der Ionen läßt aber vermuten, daß wenigstens auf kurze Strecken die schnelleren den langsameren Ionen vorausseilen und daß sich diese spurenweise Scheidung der Ionen wegen ihrer außerordentlich großen Ladung als elektrostatische Wirkung erkennen lasse. Denkt man sich nach Nernst (1888) einen wagerechten Diffusionszylinder mit einem nahezu vollständig dissoziierten binären Elektrolyten in hinreichend verdünnter Lösung gefüllt, dessen Konzentration η (gemessen in g-Äquivalenten pro ccm) in verschiedenen parallelen Schichten senkrecht zur Achse kontinuierlich zunimmt, so wirken in demselben zweierlei Kräfte auf jedes einzelne Ion: Das Gefälle des osmotischen Druckes mit der Kraft $\frac{1}{\eta N} \frac{dp}{dx}$, wo N die

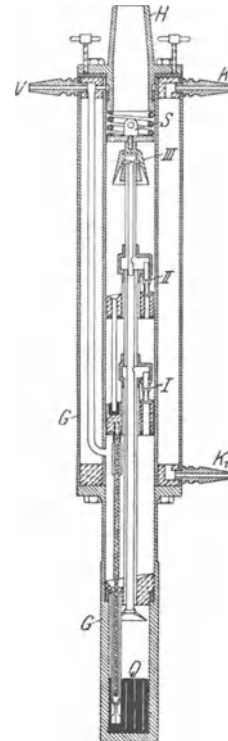


Fig. 4. Gaede'sche Diffusionsluftpumpe aus Metall.

Avogadro'sche Zahl bedeutet und das von den Ionenladungen $\pm e$ ausgehende elektrostatische Feld \mathcal{E} mit der Kraft $\pm e\mathcal{E}$. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Ionen in dem widerstehenden Lösungsmittel bewegen, ist proportional der bewegenden Kraft und der Ionenbeweglichkeit u des Kations, v des Anions. Durch den Querschnitt von 1 qcm wandert in der Zeiteinheit eine Ionenmenge M , die ihrer Anzahl und ihrer Geschwindigkeit proportional ist, also

$$M_K = u \left(\frac{dp}{dx} + \eta Ne \mathcal{E} \right) = u \left(\frac{dp}{dx} + \eta F \mathcal{E} \right)$$

$$M_A = v \left(\frac{dp}{dx} - \eta Ne \mathcal{E} \right) = v \left(\frac{dp}{dx} - \eta F \mathcal{E} \right)$$

wenn F die Ladung von einem g-Äquivalent ist. Diese beiden Ionenmengen dürfen wegen der Elektroneutralität der Lösung einander gleichgesetzt werden. Daher folgt

$$F \mathcal{E} = - \frac{u - v}{u + v} \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dx}$$

Berücksichtigt man, daß $p = \eta RT$, und integriert, so erhält man die E.K. zwischen zwei verschiedenen Lösungen desselben Elektrolyten:

$$E = \frac{u - v}{u + v} \frac{R}{F} T \ln \frac{\eta_2}{\eta_1}$$

In den Fällen, wo die Beweglichkeit der Anionen und Kationen nahezu einander gleich ist, kann diese E.K. praktisch vernachlässigt werden. Siehe auch die Artikel „Konzentrationsketten, Flüssigkeitsketten“. *H. Cassel.*

Näheres s. Nernst, Theoretische Chemie. Stuttgart 1913.

Diffusor oder Verdichtungsdüse heißt ein konisches Rohrstück, in dem Strömungsgeschwindigkeit in Druck umgesetzt wird. Für verlustfreie, adiabatische, horizontal verlaufende Strömung gilt die Gleichung:

$$(1) \quad \dots \quad \frac{dF}{F} = \left(\frac{g v}{w^2} - \frac{1}{\kappa p} \right) dp$$

Hierin ist F der Strömungsquerschnitt, w die Geschwindigkeit, v das spezifische Volumen, p der statische Druck der strömenden Flüssigkeit, g die Erdbeschleunigung, κ der Exponent der Adiabate. Soll bei wachsendem p auch F zunehmen, so muß $\frac{g v}{w^2} > \frac{1}{\kappa p}$ oder $w < \sqrt{g \kappa p v}$, d. i. die Schallgeschwindigkeit sein. Soll also im Diffusor eine Verdichtung erfolgen, so muß bei Unterschallgeschwindigkeit der Strömung der Leitungsquerschnitt in der Strömungsrichtung zunehmen, bei Überschallgeschwindigkeit abnehmen.

Die Erweiterung der Leitung darf nicht zu rasch erfolgen; in der Praxis haben sich Öffnungswinkel von etwa 10° bewährt. Der Wirkungsgrad eines zweckmäßig gebauten Diffusors liegt etwa bei 85%.

S. Erk.

Näheres s. A. Riffart, Diss. München (T. H.), 1922.

Digrieren (Chemie). Längere Zeit fortgesetztes Behandeln einer Flüssigkeit mit einem Bodenkörper bei mäßiger Temperatur. *Günther.*

Digression der Planeten. Die unteren Planeten, Merkur und Venus, die der Sonne näher stehen als die Erde, können sich in Winkelabstand nicht beliebig weit von der Sonne entfernen. Den Winkelabstand nennt man Digression oder Elongation.

Die größte Elongation beträgt für Merkur im Mittel 23° , im besten Falle infolge seiner starken Bahnexzentrizität 28° . Bei Venus, die eine sehr

geringe Bahnexzentrizität besitzt, beträgt die größte Elongation durchweg 46° . *Bottlinger.*

Digression der Zirkumpolarsterne. Die zwischen Himmelspol und Zenit kulminierenden Sterne können bei ihrem täglichen Lauf nicht alle Azimute einnehmen. Die größte Abweichung vom Nordpunkt (auf der Südhälfte vom Südpunkt) nennt man ihre größte Digression. *Bottlinger.*

Dilatation (kubische) s. Volumdehnung.

Dilatation, lineare s. Deformationszustand, Verzerrungszustand.

Dilatation und Rotation. Betrachtet man eine beliebige kleine Deformation eines in einem Kontinuum durch eine Hüllfläche abgegrenzten sehr kleinen Volumens, so kann (von einer Verschiebung des Elements als Ganzes abgesehen) der deformierte Zustand aus dem ursprünglichen hervorgegangen gedacht werden

1. durch Dehnung nach drei zueinander senkrechten Achsen und
2. durch eine Drehbewegung.

Man nennt diese beiden Anteile der Deformation ihrer Bedeutung entsprechend Dilatation und Rotation. Ihre Werte ergeben sich durch Zerlegen des Deformationstensors in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil. Über Rotation in der Hydrodynamik im besonderen siehe unter Wirbelbewegungen. *Eisner — O. Schrenk.*

Dilatometer s. Ausdehnung durch die Wärme und Fizeausches Dilatometer.

Dimension. Dieses Wort wird in der Physik in drei ganz verschiedenen Bedeutungen gebraucht.

1. Eine Mannigfaltigkeit besitzt so viele Dimensionen, wie Bestimmungsstücke notwendig sind, um ein Element der Mannigfaltigkeit festzulegen. Dimension bedeutet also Erstreckungsrichtung einer Mannigfaltigkeit. Die Dimensionszahl, die stets eine ganze Zahl ist, ist das wichtigste topologische Charakteristikum der Mannigfaltigkeit. Beispiele sind die drei Dimensionen des Raumes, die drei Dimensionen der Farbenmannigfaltigkeit, die N - r -Dimensionen des Phasenraums (s. Ergodenhypothese).

2. Die Längen gewisser für ein physikalisches Ding wichtiger Erstreckungen werden ebenfalls als Dimensionen bezeichnet, z. B. die Dimensionen eines Zimmers, die Dimensionen der Erde. Hier hat das Wort eine quantitative Bedeutung.

3. Alle physikalischen Größen werden mit einer Dimension behaftet gedacht, wobei die Dimension die Qualität der Größe charakterisiert. So ist eine Beschleunigung von anderer Dimension als eine Geschwindigkeit oder eine elektrische Feldstärke; hierin liegt jedoch nichts über die zahlenmäßige Größe ausgesprochen. Im physikalischen Maßsystem wird die Dimension jeder Größe als zusammengesetzt aus den elementaren Dimensionen Länge, Masse, Zeit dargestellt; diese Zurückführung gelingt jedoch nicht ohne eine gewisse Willkür, indem gewisse Zahlenfaktoren oder sogar Zustandsgrößen (wie die Temperatur) willkürlich als dimensionslos gesetzt werden. Die Zurückführung besitzt jedoch eine große praktische Bedeutung, weil sie eine leichte Kontrolle physikalischer Gleichungen ermöglicht; die beiden Seiten einer physikalischen Gleichung müssen dimensionsgleich sein. *Reichenbach.*

Die Beziehung der verschiedenen physikalischen Einheiten zu den drei Grundeinheiten der Masse,

Länge und Zeit werden durch die sogenannten „Dimensionen“ angegeben, d. h. durch die in eckige Klammern gesetzten Potenzen der Grundeinheiten. Beispiel: Dimension der Kraft allgemein [m.l.t.—2] und im C.G.S.-System [g.cm.sek.—2]. Die Buchstaben l, m, t, statt deren auch die großen Buchstaben L, M, T verwendet werden, bedeuten dabei die Einheiten der Länge, Masse und Zeit (vgl. Absolutes Maßsystem). *W. Jaeger.*

Dimorphismus s. Polymorphismus.

Dioptr, eine Vorrichtung, die zum Anvisieren einer bestimmten Richtung dient. Sie besteht aus zwei fest miteinander verbundenen Scheiben, die je ein feines Loch besitzen, durch welche hindurchvisiert wird. *Bottlinger.*

Dioptrie. Von einem lichtbrechenden System (Linse, Brille), das die Brennweite *f* hat, sagt man: es hat die Brechkraft (s. d.) (Stärke) $1/f$. Als Maß für die Brechkraft benützt man die Dioptrie (dptr.). Man definiert sie als die Brechkraft einer Linse von 1 m Brennweite, d. h. durch 1:1 m. Eine Linse von $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{n}$ Meter Brennweite nennt man eine Linse von 2, 3 n Dioptrien. Man mißt auch die Brechkraft eines Brillenglases in Dioptrien (Vorschlag des Straßburger Ophthalmologen Monoyer Anfang der siebziger Jahre des vorigen Jahrhunderts). Früher maß man *f* in rheinländischen (preußischen) Zoll und nannte die Brillennummer nach der Brennweite, z. B. ein Konkavglas von 10 Zoll Brennweite: — 10. Genügend genau für die Praxis rechnet man die Zollzahl in die Dioptriezahl um, wenn man die Zollzahl in 40 dividiert. Der früheren Bezeichnung: — 10 entspricht z. B. die jetzige: — 4 Dioptrien.

Diotisches Hören s. Schallrichtung.

Dipol. 1. In der drahtlosen Telegraphie ein aus zwei durch einen kurzen Draht verbundenen Kugeln oder Platten bestehendes System, das einen Hertzsehen Oszillator zur Erzeugung von Schwingungen sehr kurzer Wellenlänge bildet.

2. In der Atomphysik jedes Atom oder Molekül, das elektrisch polare Eigenschaften zeigt (elektrische Pole hat) und infolgedessen durch zwei in einem gegebenen Abstand 1 sich befindende Ladungen e dargestellt werden kann. Das Produkt aus den Ladungen und dem Abstand wird das Dipolmoment μ genannt. Als Ladung wird das elektrische Elementarquantum *e* oder ein Vielfaches davon angesetzt. Atomare Dipole entstehen durch Verschiebung von Elektronenhülle und Kern gegeneinander (s. Atomdeformation), molekulare Dipole durch Zusammentritt von Ionen entgegengesetzter Ladung zu einem Molekül. Sind die Dipole beweglich, wie es in Flüssigkeiten und Gasen der Fall ist, so sind sie in einem elektrischen Feld bestrebt, sich in die Feldrichtung einzustellen, ein Bestreben, das durch die Wärmebewegung dauernd gestört wird. Durch die Einstellung in die Feldrichtung wird die Dielektrizitätskonstante des Körpers stark vergrößert. Aus der Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der Temperatur läßt sich das Dipolmoment μ rechnerisch ermitteln. Die Theorie dieser Erscheinungen ist von Debye entwickelt worden.

Folgende Dipolmomente sind u. a. bisher mit einiger Sicherheit gemessen worden:

Substanz	Dipolmoment
Wasserdampf	18,7·10—19
Kohlensäure	3,0·10—19

Substanz	Dipolmoment
Schwefeldioxyd	18·10—19
Äthyläther, flüssig	12·10—19

Güntherschulze.

Näheres s. O. Blüh, Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Dielektrizitätskonstanten. Phys. Ztschr. 27, 226, 1927.

Dipol s. Quelle.

Direkte Beleuchtung und vorwiegend — s. Beleuchtungsanlagen, I.

Direktionskraft (Richtkraft). Die Richtkraft ist allgemein diejenige Kraft, welche einen drehbaren Körper in seine Ruhelage zurückzubringen sucht. Physikalisch ist diese Größe ein Drehmoment (Kraft \times Länge) mit der Dimension (m l² t—2). Bei kleinen Winkeln ist sie dem Winkel proportional. Die Richtkraft rührt entweder von den Aufhängefäden (-Drähten, -Bändern usw.) oder von besonderen Federn her, oder aber sie wird durch äußere Kräfte bewirkt, wie z. B. bei Magneten durch das äußere magnetische Feld (Erdfeld usw.); s. auch Bifilaraufhängung. *W. Jaeger.*

Dirichletsches Paradoxon s. d'Alembertsches Paradoxon.

Disjunktor s. Geschossgeschwindigkeit.

Diskontinuierliche Flüssigkeitsbewegung s. Diskontinuitätsfläche.

Diskontinuitätsflächen (Unstetigkeitsschichten, Trennflächen, Trennschichten). Allgemein gültige Betrachtungen über die möglichen Arten von Diskontinuitäten s. bei Dühem (Encyclop.) und Lichtenstein, Hydrodynamik. Diskontinuitätsflächen, wie sie in physikalischen Vektorfeldern am häufigsten auftreten, sind im wesentlichen solche Flächen, bei deren Durchschreiten die tangentialen Vektorkomponenten sprunghafte Änderungen erfahren, während die Normalkomponente stetig ist, d. h. also solche nullter Ordnung in der Lichtenstein-Dühemschen Klassifikation.

In der Hydrodynamik kommen vor allem beim Geschwindigkeitsvektor solche Unstetigkeiten vor. Mit Trennungsflächen im engeren Sinn sind hier solche im homogenen Medium gemeint. (Über Diskontinuitätsflächen bei Strahlbildung s. Strahl. Trennungsschichten im inhomogenen Medium s. a. freie Oberfläche; hier gelten längs der Trennschicht besondere Druck-, bzw. Geschwindigkeitsbedingungen.) Solche Diskontinuitätsschichten können stets als Wirbelschichten aufgefaßt werden (s. Wirbelbewegungen, besonderer Abschnitt Wirbelschichten). Sie können sich nur unter besonderen Bedingungen bilden (z. B. beim Verlassen von Körperoberflächen, durch Zusammenfluß, durch Zusammenfallen freier Oberflächen s. a. Ablösung). Sie erhalten sich in wirklichen Strömungen nie lange aufrecht. Unmittelbar nach ihrer Entstehung beginnt der Geschwindigkeitssprung sich durch Reibungseinfluß auszugleichen und es entstehen Übergangsgebiete von endlicher Breite; oder da die diskontinuierliche Strömung gegenüber kleinen Störungen instabil ist (Ausbuchtungen z. B. wachsen durch örtliche Druckwirkungen an), löst sie sich nach ziemlich kurzem Wege in einzelne „Wirbel“ auf. Trennschichten wurden erstmals von Helmholtz eingeführt zur Berechnung des Widerstands von Körpern in Flüssigkeitsströmungen; s. Bewegungswiderstand in Flüssigkeiten; Rechenmethoden s. Strahl. *Eisner — O. Schrenk.*

Diskret ist der Gegensatz von kontinuierlich. Z. B. bilden die ganzen Zahlen eine diskrete Reihe.

während die Punkte einer geometrischen Linie kontinuierlich aufeinanderfolgen.

Reichenbach.

Dislokation. Störung der ursprünglichen Anordnung der festen Erdkruste durch tektonische Vorgänge, die namentlich an den Lageveränderungen der ursprünglich in horizontalen Schichten abgelagerten Sedimentgesteine erkennbar und nachweisbar ist. Sie kann in horizontaler und vertikaler Richtung erfolgen. Erstere wird als Blattverschiebung bezeichnet, die in einer Horizontalverschiebung der Gesteinsschichten längs einer Bruchspalte besteht, ein Vorgang, der gelegentlich bei Erdbeben auftritt. So ist z. B. bei dem Kalifornischen Erdbeben am 18. April 1906 eine Horizontalverschiebung bis zu 6 m längs der entstandenen Erdbebenspalte nachgewiesen worden. Bei den vertikalen Dislokationen unterscheidet man Verwerfungen und Falten. Erstere sind Vertikalverschiebungen längs einer Bruchspalte, die meist größere Erdschollen betreffen und deren „Sprunghöhe“ Tausende von Metern erreichen kann. Bleibt bei einer geringen Vertikalverschiebung der Zusammenhang der Gesteinsschichten bestehen, so daß dieselben nicht zerbrochen, sondern nur „geschleppt“ werden, so spricht man von einer Flexur. Sie bildet den Übergang zu den Falten, deren einfachste Art die normale stehende Falte ist. Sie besteht aus dem Sattel, von dem die Schichten beiderseits abfallen (Antiklinale) und der Mulde, der sich die Schichten beiderseits zuneigen (Synklinale). Die Form der in der Natur vorkommenden Falten ist außerordentlich mannigfaltig. Oft sind sie asymmetrisch, nach einer Seite verschoben, ja ganz umgelegt und auf sehr weite Entfernungen hin über andere Schichten hinübergeschoben (Deckfalte). Mitunter sind primär gefaltete Schichten nachträglich noch mehrmals gefaltet worden, so daß die Schichten förmlich zerknittert sein können. Der Vorgang der Faltung beweist, daß die festesten Gesteinsschichten durch den Druck der überlagernden Massen, wahrscheinlich in Verbindung mit der hohen Temperatur in größeren Tiefen, plastisch geworden sind und in diesem Zustande einer weitgehenden Umformung fähig waren (s. Gesteine).

Ob die Faltung oder die Verwerfung eine wichtigere Rolle in der Physiognomie der Erdoberfläche spielt, darüber sind die Meinungen geteilt.

Die Dislokationen entstehen durch Auslösung von Spannungen in der Erdkruste, deren Ursachen komplexer Natur zu sein scheinen. Die große Mehrzahl der Forscher steht auf dem Standpunkt, daß letzten Endes die säkulare Abkühlung des gesamten Erdkörpers als Hauptursache zu betrachten sei, weil mit ihr eine Verringerung des Volumens der Erde und daher eine Schrumpfung der äußeren Rinde verbunden sein müsse. Aber auch diese Kontraktionshypothese stützt sich auf Annahmen über die Tektonik der Erdkruste, die nicht sicher verbürgt sind. Zahlreiche Dislokationen dürften auch durch die Tendenz zur Wiederherstellung eines durch Massenumsetzungen gestörten isostatischen Gleichgewichtes (s. Isostasie) veranlaßt sein.

O. Baschin.

Dispersives System s. Gaußsche Abbildung.

Disparate Netzhauptpunkte s. Raumwerte der Netzhaut.

Disperse Systeme. Disperse Systeme sind inhomogene Systeme, in denen ein Stoff in mehr oder minder feinzerteiltem Zustande von einem

anderen umgeben ist (z. B. Kristalle in der Mutterlauge). Der verteilte Stoff ist die disperse Phase, das Medium, in dem sich die Teilchen befinden, ist das Dispersionsmittel (Wo. Ostwald).

Einteilung der dispersen Systeme. Eine Klassifikation der dispersen Systeme ist von den verschiedensten Gesichtspunkten aus unternommen worden. Am gebräuchlichsten ist die Einteilung nach dem Aggregatzustand des Dispersionsmittels (Zsigmondy) und der dispersen Phase (Ostwald), sowie nach dem Dispersitätsgrad (vgl. Tabelle I).

Tabelle I.
Einteilung nach dem Aggregatzustand.

Disperse Phase	Dispersionsmittel		
	a) gasförmig	b) flüssig	c) fest
1. Fest	Schneewolken, Rauch, Staub, kosmischer Staub, Vulkanaschen	Quarzaufschlammung, Weizenstärke, Tontrübungen, kolloide Metalle, Eiweißkörper	Rubinglas, gefärbte Mineralien, z. B. blaues Steinsalz, Rauchquarz
2. Flüssig	Nebel, Regen	Öltröpfchen in Wasser	Mineralien mit Flüssigkeitseinschlüssen
3. Gasförmig	—	Schaum	Mineralien mit gasförmigen Einschlüssen

Die Abteilungen Ia, b, c sind nach Zsigmondy allgemein korrekt durchführbar, während die Unterteilungen 1, 2, 3 von Ostwald nur dann ohne Bedenken gemacht werden können, wenn der Aggregatzustand der dispersen Phase bekannt ist.

Tabelle II.
Einteilung nach dem Dispersitätsgrad.

	Dispersionen	Dispersoide	Maximaldisperse Systeme
Teilchengröße	> 1000 Å (1 Å = 10 ⁻⁸ cm)	1000 Å bis ca. 10 Å	< ~ 10 Å bei anorganischen Stoffen < ~ 300 Å bei organ. Stoffen
Teilchenzahl in 1 ccm Gesamtoberfläche aller Teilchen in 1 ccm ¹⁾	< 10 ¹⁵	10 ¹⁵ —10 ²¹	10 ²¹ —10 ²³
Bezeichnung	< 60 qm Suspensionen Emulsionen	60—6000 qm Kolloide	> 6000 qm Echte Lösungen
		Trübungen	Semikolloide

¹⁾ Bei Voraussetzung von Würfelgestalt und dichtester Packung.

Die Angaben der Tabelle II beziehen sich auf die mittlere Teilchengröße. Die Einteilung in Dispersionen, Dispersoide und maximaldisperse Systeme ist durch den Grad (Dispersitätsgrad) der Sichtbarkeit bestimmt. Im Mikroskop liegt die Grenze bei 1100 Å, im Ultramikroskop bei 60 Å, wenn Goldteilchen, 300 Å, wenn organische Stoffe beobachtet werden. Eine schärfere Einteilung der dispersen Systeme nach der Teilchengröße begegnet Schwierigkeiten, da die Eigenschaften der dispersen Systeme außer von der Teilchengröße von anderen Faktoren abhängen (Chemische Natur von Stoff und Medium, Vorhandensein anderer Stoffe).

Eigenschaften der dispersen Systeme. Das physikalische und chemische Verhalten der dispersen Systeme steht zwischen den molekularen Lösungen und den groben Suspensionen und hängt mehr oder minder von der Teilchengröße ab. Eine vergleichende Übersicht findet sich in Tabelle III.

Es zeigt sich, daß bei Unterteilung in die 3 Klassen Dispersionen, Dispersoide und maximaldisperse Systeme von gewissen charakteristischen Unstetigkeiten getrennt sind. Doch ist eine prinzipielle Verschiedenheit im allgemeinen nicht vorhanden, da ja alle möglichen Übergänge vorkommen (Trübungen und Semikolloide), erstere an der Grenze von Suspension zu Kolloid und Semikolloid an der Grenze von Kolloid zur echten Lösung. Die Kolloide neigen im allgemeinen mehr nach den echten Lösungen als nach den Suspensionen (Nernst), wie das osmotische Verhalten und das Diffusionsvermögen beweisen.

Nachweis der Teilchengröße und Struktur. Soweit es sich um mikroskopisch sichtbare Teilchen handelt, läßt sich die Teilchengröße direkt ermitteln. Ultramikroskopische Teilchen können nicht mehr in ihrer wahren Gestalt gesehen werden. Nur ihr Vor-

handensein läßt sich feststellen, wenn ihre Größe mit der der Lichtwellenlängen vergleichbar ist. Die Teilchen erscheinen dann bei Bestrahlung mit intensivem Licht selbstleuchtend, da sie die Lichtstrahlen nach allen Seiten hin diffus zerstreuen. Die Deutlichkeit dieser Erscheinung (Tyndallphänomen) hängt sehr von der Größe und Gestalt der Teilchen, sowie von ihrem Brechungsexponenten ab (Goldteilchen in Hydrosolen sind bis 60 Å, organische Teilchen nur bis 300 Å herab wahrnehmbar). Durch Auszählung aller Teilchen in einem bestimmten Volumen läßt sich unter gewissen Vorsichtsmaßregeln die Teilchengröße ermitteln. Sehr kleine Teilchen, die auch mit dem Ultramikroskop nicht mehr wahrnehmbar sind (Amikronen), lassen sich nach Zsigmondy nach einer an die photographische Entwicklung erinnernde Methode vergrößern.

Ein neues Hilfsmittel zur Bestimmung der Teilchengröße in dispersen Systemen ist die Röntgenuntersuchung nach der Methode von Debye und Scherrer. Die Breite der Beugungsringe, die infolge der inneren Interferenzen an den Atomen der Teilchen im homogenen Röntgenlicht entstehen, ist ein Maß für die Größenordnung (Scherrer). Während echte Lösungen nur einen oder wenige verwaschene Beugungsringe aufweisen, die durch den mittleren Abstand der Moleküle bzw. Ionen bedingt sind, nimmt bei Kolloiden und Suspensionen die Zahl der Interferenzlinien und ihre Schärfe mit wachsender Teilchengröße immer mehr zu. Auch die Gestalt und innere Struktur der Teilchen in dispersen Systemen läßt sich mit Hilfe röntgenographischer Methoden bestimmen. So erwiesen sich die Teilchen in

Tabelle III.

Eigenschaften disperser Systeme.

Bezeichnung	Dispersionen	Dispersoide	Maximaldisperse Systeme
Einfluß der Gravitation	Freiwillige Sedimentation, freiwillige Entnahme	Keine direkte Sedimentation, nur Koagulation	Keine Sedimentation
Stabilität	Nicht stabil	Im allgemeinen wenig stabil	Stabil
Diffusion im System	Diffusion nicht merklich	Vorhanden, sehr langsam	Relativ groß
Diffusion durch Filter	Teilchen passieren Papierfilter nicht	Teilchen passieren Papierfilter, Ultrafilter nicht	Teilchen passieren auch Ultrafilter
Innere Reibung	Größer als bei Kolloiden	Größer als bei echten Lösungen	—
Osmotischer Druck der dispersen Phase gegen Dispersionsmittel	Kein meßbarer osmotischer Druck	Osmotischer Druck klein	Osmotischer Druck zum Teil beträchtlich
Brownsche Bewegung der Teilchen	Nicht merklich	Deutlich wahrnehmbar, langsam	Lebhafte Bewegung der Moleküle
Verhalten im elektrischen Felde	Auftreten von Ladungen der Teilchen, Teilchenwanderungen in feinen Suspensionen merklich (Kataphorese Elektrosmose), Leitfähigkeit nicht nachweisbar	Z. T. beträchtliche Ladung, Teilchenwanderung ähnlich wie bei Elektrolyse, Leitfähigkeit minimal, nicht sicher feststellbar	Ionenbildung. Ionenüberführung (Elektrolyse), Leitfähigkeit in Elektrolyten beträchtlich
Optisches Verhalten	Teilchen objektrett abgebildet (Mikronen)	Teilchen bis 60 Å cm im Ultramikroskop wahrnehmbar, keine objektrettue Abbildung. Tyndallphänomen (Submikronen)	Ultramikroskopisch nicht wahrnehmbar. System optisch leer (Amikronen)
Struktur der Teilchen	Kristalle bzw. kristalline Aggregate und amorphe Molekülaggregate	Z. T. Mikrokristalle (koll. Metalle), z. T. amorphe Teilchen (b. koll. organ. Stoffen), z. T. beide Zustände nebeneinander	Moleküle, Atome, Ionen
Fällungserscheinungen	—	Bei Mischung zweier Kolloide Fällung nur in bestimmten Mengenverhältnissen der Komponenten (Fällungszone)	Bei Mischung zweier Elektrolyte Fällung in belieb. Verhältn. der Komponenten (keine Fällungszone)
Molekulargewicht	Kein bestimmtes Molekulargewicht	Molekulargewichtsbestimmung nur bei hoch molekularen Stoffen zulässig. Sehr großes Molekulargewicht	Molekulargewicht konstant relativ klein

hochkolloidalen Goldlösungen als Mikrokristalle mit dem gleichen Raumgitter, wie die makroskopischen Goldkristalle.

E. Schiebold.

Näheres s. Kolloide. Zsigmondy, Kolloidchemie, 4. Aufl.; M. v. Laue, Ztschr. f. Krist. 64, 115, 1926; Hengstenburg u. Mark, Ztschr. f. Krist. 69, 271, 1928; R. Brill, Ztschr. f. Krist. 68, 387, 1928; R. Brill u. H. Pelzer, Ztschr. f. techn. Physik 10, 1929.

Dispersion s. Bernoullisches Theorem.

Dispersion der Doppelbrechung. In einachsigen Kristallen ändert sich die Stärke der Doppelbrechung, d. i. der Unterschied der Lichtgeschwindigkeiten des ordentlichen und des außerordentlichen Strahles, mit der Farbe, d. h. Wellenlänge des Lichtes, was man als Dispersion der Doppelbrechung bezeichnet. Ebenso ist auch bei den zweiachsigen Kristallen der Unterschied in den drei Hauptbrechungsverhältnissen eine Funktion der Wellenlänge.

Schönrock.

Dispersion der Zirkularpolarisation. Als solche bezeichnet man die große Verschiedenheit der Drehung, welche die verschieden gefärbten Strahlen (Wellenlängen) in optisch aktiven (zirkularpolarisierenden) Körpern erleiden. S. auch Stichwort Rotationsdispersion.

Schönrock.

Dispersion (vgl. anomale Dispersion) **des Lichtes** heißt die Zerlegung gemischten, z. B. weißen Lichtes in seine Bestandteile, die Spektralfarben, gleichviel ob die Zerlegung durch Lichtbrechung oder durch Beugung an einem Gitter stattfindet. Die Dispersion durch Brechung des Lichtes wird in der Regel durch die farbenzerstreuende Wirkung eines Prismas veranschaulicht, ist aber an die prismatische Lichtbrechung nicht gebunden; sie findet vielmehr bereits bei dem Durchgange des Lichtes durch eine Trennungsfäche zweier durchsichtigen Mittel statt, außer in dem Falle, daß das Strahlenbündel eine ebene oder sphärische Trennungsfäche senkrecht durchsetzt. Die Ursache der Dispersion durch Brechung ist die allgemeine Eigenschaft aller lichtdurchlässigen Körper, daß der Brechungsindex für wechselnde Lichtarten (Farben) wechselnde Werte hat, ein Gesetz, von dem es keine Ausnahme gibt, und dem selbst die Gase mit ihrem so geringen Brechungsindex unterworfen sind; die Ursache für die Dispersion durch Beugung ist die Abhängigkeit des Beugungswinkels von der Wellenlänge des Lichtes. So willkommen die genannte Eigenschaft der durchsichtigen Körper für die Erzeugung von Spektren, also für den Bau spektroskopischer Einrichtungen irgendwelcher Art ist, so störend ist sie im allgemeinen bei dem Bau optischer Instrumente, da die von einfachen Linsen und von Ablenkungsprismen entworfenen Bilder eben wegen der Dispersion der Glasarten oder der Kristalle, aus denen die optischen bild-erzeugenden Teile bestehen, bei der Benutzung gemischten Lichtes bunte Ränder haben, mit anderen Worten, da die aus verschiedenfarbigem Lichte erzeugten Bilder verschiedene Lage und sogar Größe haben. Die Überwindung der durch die Dispersion hervorgerufenen Bildverschlechterung durch „Achromatisierung“ der Linsen und Prismen war eine große Leistung und eine unerläßliche Vorbedingung für den Fortschritt im Bau der optischen Instrumente. Näheres hierüber findet sich bei Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie optischer Instrumente nach Abbe, II. Aufl. S. 169 (Leipzig: A. Barth).

Die Abhängigkeit der Lichtbrechung n einer festen, flüssigen oder gasförmigen Substanz von

der Wellenlänge λ des Lichtes läßt sich allgemein darstellen durch die Gleichung $n = f(\lambda)$. Die

Betrachtung des Differentialquotienten $\frac{dn}{d\lambda}$ führt

zur Aufstellung zweier grundlegenden Begriffe der Dispersion. Bei der überwiegenden Mehrzahl aller

Substanzen ist $\frac{dn}{d\lambda} < 0$, d. h. es nimmt in der

Regel mit wachsender Wellenlänge der Brechungsindex stetig ab; dieser Verlauf der Funktion $f(\lambda)$ findet sich bei allen Körpern mit „normaler Dispersion“. Hat jedoch $f(\lambda)$ für einen oder mehrere

Werte von λ eine Unstetigkeit $\left(\frac{dn}{d\lambda} = \pm \infty\right)$ oder

wächst sie zugleich mit λ $\left(\frac{dn}{d\lambda} > 0\right)$, so liegt

„anomale Dispersion“ (s. d.) vor, die in ursächlichem Zusammenhange mit der Absorption des Lichtes steht.

Dispersionsformel. Die Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Wellenlänge λ bei normaler Dispersion ist nicht nur von theoretischem Interesse, sondern von großer praktischer Bedeutung für feinere spektralanalytische Arbeiten. Zur Ermittlung der Wellenlänge einer Linie im prismatischen Spektrum mißt man mikrometrisch die Abstände der Linie von drei oder mehr genau bekannten Spektrallinien, um die unbekannte Linie durch Interpolation an bekannte anzuschließen; genau so wird bei Spektrogrammen des sichtbaren oder des unsichtbaren Spektrums verfahren.

Die Interpolation kann graphisch oder rechnerisch vorgenommen werden. Für sehr viele Aufgaben der Wellenlängen-Ermittlung dürfte das folgende graphische Verfahren ausreichen. Man entwirft auf dem von J. Hartmann angegebenen „Dispersionsnetz“, einem besonderen Koordinatenpapier der Firma Schleicher und Schüll (Düren, Rheinld.), auf Grund der beobachteten Wertepaare (Wellenlänge und Messungsergebnis) eine Dispersionskurve, die auf dem Dispersionsnetz meist eine gerade Linie wird, und interpoliert aufs Bequemste die Wellenlängen aus den Messungsergebnissen. Die genauesten Ergebnisse liefert nach den vielfältigen Erfahrungen von J. Hartmann dessen aus einer Verbesserung der Cauchy'schen Formel hervorgegangene empirische Dis-

persionsformel $n = n_0 + \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^a}$. Aus mindestens 5 bekannten Wertepaaren (n, λ) berechnet man nach dem Verfahren der allmählichen Näherung die vier Konstanten n_0, λ_0, C und a nach den ausführlichen Regeln Hartmanns (Zeitschr. f. Instrumentenkde. 19, 57, 1899 und 37, 166ff., 1917) und prüft sie vor der Benutzung mit anderen bekannten Wertepaaren. Die dabei etwa noch erhaltenen Abweichungen berechneter von beobachteten Werten sind graphisch zu interpolieren. Über seine Erfahrungen mit der Hartmannschen Formel berichtete H. Krüß (Zeitschr. f. Instrumentenkde. 37, 1, 1917).

Zum Studium der normalen Dispersion der durchsichtigen Körper, von denen die Gläser vor allem die optische Industrie, die flüssigen oder festen organischen Verbindungen dagegen den nach Aufschlüssen über die chemische Konstitution suchenden Chemiker beschäftigen, ist die Messung des

Brechungsindex für eine Anzahl von Farben des sichtbaren und (seltener) des ultravioletten Spektrums erforderlich. Die beiden obengenannten Berufskreise haben sich auf dieselben Normalfarben geeinigt, nämlich auf die 5 Spektrallinien:

Bezeichnung der Linie	Element	λ in Ångström-Einheiten	Lichtquelle
A' (Mitte)	Kalium	7685	Bunsenflamme
C	Wasserstoff	6563	Geißlersche Röhre
D ₁ -D ₂ (Mitte)	Natrium	5893	Bunsenflamme
F	Wasserstoff	4861	Geißlersche Röhre
G'	Wasserstoff	4341	Geißlersche Röhre

Neuere Bestrebungen zielen auf Ersatz der Na-Doppellinie mit ihrer bei manchen Stoffen störend großen Unschärfe durch die benachbarte außerordentlich helle Linie D₃ des Helium-Spektrums ($\lambda = 5869$ Å. A.) (vgl. H. Harting, Arch. f. Optik 1, 97, 1908 und Zeitschr. f. Instrkde. 28, 273, 1908) oder durch die ebenfalls sehr helle, im Spektrum gut in der Mitte gelegene grüne Quecksilberlinie ($\lambda = 5461$ Å. E.), sie sind aber noch nicht durchgedrungen. Der Haupteinwand gegen deren Einführung ist die ungeheure Arbeit, die die Ergänzung der Tausende vorliegender Wertreihen von Atom- und Molekularrefraktionen durch Interpolationsrechnungen oder, was besser wäre, durch nachträgliche Messungen mit den neuvorge schlagenen, in vieler Hinsicht sehr zweckmäßigen Farben den Forschern auferlegen würde. — Für die Messungen ist das Spektrometer oder neuerdings überwiegend das Pulfrichsche Refraktometer für Chemiker im Gebrauch. Ein anschauliches Maß für die Dispersion eines durchgemessenen Körpers liefert die Nebeneinanderreihung der fünf Werte $n_{A'}$, n_C , n_D , n_F , $n_{G'}$ ebensowenig, wie diejenige der drei mittleren, dem Chemiker vielfach genügenden Werte n_C , n_D und n_F . Dagegen haben die von E. Abbe in die Glasindustrie eingeführten Werte der mittleren, der relativen und der partiellen Dispersion ihre große praktische Bedeutung erwiesen. Als mittlere Dispersion wird der Wert $n_F - n_C$ bezeichnet; da aber z. B. zwei Gläser von verschiedener optischer Lage denselben Wert $n_F - n_C$ haben können, so ist die mittlere Dispersion einer Glasart noch kein genügend sicheres Kennzeichen für den Charakter der Dispersion einer Probe. Teilt man aber den Wert $n_F - n_C$ noch durch die Größe $n_D - 1$, so stellt $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$ ein brauchbares Maß für die Dispersion einer Substanz dar, das als „relative Dispersion“ bezeichnet wird, aber noch den Nachteil hat, ein kleiner Dezimalbruch zu sein. Die Praxis arbeitet daher mit dem Reziproken der relativen Dispersion, dem Werte $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$, einer zweistelligen Zahl, die fast immer zwischen 10 und 100 liegt. So bezeichnet ein großer ν -Wert (z. B. $\nu = 95$ des Fluorits) eine kleine, ein kleiner ν -Wert (z. B. $\nu = 20$ eines schweren Flintglases) eine große Dispersion. Gibt so der ν -Wert Aufschluß über die Dispersion im mittleren Teile des Spektrums, so sind die Werte $n_D - n_{A'}$, $n_F - n_D$ und $n_{G'} - n_F$ Maße für den Gang der Dispersion in einzelnen Abschnitten des Spektrums; sie stellen also, noch geteilt durch $n_F - n_C$, die relativen

partiellen Dispersionen $\frac{n_D - n_{A'}}{n_F - n_C}$ usf. dar, die dem rechnenden Optiker wertvolle Fingerzeige für die Kombination von Glasarten zu achromatischen Prismen und Linsen, d. h. zur Aufhebung der Dispersion geben. Dieselben Maßzahlen dienen andererseits zur Auswahl verschiedener Glasarten bei der Berechnung von einfachen oder mehrteiligen Prismen mit hoher oder höchster Dispersion, die entweder ein Spektrum liefern sollen (in Spektroskopen und Spektrographen) oder eines vernichten sollen (als sogenannte Kompensatorprismen in technischen Refraktometern). Über Prismenkonstruktionen für diese Zwecke s. u. Dispersionsprismen. Löwe.

Dispersion, elektrische. Vom Standpunkte der elektromagnetischen Lichttheorie aus hat man die Ausdrücke der optischen Schwingungen auch auf das Gebiet der elektromagnetischen Schwingungen übertragen. So entspricht der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge des angewandten Lichtes in der Optik die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Frequenz der elektromagnetischen Schwingungen. Um die Bedeutung der elektrischen Dispersion verstehen zu können, ist es notwendig, zunächst auf den Zusammenhang des elektromagnetischen Brechungsindex mit den übrigen elektrischen Größen, insbesondere der Dielektrizitätskonstante näher einzugehen. Durch geeignete Umformung der Maxwell'schen Feldgleichungen gelangt man zu der bekannten Wellengleichung

$$\Delta \mathfrak{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \ddot{\mathfrak{E}} - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \mathfrak{E} = 0,$$

wo \mathfrak{E} = Feldstärke, ε = Dielektrizitätskonstante (D.K.), σ = Leitfähigkeit und c = elektromagnet. Konstante (Lichtgeschwindigkeit) bedeuten. Der reelle Teil der Lösung enthält in seinem exponentiellen Dämpfungsglied den sogenannten Absorptionsindex κ (s. diesen) und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle V . Für den freien Äther ergibt sich ($\varepsilon = 1$, $\sigma = 0$) $\kappa = 0$ und $V = c$, im ideal nichtleitenden Dielektrikum $\kappa = 0$ und $V = c/\sqrt{\varepsilon}$, also kleiner als im Äther, aber in beiden Medien findet nach der Maxwell'schen Theorie weder Absorption noch Dispersion statt. Da nun nach dem eingangs Gesagten der elektrische Brechungsindex $n = c/V$ zu setzen ist, so gelangt man zu der bekannten Maxwell'schen Relation $n^2 = \varepsilon$. Für $\mu \geq 1$ ist zu setzen $n^2 = \mu\varepsilon$. Dieser Formel darf eine allgemein gültige Bedeutung nicht zugesprochen werden insofern, als nach ihr der optische Brechungsindex von der Schwingungszahl unabhängig und gleich der Wurzel aus der D.K. ist. Die Erfahrung lehrt, daß sowohl im optischen wie im elektrischen Spektralgebiet Dispersion und Absorption vorkommt. Nach Maxwell tritt diese dann auf, wenn der Körper merkliche Leitfähigkeit besitzt, also wenn $\sigma \neq 0$ ist. Es wird dann $\varepsilon = n^2(1 - \kappa^2)$. Die experimentelle Untersuchung der elektrischen Dispersion bot so lange Schwierigkeiten, als man nicht in der Lage war, wirklich reine ungedämpfte Sinusschwingungen zur Messung zu verwenden, denn ε und n sind nur für eine ganz bestimmte Frequenz streng definiert. Oft täuschen Leitfähigkeit, elektrolytische Polarisation usw. eine Dispersion vor. Am schwersten ins Gewicht fällt aber die Rückstandsbildung des Dielektrikums,

die ebenfalls bei tiefen Frequenzen am größten ist¹⁾. Diese Erscheinung ist mit dem Wesen des Dielektrikums so eng verknüpft, daß es zweifelhaft ist, wo die Grenzen zwischen Dispersion und dielektrischer Nachwirkung zu suchen sind (vgl. die Arbeiten von K. W. Wagner, Arch. f. Elekt. 2, 371, 1914 und Ulfilas Meyer, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 19, 139, 1917).

Die Messung der elektrischen Dispersion geht auf die Messung der Dielektrizitätskonstanten zurück, und da diese sich durch kleine Beimengungen der Substanz ändert, so sind die vielen Messungen verschiedener Beobachter kaum zu vergleichen. Im großen und ganzen scheint — mit Ausnahme der festen Körper — der Brechungsindex mit steigender Frequenz abzunehmen; nach dem Gebrauch der Optik aber nennt man diesen Fall anomale Dispersion, den umgekehrten normale Dispersion.

Eine gute Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse bis Ende 1912 findet man im Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus von Graetz, Bd. I, S. 199; Schrödinger: Dielektrizität. Während nun bei vielen Flüssigkeiten elektrische Dispersion von erheblichem Betrage unzweifelhaft festgestellt wurde, ist die Dispersion fester Körper insbesondere im Gebiet Hertzscher Wellen noch nicht bewiesen. Die Debyesche Theorie der molekularen Dipole läßt für feste Körper, bei denen die innere Reibung im Verhältnis zu derjenigen der Flüssigkeiten unendlich groß ist, keine Dispersion erwarten²⁾.

R. Jaeger.

Dispersion des Schalles ist von Rayleigh für den Fall theoretisch behandelt worden, daß es sich um ganz regelmäßig angeordnete Hindernisse im Raume handelt. Entsprechende Experimente sind von Kasterin in der Weise angestellt worden, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit verschieden hoher Töne durch ein langes Rohr mit Hilfe der Kundtschen Staubfiguren (s. d.) gemessen wurde, einmal, wenn sich in dem Rohre nur Luft befand, und das andere Mal, wenn eine oder mehrere Reihen von Glaskugeln hineingebracht waren. Das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in beiden Fällen ändert sich tatsächlich mit der Tonhöhe. Auch die Erscheinungen „anomaler“ Dispersion konnten festgestellt werden.

E. Waetzmann.

Näheres s. Kasterin, Kon. Akad. v. Wetensch. Versl. v. 26. 2. 1898.

Dispensionsprismen sind einfache oder zusammengesetzte Prismen aus Glas, Quarz, Flußspat oder Steinsalz, die die Aufgabe haben, als Bestandteil von Spektroskopen oder Spektrographen das ultrarote, sichtbare oder ultraviolette Licht so stark zu zerstreuen, daß ein für Messungen geeignetes Spektrum entsteht. Am verbreitetsten war früher das 60°-Prisma, das jetzt in seiner einfachen Form fast nur noch aus Flußspat oder Steinsalz angefertigt wird. Selbst das 60°-Quarzprisma ist in der Regel ein zusammengesetztes Prisma, das aus zwei spiegelgleichen Halbprismen — das eine aus rechtsdrehendem, das andere aus linksdrehendem Quarz — besteht. Die Einzelprismen sind aus den Kristallen so geschnitten, daß die optische Achse senkrecht auf den Kittflächen beider Prismen steht. Da das im Minimum der Ablenkung durchtretende Strahlenbündel diese Fläche, die Halbierungsebene

des Prismenwinkels, senkrecht durchsetzt, verlaufen diese Strahlen in der Richtung der Achse, und zwar hat jeder Strahl eine gleiche Strecke in einem rechtsdrehenden und einem linksdrehenden Quarzstück zu durchlaufen, so daß er im ganzen keine Drehung der Polarisationssebene erleidet und ohne Doppelbrechung das Prisma verläßt. So liefert ein Cornu'sches Doppelprisma einen großen Teil des ultravioletten Spektrums mit nicht verdoppelten Spektrallinien. Eine andere Vervollkommnung der einfachen Prismen stellen die Prismen mit fester Ablenkung dar, die auf E. Abbe zurückgehen und später von Pellin und Broca, Hilger u. a. verbreitet worden sind. Sie sind entstanden durch Anlegen je eines Halbprismas an die Ein- und Austrittsfläche eines Reflexionsprismas. Jeder durch die Kittflächen senkrecht ein- und austretende Strahl wird um genau den Reflexionswinkel (z. B. 90°) abgelenkt, so daß Kollimator und Fernrohr miteinander unter diesem Winkel festgelagert sind, und das Spektrum durch das Gesichtsfeld des nicht drehbaren Fernrohrs nur durch Drehen des Prismatischen hindurchgeführt wird. Die festarmigen Prismen findet man in allen modernen monochromatischen Beleuchtungsapparaten für sichtbares, und mit Quarzprismen nach Straubel auch für ultraviolettes Licht. Ein anderes Verfahren, aus einem einfachen oder zusammengesetzten Prisma (s. u.) ein festarmiges zu machen, ist das auf Littrow und Abbe zurückgehende, das Prisma zu halbieren, die Schnittfläche eben zu polieren und zu versilbern. Das auf diese Halbierungsebene senkrecht auftreffende Strahlenbündel kehrt genau auf dem Wege, auf dem es eingefallen ist, in sich zurück in den Kollimator, der nun als Fernrohr dient. Derartige Spektroskope heißen daher Autokollimations-Spektroskope (Littrow, Pulfrich). Reicht die Dispersion eines Prismas nicht aus, so werden mehrere hintereinander gestellt und zweckmäßig mit mechanischen Prismatischen verbunden, die so eingerichtet sind, daß jedes Prisma unter dem Minimum der Ablenkung durchsetzt wird, d. h. unter den günstigsten Bedingungen für die Reinheit und die Helligkeit des Spektrums.

Handelt es sich nur darum, etwa den doppelten Betrag der Dispersion eines 60°-Prismas zu erzielen, so umgeht man die kostspielige mechanische Einrichtung durch Wahl von dreiteiligen Prismen, deren mittelstes aus Flint mit einem brechenden Winkel von etwa 90° besteht, während die äußeren Prismen aus einem Glase von recht geringer Dispersion (Kron) hergestellt werden. Ein 90°-Flintprisma in Luft würde das Strahlenbündel aus seiner zweiten Fläche nicht austreten lassen, sondern an dieser total reflektieren; durch die ange kitteten Kronprismen werden die Brechungswinkel an den Flintflächen so verkleinert, daß das Licht, allerdings mit gewissen Reflexionsverlusten, hindurchtritt. Derartige dreiteilige Dispensionsprismen sind z. B. mit einer mittleren Ablenkung von 45° als Rutherford'sche Prismen (auch mit Autokollimation, also als Halbprismen) in Spektroskopen weit verbreitet. Die dreiteilige Form gestattet, durch besondere Verfügung über die Winkel der Kronprismen, eine ganz andere Ablenkung einer der Rechnung zugrunde gelegten Farbe (z. B. der D-Linie, $\lambda = 5893 \text{ \AA. E.}$) zu erzielen, nämlich die Ablenkung Null. Ein solches Prisma (nach Amici) führt den Namen geradsichtiges Prisma (Prisme à vision

¹⁾ H. Rubens, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 17, 5, 1915.

²⁾ R. Jaeger, Ann. d. Phys. 53, 409. 1917.

directe); es ist der wesentliche Bestandteil der weitverbreiteten Handspektroskope nach Browning. Eine historische Untersuchung über das Rutherford'sche und das Amici'sche Prisma verdanken wir H. Erfle (Zeitschr. f. Physik 2, S. 343 ff.), eine systematische Abwägung der Vor- und Nachteile der drei- und fünfteiligen Geradsichtprismen dagegen H. Krüß (Zeitschr. f. Instrumentenkde. 43, 133, 162). Zwei passend gefaßte, gleichzeitig um gleiche Beträge, aber in entgegengesetztem Sinne drehbare Amici-Prismen stellen einen geradsichtigen Prismensatz von meßbar veränderlicher Dispersion dar, der auch spektroskopisch verwendbar ist. Mit einem solchen ist das Abbesche Refraktometer ausgestattet; er hat aber hier die Aufgabe, als „Kompensator“ den aus lauter einfarbigen Grenzlinien bestehenden Farbensaum im Fernrohr zu einer achromatischen Grenze an der Stelle der Grenzlinie des Natriumlichts zusammenzudrängen, also sozusagen ein Spektrum zu vernichten. Löwe.

Dispersitätsgrad s. Disperse Systeme.

Dissipation s. Energiedissipation.

Dissipativ heißt nach Lord Rayleigh (im Unterschied zu konservativ; s. d.) eine Kraft, die nicht nur von den Koordinaten des Aufpunkts (d. h. des Punktes, auf welchen die Kraft wirkt), sondern auch von dessen Geschwindigkeit so abhängt, daß ihre Leistung eine negativ definite, also Verzehrung von mechanischer Energie ausdrückende, quadratische Form F der Geschwindigkeitskoordinaten (s. Koordinaten der Bewegung) wird. Die Größe $\frac{1}{2} F$ nennt man die *Dissipationsfunktion*. Dissipativ in diesem Sinne sind z. B. die zu der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfungskräfte. Im weiteren Sinne nennt man dissipativ alle nichtkonservativen Kräfte, welche mechanische Energie in nicht-mechanische Form (z. B. in Wärme) umwandeln. R. Grammel.

Dissonanz s. Konsonanz.

Dissoziation der Gase s. Gasgleichgewichte.

Dissoziation, elektrische. Dissoziation bedeutet Zerfall eines Moleküls in seine Teile. Bei der chemischen Dissoziation sind die Teile neutral, bei der elektrischen Dissoziation entgegengesetzt geladen. Beispielsweise dissoziiert Wasser bei hoher Temperatur nach der Formel $2 \text{H}_2\text{O} = 2 \text{H}_2 + \text{O}_2$, in Lösung dagegen und beim Zerfall durch Elektronenstoß nach der Formel $\text{H}_2\text{O} = \text{H}^+ + \text{OH}^-$. Vielfach sind beide Arten der Dissoziation nicht scharf zu trennen. Bei hoher Temperatur dissoziieren die Moleküle auch elektrisch und die gewöhnliche chemische Dissoziation vollzieht sich oft auf dem Umwege über die elektrische. Je nach dem Aggregatzustand, in dem die Dissoziation vor sich geht, unterscheidet man die elektrolytische Dissoziation in Flüssigkeiten und festen Körpern von der Dissoziation in Gasen. Bei der elektrolytischen Dissoziation sind positive und negative Ionen dauernd in ganz bestimmter Gleichgewichtskonzentration vorhanden. Bei der Gasdissoziation entstehen unter der Einwirkung von Ionisatoren primär positive Ionen und Elektronen.

Ein Gleichgewichtszustand kann nur erreicht werden, wenn so viele Ionenpaare in der Zeiteinheit neu gebildet werden wie durch Molisierung und Diffusion verschwinden. Vielfach lagern sich die primär in Gasen gebildeten Elektronen sekundär an neutrale Moleküle oder Atome an und bilden negative Ionen.

Das Verhältnis von dissoziierten zu undissoziierten Molekülen einer Substanz heißt ihr Dissoziationsgrad. In Elektrolyten erreicht er den Wert 1. In Gasen bleibt er bei Zimmertemperatur stets außerordentlich gering. Nur bei den sehr hohen Temperaturen, wie sie in heißen Sternen vorkommen, nähert sich die Gasdissoziation ebenfalls dem Wert 1.

Gimtherschulze.

Dissoziation, elektrolytische s. elektrolytische Dissoziation.

Dissoziationsgrad, chemischer s. Gasgleichgewichte.

Dissoziationskonstante des Wassers s. Hydrolyse.

Dissozierende Kraft. Ist das Molekül eines binären Elektrolyten durch Zusammenstoß oder durch andere Ursachen in seine Ionen gespalten worden, so wird die elektrostatische Anziehung ihrer Ladungen zur Wiedervereinigung hindrängen. Diese Kraft ist umgekehrt proportional der Dielektrizitätskonstante (s. d.) des Mediums, das sich zwischen den Ionen befindet. In diesem Sinne spricht man von einer „D. K.“ des Lösungsmittels (Nernst 1893). Der Vergleich der Dielektrizitätskonstanten verschiedener Lösungsmittel und des in ihnen von einer gegebenen Menge eines Elektrolyten erreichten Dissoziationsgrades läßt in der Tat einen deutlichen Parallelismus erkennen. So stimmt beim Wasser der auffallend hohe Wert der Dielektrizitätskonstanten 81 gut mit der meist sehr starken Dissoziation wässriger Lösungen zusammen, während Flüssigkeiten mit kleinerer Dielektrizitätskonstante teilweise nur ein äußerst geringes Leitvermögen besitzen. Die Milner-Debyesche Theorie der starken Elektrolyte verlangt unter der Voraussetzung vollständiger Dissoziation, daß die Abweichung des osmotischen Koeffizienten f_0 sowie des Leitfähigkeitskoeffizienten f_λ von der Einheit, $1 - f_0$ und $1 - f_\lambda$ der reziproken Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels proportional sei. Am Beispiel von Lithiumchlorid in Cyklohexanol konnte diese Forderung neuerdings gut bestätigt werden.

Indessen besteht dieser einfache Zusammenhang zwischen Dielektrizitätskonstante und dissoziierender Kraft keineswegs immer. Zahlreiche Abweichungen von der Regel deuten darauf hin, daß die D. K. auch von anderen Umständen abhängt, insbesondere mag chemische Bindung des Lösungsmittels an die freien Ionen (Solvatation) von großem Einfluß sein.

Mit derartigen Effekten ist sicherlich immer dann zu rechnen, wenn die Moleküle des Lösungsmittels mit permanenten elektrischen Momenten behaftet sind. H. Cassel.

Näheres s. P. Walden, Elektrochemie nichtwässriger Lösungen, Leipzig 1923. — P. Debye, Polare Moleküle, Leipzig 1929.

Distarlinsen s. Vorschaltlinsen.

Divariantes Gleichgewicht (s. a. Phasenregel, Gleichgewicht). Ein Gleichgewicht mit zwei unabhängigen Freiheitsgraden. Schwab.

Divergenz s. Vektorrechnung.

Dochtkohle s. Bogenlampe.

Doldrum. Englische Bezeichnung für den zwischen den beiden Passatregionen gelegenen äquatorialen Gürtel der Windstillen (s. Wind). O. Baschin.

Dombra s. Saiteninstrumente.

Dondersches Gesetz der Netzhautorientierung. Aus der Gültigkeit des Listing'schen Gesetzes (s. d.) ergibt sich, daß die meisten unserer Augenbewe-

gungen mit Rollungen des Auges um seine Gesichtslinie verbunden sind. Diese Rollungen verlaufen so, daß sich der für unsere optische Orientierung den Außendingen gegenüber wichtige Tatbestand ergibt, daß jeder bestimmten Lage der Gesichtslinie im Verhältnis zu den Hauptschnitten des Kopfes auch eine (unter physiologischen Bedingungen ein- für allemal gegebene) bestimmte Orientierung der Hauptschnitte der Netzhaut relativ zu diesen entspricht. Dies bedeutet, daß bei unveränderter Kopfstellung ein ruhig stehendes Außending sich Punkt für Punkt immer wieder auf den gleichen Netzhautstellen abbildet, einerlei, auf welchem Wege die Gesichtslinie in die betreffende Endstellung gebracht wird. In der Tat ist es leicht zu zeigen, daß das auf dem vertikalen und horizontalen Mittelschnitt der Netzhaut erzeugte dauerhafte Nachbild eines leuchtenden Kreuzes bei gut fixiertem Kopfe in der Projektion nach einem bestimmten Punkte der ebenfalls feststehenden Projektionsfläche hin eine scheinbare Lage und Art der Winkelverzerrung zeigt, die absolut konstant und von den vorangegangenen Augenbewegungen gänzlich unabhängig ist. E. Hering hat dieses im Dondersschen Gesetze ausgesprochene „Prinzip der leichtesten Orientierung“ in die Form gekleidet, „daß bei gleicher Blicklage auch die Netzhautlage immer die gleiche ist.“

Dittler.

Näheres s. E. Hering, Hermanns Handb. d. Physiol. Bd. 3, S. 485 ff. 1879.

Donnansches Gleichgewicht. Befindet sich an der einen Seite einer Membran ein ionogenes Kolloid, für welches die Membran undurchlässig ist und an der anderen Seite die Lösung eines Elektrolyten, der ein Ion mit dem Kolloid gemeinsam hat, so bildet sich nach einigem Stehen ein Gleichgewicht aus, das durch die sog. Donnansche Potentialdifferenz beiderseits der Membran charakterisiert ist. Als Beispiel ist zu nennen eine Eiweißlösung in Gegenwart von Salzsäure (Cl' das gemeinsame Ion). Daß eine Potentialdifferenz sich ausbilden muß, erhellt daraus, daß die Seite, welche das Kolloid enthält, unbedingt eine höhere Cl'-Ionenkonzentration aufweisen wird, als die andere. Man hat es also mit einer Konzentrationskette zu tun.

Mißt man die Ionenkonzentrationen (z. B. die der H-Ionen), ferner den sich ausbildenden osmotischen Druck, endlich das Potential selbst, so läßt sich die Theorie prüfen, da nach ihr zwischen diesen Größen bestimmte Zusammenhänge vorhanden sind. Solche Messungen hat unter anderen L. Michaelis ausgeführt, wobei er die Theorie in erster Näherung bestätigt fand. Aus der Messung der Donnanschen Potentiale lassen sich andererseits manche kolloidchemischen Daten, z. B. die Anzahl Molekeln in einem Teilchen des Sols, sowie die Anzahl der Ladungen an einem Teilchen bestimmen. Solche Untersuchungen führte z. B. N. Bjerrum an Chromoxydsolen aus.

A. Gemant.

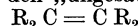
Donner. Die durch den Blitz (s. d.) hervorgerufenen abwechselnden Ausdehnungen und Verdichtungen der Luft verursachen Schallwellen von erheblicher Länge, so daß ein tiefer Ton erzeugt wird. Das lang anhaltende Donnerrollen wird durch verschiedene Ursachen bewirkt: 1. Wegen der großen Länge der Blitzbahn gelangt der Donner erst nach und nach an unser Ohr. 2. Der Donner wird an den Grenzen von Luftschichten verschiedener Dichte sowie an Wolkenflächen reflektiert. 3. Die Schallwellen des Donners branden an der Erdoberfläche.

Die Hörweite des Gewitterdonners bleibt sehr erheblich hinter derjenigen des Geschützdonners zurück. Während letztere mehrere hundert Kilometer beträgt, überschreitet die des Gewitterdonners kaum 25 km, wie sich aus der Zeitdifferenz zwischen Blitz und Donner feststellen läßt. Sie ist um so geringer, je schneller die Temperaturabnahme mit der Höhe, um so größer, je höher der Standpunkt des Beobachters ist.

O. Baschin.

Doppelbilder s. Raumwerte der Netzhaut.

Doppelbindungen. Man spricht von Doppelbindungen, wenn zwei Atome in einer Molekel durch zwei Valenzen verknüpft sind. Streng genommen liegen auch in den Molekeln O₂, NO, SO₂, SO₃ u. a. m. wegen der Zweiwertigkeit des Sauerstoffs lauter Doppelbindungen vor. Im gewöhnlichen Sprachgebrauch der Chemie bleibt jedoch der Ausdruck „Doppelbindungen“ für die zweifache gegenseitige Valenzbetätigung zwischen Kohlenstoffatomen vorbehalten. Die dadurch entstehenden Verbindungstypen gehören zu den „ungesättigten“, z. B.



(R bedeutet Radikal, s. d.), deren einfachster Vertreter das Äthylen H₂C = CH₂ ist. Stoßen zwei Doppelbindungen aneinander, wie es z. B. beim Allen H₂C = C = CH₂ der Fall ist, so spricht man von kumulierten Doppelbindungen. Sind die Doppelbindungen durch einfache voneinander getrennt, so nennt man sie konjugiert, z. B. R₂C = C = CR₂.

(S. a. Benzoltheorie).



Die Doppelbindungen verleihen den organischen Substanzen charakteristische Eigenschaften. Bei den aliphatischen Verbindungen (Olefine, Diolefine und deren Derivate) verursacht die Doppelbindung einen relativ lockeren Zusammenhalt der verknüpften Atome. Deshalb gehen derartige Verbindungen mit Leichtigkeit Additionsreaktionen ein. Dabei wird die Doppelbindung in eine einfache übergeführt, die „ungesättigte“ Verbindung in eine „gesättigte“.

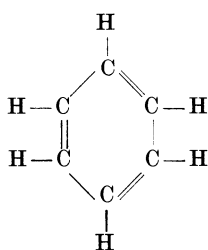
Ein technisch wichtiges Beispiel hierfür bildet die sogenannte Fetthärtung. Ein großer Teil der in der Natur vorkommenden Fette enthält ungesättigte, flüssige Bestandteile, die äußeren Einflüssen gegenüber sehr unbeständig und dadurch nur bedingt genießbar sind. Durch Addition von naszierendem Wasserstoff führt man sie in feste, gesättigte, beständige Fette über.

Andere Reaktionen, denen die ungesättigten, aliphatischen Verbindungen meist leicht zugänglich sind, sind folgende:

Halogene werden addiert. Oxydationsmittel sprengen die Doppelbindung unter Zerstörung des Moleküls. Konzentrierte Schwefelsäure oder Chlorzink polymerisiert sie leicht u. a. m.

Eine, wenn auch etwas grob mechanisch anmutende Erklärung dieser Erscheinung versucht Bayer in seiner Spannungstheorie. Während sich einfach Bindungen an Hand des Kohlenstoffmodells von van't Hoff (Näheres s. unter Isomerie) zwanglos vorstellen lassen, müssen doppelte Bindungen ein Abbiegen der Valenzen aus ihrer normalen Richtung zur Folge haben, wodurch in der Molekel Spannungen entstehen, die durch ihr Bestreben sich aufzuheben, die Unbeständigkeit dieser Verbindungen verursachen.

Die Spannungstheorie versagt jedoch bei den ringförmigen, aromatischen Kohlenwasserstoffen, deren Hauptvertreter das Benzol ist.



Trotz der vielen konjugierten Doppelbindungen zeichnen sich diese Verbindungen durch außerordentlich große Beständigkeit chemischen Einflüssen gegenüber aus. (Näheres s. unter Benzoltheorie).

Die doppelte Bindung beeinflusst neben den chemischen auch die physikalischen Eigenschaften einer Verbindung. So wächst die Molekularrefraktion (s. d.) bei Gegenwart einer Doppelbindung stets um einen bestimmten Betrag (das Inkrement), ein Beweis dafür, daß die doppelte Bindung den Abstand der Atome voneinander nicht verringert, sondern vergrößert. In noch stärkerem Maße ist dies bei den konjugierten Doppelbindungen (Kohlenstoffdoppelbindungen, die durch eine einfache Bindung getrennt sind) der Fall. Ihre Anwesenheit erhöht die Molekularrefraktion außer um das Inkrement noch um einen kleinen Betrag, die sog. Exaltation. — Auch zu Isomerieerscheinungen, z. B. zu der geometrischen oder cis-trans-Isomerie geben die Doppelbindungen Anlaß. (Vgl. Näheres unter Isomerie).

Neben den Doppelbindungen finden wir in der organischen Chemie auch Verbindungen mit dreifacher Valenzverknüpfung. Beide Verbindungsarten sind einander in ihren ungesättigten Eigenschaften, wie Additionsfähigkeit, leichte Oxidierbarkeit und Polymerisationsneigung sehr ähnlich, nur treten bei dreifacher Bindung diese in noch stärkerem Maße hervor. Derartige Verbindungen leiten sich von den Azetylenen ab, die nach ihrem einfachsten Vertreter dem Azetylen



benannt sind.

Eine vierfache Bindung zwischen Kohlenstoffatomen gibt es nicht, denn der Diamant ist als eine räumliche Verkettung von Kohlenstoffatomen anzusehen, die untereinander mit einfachen Bindungen verknüpft sind. Wohl aber gibt es die Verbindung Siliziumkarbid $\text{Si} \equiv \text{C}$, bei der die vierfache Bindung zwischen den Atomen eine außerordentliche Stabilität zur Folge hat, wenn nicht in der Kristallstruktur eine Analogie zu der des Diamanten vorliegt, was indessen noch nicht sicher ist.

Margarete Eggert.

Näheres s. Nernst, Theoret. Chemie, F. Enke, Stuttgart; J. v. Braun, Org. Chemie, S. Hirzel, Leipzig 1925.

Doppelbrechung des Lichtes s. Polarisiertes Licht.

Doppelbrechung, elektrische s. elektrooptische Doppelbrechung.

Doppelbrechung, magnetische s. magnetische Doppelbrechung.

Doppelbrücke s. Thomsonbrücke.

Doppeldecker. Flugzeug mit zwei übereinander angeordneten Flügelpaaren. Eine Abart ist der sog. Anderthalbdecker, bei welchem die untere Fläche wesentlich kleiner ist wie die obere. Außer durch solche verschiedene Flächenverteilung hat man beim Doppeldecker noch die Möglichkeit verschiedener

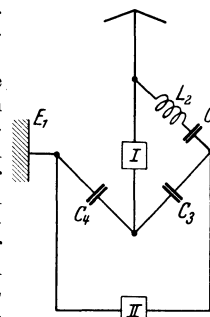
Konstruktion durch Staffelung d. i. Zurückrücken einer Fläche gegen die andere und durch Schränkung (Voranstellung) d. i. Herausdrehen der Flächen aus ihrer parallelen Stellung. Die aerodynamischen Vorteile solcher Maßnahmen bei der Konstruktion sind gering. Die Staffelung wird meistens aus Rücksicht auf die Sicht angewandt; die Schränkung ist nur wesentlich für die Verteilung der Last auf die beiden Flächen. In der Kriegszeit gab es fast nur Doppeldecker. Später erlangte in Deutschland der spannungslose Eindecker das Übergewicht. Man kann von einer grundsätzlichen Überlegenheit der einen oder anderen Anordnung nicht sprechen. Über die zu wählende Konstruktion muß im Einzelfall entschieden werden. Aerodynamisch ist der Eindecker von gleicher Flügelfläche und gleichem Verhältnis $\frac{\text{Flügelhöhe}}{\text{Flügelbreite}}$ dem Doppeldecker überlegen.

Dagegen ist der Doppeldecker dem Eindecker vorzuziehen bei gegebener Flächengröße und Spannweite (bedingt durch die Größe der Flugzeughalle und durch Wendigkeitsrücksichten). L. Hopf.

Doppelpfänger. Gleichzeitige Aufnahme zweier von verschiedenen Sendestationen mit verschiedener Wellenlänge ausgesandter Signale unter Benutzung eines einzigen Empfangsluftleiters.

Hierzu dienen als elektrische Empfangsteiler bezeichnete Brückenschaltungen, bei denen die auf die beiden Wellenlängen abgestimmten beiden Empfänger die beiden Brücken bilden. Zweig 1 wird von der Antenne gebildet, während in Zweig 2 eine Selbstinduktion vom Betrage der Antennenselbstinduktion in Serie mit einer Kapazität gleich der Antennenkapazität liegt. In den Zweigen 3 und 4 liegen zwei gleiche Wechselstromwiderstände, die entweder zwei Induktivitäten oder zwei gleiche Kapazitäten sein können (s. Fig.). Eine Änderung der Abstimmung des einen Empfängers bleibt ohne Einfluß auf die Abstimmung des zweiten Empfängers. Der Empfangsteiler ist zuerst von O. Scheller angegeben.

E. Alberti.



Empfangsteiler.

Doppelgitterröhre s. Raumladungsgitterröhre und Schutzgitterröhre.

Doppelpendel s. Pendel (math. Theorie).

Doppelplatte von Savart s. Polarimeter.

Doppelquarz von Soleil s. Polarimeter.

Doppelquelle s. Quelle.

Doppelröhre s. Mehrfachröhre.

Doppelsalze. Kristallisieren zwei Salze in molekularen Verhältnissen zusammen aus einer Lösung aus, so spricht man von einer Doppelsalzbildung, wenn die Salze nicht in der Lage sind, auch in anderen als molekularen Verhältnissen Mischkristalle zu bilden. Beispiele für solche Salze bilden vor allem die Alaune vom Typus: $\text{AlK}(\text{SO}_4)_2 + 12 \text{H}_2\text{O}$. Weitere Beispiele von Doppelsalzen sind: Dolomit: $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$; Blödit: $\text{NaMg}(\text{SO}_4)_2 \cdot 4 \text{H}_2\text{O}$; Kuprialkiumchlorid: CuCl_2KCl usw.

Die Doppelsalze unterscheiden sich dadurch von den Komplexsalzen (s. d.), daß sie in wässriger Lösung völlig dissoziieren und alle ihre Kompo-

nennten die typischen Ionenreaktionen geben, also z. B. der Alaun die Reaktionen auf Aluminium-, Kalium- und Schwefelsäureionen, wie sie aus der qualitativen Analyse bekannt sind. Doch gibt es keine scharfe Grenze zwischen Komplex- und Doppelsalzen, wie es am besten ein bekanntes Beispiel aus dem analytischen Trennungsgang der Kupfergruppe zeigt. *Werner Borinski.*

Näheres s. W. Nernst, Theoretische Chemie, I. Buch, 4. Kap.

Doppelschaltung von Elektrometern s. Idiostatische Schaltung.

Doppelschicht, elektrische. S. auch Berührungselektrizität. Die Theorie der Doppelschichten wurde von H. v. Helmholtz zur Erklärung der Kontaktpotentiale herangezogen. Die Doppelschicht selbst ist als flächenhaft aufeinander gelegte verschiedenartige Elektrizität vorzustellen. Ihr Sitz ist in die Trennungsfäche zweier elektrisch verschiedener Medien zu verlegen. Ist i das Produkt aus der elektrischen Flächendichte und dem Abstand, so beträgt der Potentialsprung beim Durchschreiten der Doppelschicht $4\pi i$. Die Bildung von Doppelschichten wird auch zur Erklärung der Vorgänge bei der Polarisierung angewendet. Da aber der Potentialsprung von der Ladung und der Dicke der Doppelschicht abhängt und man die Dicke der bei der Polarisierung der Elektrolyte auftretenden Doppelschichten nicht kennt, so entstehen auch bei dieser Theorie vorläufig noch Schwierigkeiten.

R. Jaeger.

Doppelsirene s. Sirene.

Doppelspat, isländischer (Kalkspat) s. Polarisiertes Licht.

Doppelsterne. Schon bald nach Erfindung des Fernrohrs zeigte sich, daß eine Reihe von Sternen doppelt erscheinen. Besonderes Interesse gewannen diese Doppelsterne erst dadurch, daß man an ihnen Bahnbewegungen erkennen konnte. Gegenwärtig kennt man etwa 20000 Doppelsterne. Bei Messungen werden Positionswinkel und Distanz der beiden Komponenten angegeben. Seit etwa 1830, als man die Bewegung der Komponenten umeinander bei einigen Doppelsternen erkannt hatte, wurden verschiedene Methoden zur Bahnbestimmung ausgearbeitet. Man hat hier das Newtonsche Gravitationsgesetz bestätigt gefunden oder im allgemeinen wenigstens keine Widersprüche entdeckt, da man bei der geringen Genauigkeit der Doppelsternmessungen von einer Bestätigung kaum reden kann. Wo sich Unstimmigkeiten zeigten, lassen sie sich meistens durch Annahme eines dritten unsichtbaren Körpers beseitigen, der auch oftmals gefunden wurde. Es gibt auch drei- und mehrfache Systeme, aber meistens gilt hier ein Gesetz der Zweiteilung, daß z. B. in einem System ABC die Körper A und B umeinander kreisen und C in weit größerem Abstande mit dem Doppelstern AB wiederum einen Doppelstern (AB)C bildet. Ist C ebenfalls doppelt, so ist das System das typische vierfache. Selten hat ein Körper etwa zwei oder mehrere Begleiter, wie etwa die Sonne oder einige der großen Planeten. Nur bei verhältnismäßig wenigen Sternen läßt sich die Bahnbewegung erkennen, da die Umlaufzeit bei vielen zweifellos nach Jahrtausenden zählt. Die Helligkeitsdifferenz zwischen den beiden Komponenten ist häufig sehr groß, während das Massenverhältnis 1:3 selten überschreitet. So ist bei Sirius das Helligkeitsverhältnis

zu Hauptstern etwa 1:10000, das Massenverhältnis 1:2.

Die scheinbare Bahn des Begleiters um den Hauptstern, d. h. die Projektion der wahren Bahn an die Himmelskugel ist eine Ellipse, in deren Innern der Hauptstern irgendwo stehen muß; wo, das hängt ganz von der Lage der Bahn ab. Es gilt der Flächensatz auch für die projizierte Bewegung.

Aus der scheinbaren Bahn kann man folgende Elemente der wahren Bahn ableiten.

a die große Halbachse in Bogenmaß;

U die Umlaufzeit;

e die Exzentrizität;

ω Länge des Periastrons;

i Neigung, wobei das Vorzeichen unbestimmt bleibt;

Ω Länge des Knotens um 180° unbestimmt;

ferner eine Größe Mp^3 , worin M die Masse, p die Parallaxe bedeutet. Ist die Parallaxe bekannt, so kennt man auch die Masse und die linearen Dimensionen des Systems.

Ist eine Komponente unsichtbar, so zeigt der Hauptstern veränderliche Eigenbewegungen, woran man z. B. die Duplizität von Sirius und Prokyon erkannte, ehe man ihre sehr schwachen Begleiter im Fernrohr erblickte. Die Massen sind meistens von der Größenordnung der Sonnenmasse.

Stehen die Komponenten so eng, daß wir sie mit den größten Fernrohren nicht mehr trennen können, so kann nur das Spektroskop Aufschluß über Duplizität geben, nämlich durch veränderliche Radialgeschwindigkeit. Man nennt solche Sterne spektroskopische Doppelsterne. Ist nur eine Komponente im Spektrum sichtbar, so lassen sich nur sehr unvollständige Elemente geben, nämlich:

$a \sin i$ a ist die Halbachse der Bahn des Hauptsterns um den Schwerpunkt in Kilometern; i die Neigung.

U die Umlaufzeit;

e die Exzentrizität;

ω Länge des Periastrons;

Ω Länge des aufsteigenden Knotens;

sowie die Größe $\frac{m_2^2 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$, wo m_1 die Masse des sichtbaren m_2 die des unsichtbaren Körpers ist.

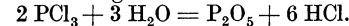
Die Neigung bleibt gänzlich unbestimmt.

Geben beide Komponenten ein meßbares Spektrum, treten also in den Elongationen Linienverdoppelungen auf, so ist a die Halbachse der ganzen Bahn und man erhält die Gesamtmasse bis auf den unbekanntem Faktor $\sin^3 i$.

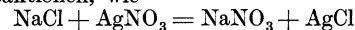
Kennt man von einem Doppelstern die visuellen und die spektroskopischen Bahnelemente, so kann man hieraus die Parallaxe sehr genau bestimmen.

Schließlich bieten die Bedeckungsveränderlichen (s. d.) eine dritte Möglichkeit, die Duplizität zu erkennen und eine Reihe von Bahnelementen abzuleiten. *Bottlinger.*

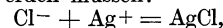
Doppelte Umsetzung, auch Wechselersetzung, nennt man chemische Reaktionen, bei denen ein Element einer Verbindung oder eine Gruppe einer Verbindung mit einem Element (Gruppe) einer anderen Verbindung ihren Platz tauschen. Beispiel:



Ionenreaktionen, wie



gehören nicht unter diesen Begriff, da sie ja streng geschrieben werden müssen:



es sich also um Addition oder Synthese handelt. *Schwab.*

Doppelvalenz s. Valenztheorien.

Doppelwägung s. Gaußsche Wägung.

Dopplersches Prinzip (s. Artikel Optik bewegter Körper). Das Dopplersche Prinzip ist nicht irgendeine zu den übrigen Prinzipien der Optik hinzukommende neue grundlegende Annahme, sondern besteht in der von Doppler 1842 zuerst gemachten

Bemerkung, daß aus den üblichen Vorstellungen der Undulationstheorie sich ergibt, daß durch eine Bewegung der Lichtquelle oder des Beobachters sich die Frequenz des Lichtes gegenüber dem im Ruhezustand beobachteten Wert in bestimmter Weise ändern muß.

Wir betrachten etwa eine ebene Licht- oder Schallwelle, die sich in einem Medium (z. B. beim Schall die Luft, beim Licht der Äther) mit einer Geschwindigkeit c relativ zu diesem Medium fortpflanzt. Denken wir uns das Koordinatensystem, in dem die Koordinaten x, y, z heißen mögen in dem Medium ruhend und bezeichnen wir die Richtungskosinusse der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes mit a, β, γ , so ist die Elongation e des Mediums zu irgendeiner Zeit, t in irgendeinem Punkte durch

$$e = a \cos 2 \pi \nu \left(t - \frac{ax + \beta y + \gamma z}{c} \right) \dots 1)$$

gegeben. Dabei bedeutet a die Amplitude der Schwingung und ν die Schwingungszahl an einem relativ zum Medium ruhenden Punkt oder, wie wir kurz sagen wollen, die Frequenz relativ zum Medium oder zum System S . Bewegt sich nun ein Koordinatensystem S' mit der Geschwindigkeit v in der positiven x -Richtung relativ zu S , und bezeichnen wir die Koordinaten des Punktes x, y, z im neuen System mit x', y', z' , so ist

$$x = x' + vt, \quad y' = y \quad z' = z \dots 2)$$

Setzen wir diese Werte in Gleichung 1) ein, so erhalten wir die Darstellung derselben Wellenbewegung in bezug auf das System S' . Wir finden

$$e = a \cos 2 \pi \nu' \left(t - \frac{ax' + \beta y' + \gamma z'}{c'} \right) \dots 3)$$

wobei

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{av}{c} \right), \quad c' = c - av \dots 4)$$

Die Frequenz derselben Welle relativ zum bewegten System ist also eine andere, und zwar eine größere oder kleinere als ν , je nachdem ob a negativ oder positiv ist, d. h. ob der Winkel φ zwischen der Geschwindigkeit des Systems und der Fortpflanzungsrichtung der Welle ein stumpfer oder spitzer ist. Die Gleichungen 4) oder wie wir sie auch schreiben können

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v \cos \varphi}{c} \right) \dots 5)$$

ist der Ausdruck des Dopplerschen Prinzips.

Denken wir uns z. B. eine Licht- oder Schallquelle von der Frequenz ν relativ zum Medium ruhend (wobei unter Frequenz einer Lichtquelle immer die Frequenz relativ zu einem System, in dem sie ruht, zu verstehen ist), und einen Beobachter, der sich mit der Geschwindigkeit v unter einem Winkel φ gegen die Fortpflanzungsrichtung des Lichtes oder Schalles bewegt, so ruht der Beobachter relativ zum System S' und die von ihm beobachtete Frequenz ν' ist mit der Frequenz der Quelle durch Gleichung 5) verknüpft. Wenn sich aber eine Lichtquelle von der Frequenz ν_0 relativ zum Medium mit der Geschwindigkeit v' unter dem Winkel φ' gegen die Richtung des Lichtstrahles bewegt, so ruht die Licht- oder Schallquelle jetzt im System S' , es ist natürlich in Gleichung 2) anstatt v jetzt v' und in Gleichung 1) anstatt a jetzt $a' = \cos \varphi'$ einzusetzen), die Frequenz relativ zu S' ist jetzt die Frequenz der Lichtquelle und diese ist nach Gleichung 5) durch

$$\nu_0 = \nu \left(1 - \frac{v' \cos \varphi'}{c} \right) \dots 6)$$

gegeben, wobei ν die von einem im Medium (d. h. System S) ruhenden Beobachter beobachtete Frequenz dieser Lichtquelle ist. Wenn sich Lichtquelle und Beobachter relativ zum Medium bewegen, die erstere mit der Geschwindigkeit v' und unter dem Winkel φ' , der letztere mit der Geschwindigkeit v und unter dem Winkel φ gegen die Richtung des Strahls, so erhalten wir für die beobachtete Frequenz ν' aus Gleichung 5) und 6)

$$\nu' = \nu_0 \frac{1 - \frac{v \cos \varphi}{c}}{1 - \frac{v' \cos \varphi'}{c}} \dots 7)$$

Ist insbesondere die Licht- oder Schallquelle relativ zum Beobachter in Ruhe oder ist wenigstens die Projektion ihrer Geschwindigkeiten auf die Richtung des Strahls dieselbe, so ist $v \cos \varphi = v' \cos \varphi'$ und daher nach Gleichung 7) auch $\nu' = \nu_0$. Eine gemeinsame Bewegung von gegeneinander ruhender Quelle und Beobachter relativ zum Medium kann also nicht an einer Änderung der Frequenz bemerkt werden. Haben sie hingegen eine Relativgeschwindigkeit gegeneinander, so ist nach Gleichung 7) die Änderung der Frequenz der Lichtquelle durch die Änderung nicht nur von dieser Relativgeschwindigkeit $v \cos \varphi - v' \cos \varphi'$ abhängig, sondern von den Werten der Geschwindigkeit beider gegenüber dem Medium. Wenn wir hingegen nur Größen erster Ordnung in $\frac{v}{c}$ berücksichtigen, so wird aus Gleichung 7)

$$\begin{aligned} \nu' &= \nu_0 \left(1 - \frac{v \cos \varphi}{c} \right) \left(1 + \frac{v' \cos \varphi'}{c} \right) \\ &= \nu_0 \left(1 - \frac{v \cos \varphi - v' \cos \varphi'}{c} \right) \dots 8) \end{aligned}$$

und die Frequenzänderung der Lichtquelle hängt in dieser Annäherung nur von ihrer Relativgeschwindigkeit zum Beobachter ab und nicht von einer etwa noch vorhandenen gemeinsamen Geschwindigkeit gegen das Medium. Exakt verschwindet der Einfluß dieser gemeinsamen Geschwindigkeit aber nur für verschwindende Relativgeschwindigkeit zwischen Beobachter und Lichtquelle.

Nun ist aber nach der Einsteinschen Relativitätstheorie durch die Gleichungen 2) die Längen- und Zeitmessungen relativ zum bewegten System S' nur für sehr kleine Werte von $\frac{v}{c}$ annähernd richtig wiedergegeben, während im allgemeinen an Stelle der Galilei-Transformation Gleichung 2) die Lorentz-Transformation tritt. Es ist also (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Einstein)

$$\begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y = y' \quad z = z' \dots 9) \\ t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

Setzen wir jetzt diese Werte anstatt in Gleichung 1) ein, so erhalten wir

$$e = a \cos 2\pi \nu' \left(t' - \frac{a'x' + \beta'y' + \gamma'z'}{c'} \right) \quad (10)$$

dabei ist, wie durch Vergleich von Gleichung 1) und 10) hervorgeht

$$\nu' = \nu \frac{1 - \frac{\alpha v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \nu \frac{1 - \frac{v \cos \varphi}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (11)$$

Nach der Einsteinschen Relativitätstheorie lautet also das Dopplersche Prinzip nicht, wie es Gleichung 5) angibt sondern an ihre Stelle tritt Gleichung 11). Beide Formeln stimmen überein,

wenn man nur Größen erster Ordnung in $\frac{v}{c}$ berücksichtigt, aber schon in der zweiten Ordnung weichen sie voneinander ab. Am deutlichsten zeigt sich diese Abweichung, wenn man die Frequenzänderung eines Strahles betrachtet, der sich senkrecht zur Bewegungsrichtung des Systems S' fortpflanzt. Dann ist $\cos \varphi = 0$ und nach der klassischen Gleichung 5) ist $\nu' = \nu$, während nach der Einsteinschen Gleichung 11) aber

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (12)$$

Es ist also hier im Gegensatz zur klassischen Theorie auch ein „transversaler“ Dopplereffekt zu erwarten, der allerdings nur von der Ordnung $\frac{v^2}{c^2}$ ist. Ist z. B. ν_0 die Frequenz einer mit der Geschwindigkeit v bewegten, also im S' ruhenden Lichtquelle und ν ihre Frequenz relativ zum System S, in dem sie die Geschwindigkeit v hat, so ist nach Gleichung 12)

$$\nu_0 = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ also } \nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (13)$$

Eine Lichtquelle, von der Frequenz ν_0 hat also, wenn sie bewegt wird, relativ zum ruhenden System die kleinere Frequenz ν (Gleichung 13). Da jedes schwingende Molekül als Uhr angesehen werden kann, so wird durch diese Frequenzabnahme einer bewegten Lichtquelle das Zurückbleiben bewegter Uhren, wie es die Einsteinsche Theorie fordert, wohl am deutlichsten vor Augen geführt.

Wenn wir das Dopplersche Prinzip auf akustische Erscheinungen anwenden, so hat es zur Folge, daß eine Schallquelle, die sich auf einen Beobachter zu bewegt, in ihm einen höheren Ton erregt als wenn sie ruht oder sich gar von ihm fortbewegt. Dasselbe ist der Fall, wenn ein bewegter Beobachter eine ruhende Schallquelle beobachtet. Eine Lokomotive gibt zum Beispiel für einen auf der Station stehenden Beobachter einen höheren Ton, wenn sie sich nähert, einen tieferen, wenn sie sich von ihm entfernt. Beim Durchfahren des Zuges durch die Station geht der Ton plötzlich in einen tieferen über. Mach hat auch einen Apparat konstruiert, wobei eine in Rotation befindliche Pfeife sich dadurch periodisch vom Beobachter entfernt und wieder ihm nähert und ein periodisches Tiefer- und Höherwerden des Tones hören läßt.

Wichtiger und interessanter sind die Anwendungen des Dopplerschen Prinzips auf optische Erscheinungen. Wenn eine bestimmte Lichtquelle

Licht von der Frequenz ν_0 aussendet, so sieht ein Beobachter, auf den sich die Lichtquelle zubewegt, Licht von größerer Frequenz als ν_0 , also wenn die Lichtquelle eine einzige Spektrallinie aussenden würde, eine Verschiebung dieser Linie gegen das violette Ende des Spektrums, die „Dopplersche Verschiebung“, während durch Entfernen der Lichtquelle eine Verschiebung nach Rot stattfindet. Dasselbe gilt, wenn die Lichtquelle ein Linienspektrum aussendet, für jede einzelne Linie des Spektrums. Da diese Verschiebung, soweit Größen erster Ordnung in Betracht kommen, nur von der Projektion der Relativgeschwindigkeit zwischen Lichtquelle und Beobachter in die Bewegungsrichtung abhängt, so ist nach Gleichung 8) die beobachtete Frequenz ν

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v_r}{c} \right) \quad (14)$$

wenn wir mit

$$v_r = v \cos \varphi - v' \cos \varphi'$$

die „radiale“ Komponente der Relativgeschwindigkeit von Lichtquelle und Beobachter bezeichnen. Aus der Beobachtung der Verschiebung der Spektrallinien eines Körpers läßt sich also seine radiale Geschwindigkeitskomponente v_r in bezug auf den Beobachter berechnen. Nachdem schon Doppler den mißglückten Versuch gemacht hatte, aus diesem Prinzip die sichtbaren Farben der Fixsterne zu erklären, wendete es Fizeau 1848 dazu an, aus der verschiedenen Lage der Spektrallinien derselben Substanz in irdischen Lichtquellen und im Fixsternlicht die radiale Komponente der Geschwindigkeit der Fixsterne zu berechnen, während durch direkte Beobachtung doch immer nur die zur Visierichtung senkrechte Bewegung der Fixsterne gesehen werden kann.

Infolge der Bewegung um die Sonne und der dadurch bedingten periodischen Annäherung und Entfernung der Erde von jedem einzelnen Fixstern zeigen die Spektren aller Fixsterne eine gemeinsame Verschiebung der Linien gegen Rot und wieder gegen Violett. Bringt man diese jährliche Periode der Verschiebung in Abzug, so bleibt noch eine allen Fixsternspektren gemeinsame Verschiebung übrig, die von der translatorischen Bewegung des Sonnensystems relativ zum Fixsternhimmel herrührt. Aus dieser Verschiebung, die natürlich für die einzelnen Fixsterne je nach dem Winkel, den die Blickrichtung zu ihnen mit der Richtung der Bewegung des Sonnensystems einschließt, verschieden ist, kann man die Richtung und Größe dieser Geschwindigkeit berechnen. So bestimmte Campbell 1901 diese Geschwindigkeit auf etwa 20 km/sec. Bringt man diese auf eine für alle Fixsterne gemeinsame Ursache zurückgehende Verschiebung in Abzug, so bleiben noch für jeden Fixstern individuelle Verschiebungen seiner Spektrallinien übrig, aus denen sich die Radialkomponente seiner Eigenbewegung relativ zur Gesamtheit der Fixsterne berechnen läßt. Diese Geschwindigkeiten halten sich alle in mäßigen Grenzen, wenn man sie etwa mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes vergleicht, eine Tatsache, die für die Vorstellung über die Kräfteverhältnisse im Kosmos von großer Bedeutung ist. Die größte bisher beobachtete Geschwindigkeit im Fixsternsystem unserer Milchstraße findet sich bei Cassiopejae und beträgt 95 km/sec. (s. Art. „Radialgeschwindigkeiten der Sterne“).

Durch ein irdisches optisches Experiment hat Belopolski 1900 das Dopplersche Prinzip bestätigt, indem er als bewegte Lichtquelle das Bild einer ruhenden Lichtquelle in einem bewegten Spiegel verwendete und die dadurch hervorgerufene Verschiebung der Spektrallinien feststellte. Im Jahre 1906 gelang es J. Stark, die Dopplersche Verschiebung auch an bewegten irdischen Lichtquellen nachzuweisen. Er benützte die Kanalstrahlteilchen, geladene Molekeln, deren Geschwindigkeit bis zu $\frac{1}{300}$ der Lichtgeschwindigkeit geht, die also eine stärkere Dopplerverschiebung erwarten lassen als selbst die Fixsterne. Stark fand, daß bei Wasserstoffkanalstrahlen alle Wasserstofflinien doppelt auftreten. Dieser „Dopplereffekt“ rührt daher, daß sowohl das von den ruhenden Gasmolekülen als das von den bewegten Kanalstrahlteilchen ausgesendete Licht zur Beobachtung gelangt. Für diese Teilchen ist $\frac{v_r}{c}$ so groß, daß Einstein auf die Möglichkeit hinweist, auch noch Effekte zweiter Ordnung in $\frac{v}{c}$ zu konstatieren und so zu untersuchen, ob der von der Relativitätstheorie vorausgesehene transversale Dopplereffekt (Gleichung 13) wirklich existiert und so eine neue experimentelle Prüfung der Grundannahmen dieser Theorie zu ermöglichen. Doch sind bisher Versuche von genügender Genauigkeit nicht möglich gewesen.

Philipp Frank.

Näheres s. J. Scheiner, Populäre Astrophysik. Kap. 24. Leipzig 1912.

Dopplersches Prinzip in der Akustik. Da die Höhe eines Tones durch die Zahl der pro Sekunde in das Ohr des Hörers gelangenden Tonwellen gegeben ist, muß sich die Tonhöhe ändern, wenn sich die Tonquelle während des Tönens dem Beobachter nähert oder von ihm entfernt, und ebenso, wenn sich der Beobachter auf die Tonquelle hin oder von ihr fortbewegt. Nähern sich Tonquelle und Beobachter, so gelangen pro Sekunde mehr Tonwellen zum Ohre als im Zustande der relativen Ruhe, und entfernen sie sich voneinander, so verringert sich für das Ohr des Beobachters die Zahl der pro Sekunde auffallenden Tonwellen. Dieses Gesetz hat Doppler im Jahre 1842 mitgeteilt und sogleich auf optische Vorgänge (Doppelsterne, Verschiebung der Spektrallinien) angewandt. Da Doppler selbst sein Prinzip nicht exakt abgeleitet hat, ist es vielfach angefochten worden; erst W. Voigt hat es auf eine strenge theoretische Basis gestellt.

Eine ganz elementare Überlegung führt zu folgendem Resultat: Ist n die Schwingungszahl der (ruhenden) Tonquelle, λ die zugehörige Wellenlänge und v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles, so erreichen den stillstehenden Beobachter pro Sekunde $n = \frac{v}{\lambda}$ Wellen. Bewegt sich nun der Beobachter mit der Geschwindigkeit v_0 auf die Schallquelle hin, so werden ihn $\frac{v_0}{\lambda}$ Wellen mehr treffen. Die Zahl der Wellen n' , die den bewegten Beobachter im ganzen erreichen, wird also sein: $n' = \frac{v + v_0}{\lambda} = n \left(1 + \frac{v_0}{v} \right)$, d. h. also, der Ton erhöht sich im Verhältnis $1:1 + \frac{v_0}{v}$, während sich bei entgegengesetzter Bewegungsrichtung der Ton

im Verhältnis $1:1 - \frac{v_0}{v}$ erniedrigt. Wenn jetzt der Beobachter ruht und sich die Schallquelle mit der Geschwindigkeit v_0 in der Verbindungslinie Schallquelle—Beobachter bewegt, so erhält man nur dann die gleichen quantitativen Werte wie im erstbesprochenen Falle, wenn v_0 sehr klein gegen v ist, so daß gewisse Vernachlässigungen eingeführt werden können.

Besitzt die Luft zwischen Schallquelle und Beobachter, die relativ zueinander ruhen, eine konstante Geschwindigkeit (Wind) in der Verbindungsrichtung von beiden, so ändert sich die Tonhöhe nicht. Zwar muß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit etwas zunehmen bzw. abnehmen, aber im gleichen Verhältnis nimmt dann auch die Wellenlänge zu bzw. ab, so daß die Schwingungszahl konstant bleibt.

Die qualitative Gültigkeit des Dopplerschen Prinzips kann man im täglichen Leben oft beobachten (Pfeifen einer Lokomotive, Klingeln eines Radfahrers usw.). Die ersten Versuche unter Benutzung der Eisenbahn wurden 1845 von Buys-Ballot in Holland angestellt. Für Demonstrationszwecke ersetzte Mach die fortschreitende Bewegung durch eine rotierende.

Der etwas abgeänderte Machsche Apparat besitzt folgende Gestalt: An den beiden Enden eines Rohres, das um eine senkrecht zur Längsrichtung durch die Mitte des Rohres gehende horizontale Achse drehbar ist, befinden sich je eine Pfeife, die genau gleich gestimmt sind. Werden die Pfeifen angeblasen, während das Rohr ruht, so hört man einen Ton von konstanter Intensität. Wird jetzt das Rohr in Rotation versetzt und befindet sich der Beobachter in der Rotationsebene, so müssen für ihn die Töne der beiden Pfeifen abwechselnd höher und tiefer werden und zwar immer im entgegengesetzten Sinne, da sich die eine Pfeife nähert, während sich die andere entfernt, und umgekehrt. Es müssen also Schwebungen (s. d.) entstehen. Übrigens können hierbei die Verhältnisse durch Nebenerscheinungen (s. Variations-töne) kompliziert werden.

E. Waetzmänn.

Näheres s. E. Mach, Beiträge zur Dopplerschen Theorie. Prag 1873.

Dosenkompaß s. Kompaß.

Dosenlibelle s. Libelle.

Dosenquotient. In der Röntgentiefentherapie gebräuchliches Maß für die Durchdringungsfähigkeit einer Röntgenstrahlung, auch als „prozentuale Tiefendosis“ bezeichnet. Man versteht darunter die in 10 cm Tiefe unter der Körperoberfläche erreichte Dosis als Prozentsatz der der Oberfläche zugeführten Dosis. Zu ihrer Messung wird meist ein Wasserphantom (s. d.) benutzt. Da für die Dosis in einem ausgedehnten Körper der Streuzusatz eine erhebliche Rolle spielt, so wird bei primär gleichartiger Röntgenstrahlung der Dosenquotient durch die Größe des Bestrahlungsfeldes sowie durch den Fokus-Haut-Abstand beeinflusst. Werden hierüber nähere Angaben nicht gemacht, so bezieht sich die prozentuale Tiefendosis nach Wintz auf ein Oberflächeneinfallsfeld von $6 \times 8 \text{ cm}^2$ und einen Fokus-Oberflächen-Abstand von 23 cm. Behnken.

Dosis der Röntgenstrahlen. Nach Christen ist zu unterscheiden die physikalische und die biologische Dosis. Die erstere ist definiert als die in der Volumeneinheit des Körpergewebes absorbierte Röntgenenergie. Da aber wahrscheinlich nicht die gesamte absorbierte Röntgenenergie biologisch wirksam ist, sondern nur ein Bruchteil derselben, der möglicherweise mit der Wellenlänge der Röntgenstrahlen veränderlich ist, so ist die physikalische Dosis mit einem Sensibilitätskoeffizienten zu multiplizieren, um die biologische Dosis zu erhalten.

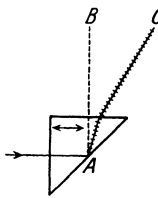
Gegenstand der physikalischen Messung kann natürlich nur die physikalische Dosis sein. Da direkte Energiemessungen an Röntgenstrahlen, wie sie z. B. mit Bolometern, Luftthermometern, Thermosäulen und dgl. mehrfach ausgeführt worden sind, so schwierig sind, daß sie für den praktischen Gebrauch des Arztes nicht in Frage kommen, so gründet man die Dosismessung am besten auf die Bestimmung der Ionisation eines bestimmten Luftvolumens, welche wesentlich einfacher auszuführen ist. Die in 1 cm Luft durch die Ionisation frei gemachte Elektrizitätsmenge bildet ein ebenso exaktes Maß für die physikalische Dosis wie die absorbierte Energie. In dieser Erkenntnis hat die Deutsche Röntgen-Gesellschaft auf Grund früherer Vorschläge von Villard, Friedrich und Behnken die Doseinheit durch folgenden Wortlaut definiert: „Die absolute Einheit der Röntgenstrahlendosis wird von der Röntgenstrahlenenergiemenge geliefert, die bei der Bestrahlung von 1 cm³ Luft von 18° C Temperatur und 760 mm Quecksilberdruck bei voller Ausnutzung der in der Luft gebildeten Elektronen und bei Vermeidung von Wandwirkungen eine so starke Leitfähigkeit erzeugt, daß die bei Sättigungsstrom gemessene Elektrizitätsmenge eine elektrostatische Einheit beträgt. Diese Einheit wird 1 Röntgen genannt und mit dem Buchstaben R abgekürzt.“ Auf dem II. Internat. Kongreß für Radiologie in Stockholm im Juli 1928 wurde an die Stelle der Temperatur von 18° C gesetzt 0° C und anstatt des Buchstaben R der Buchstabe r für das „Internationale Röntgen“ gewählt. Das „r“ verhält sich zum „R“ wie 1:1,066. Über die absolute Ausmessung einer Röntgenstrahlung in r vgl. die Artikel „Druckluftkammer“ und „Faßkammer“. Vor Einführung des r wurde von Seitz und Wintz eine biologisch definierte Doseinheit, die „Erythemdosis“, als Einheit vorgeschlagen, die noch heute in der medizinischen Literatur eine sehr große Rolle spielt. Die in r ausgedrückte Größe der Erythemdosis ist von der Wellenlänge abhängig. Doch herrscht über die quantitativen Verhältnisse noch keine Einigkeit. Meist nimmt man für eine relativ harte Strahlung, wie sie in der Tieftherapie gebräuchlich ist, bei etwa 180 kV an der Röntgenröhre und bei Filterung durch 1 mm Cu in freier Luft gemessen etwa 500 r als Erythemdosis an. Nach Wintz und Rump sowie Meyer und Glasser werden bei weicheren Strahlen diese Zahlen kleiner. Doch geben andere Autoren (Schreus und Schoenholz) einen entgegengesetzten Verlauf an. Vgl. auch den Artikel „Dosimeter für Röntgenstrahlen“.

Dosimeter für Röntgenstrahlen. Geräte für den Gebrauch des Röntgentherapeuten, um die einem Patienten verabfolgte Dosis (s. d.) zu messen. Vor Einführung der Ionisationsgeräte wurden meist die Sabouraud-Noiré-Pastillen benutzt, die auch heute noch in der Hauttherapie viel angewendet werden. Sie bestehen aus kleinen Scheibchen aus gepreßtem Bariumplatinzyanür von etwa 5 mm Durchmesser, welche bei der Bestrahlung mit Röntgenstrahlen ihre ursprünglich hellgrüne Farbe infolge von Abspaltung von Kristallwasser in ein fahles Gelb und schließlich in einen bräunlichen Ton wechseln. Durch Vergleich mit einer Skala von Normalfarben, wie sie besonders von Holzknicht angegeben wurde, wird die Größe der Dosis beurteilt. Die sogenannte Volldosis oder Normaldosis ist dazu in 5 Stufen, welche „H“ genannt werden, unterteilt.

Ein ebenfalls auf einer Verfärbungserscheinung beruhender Dosimeter ist das „Quantimeter“ von Kienböck. Hier ist das Reagens ein Streifen Bromsilberpapier, das den Röntgenstrahlen zugleich mit dem zu bestrahlenden Objekt ausgesetzt und dann nach bestimmter Vorschrift entwickelt wird. Die Beurteilung der Dosis erfolgt durch Vergleich mit einer 10 teiligen Standardskala, deren Einheit als „X“ bezeichnet wird. Es gilt also $10 X = 5 H$. Das „Röntgenphotometer“ nach Wintz und Rump beruht auf der Photometrierung eines Leuchtschirmes durch Vergleich mit einer Normallichtquelle. Das „Intensimeter“ nach Fürstenau besteht aus einer Selenzelle in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung. Die durch die Röntgenbestrahlung bewirkte Widerstandsänderung dient als Maß für die Dosis. Als zuverlässigste Dosimeter sind z. Z. die Ionisationsmesser anzusehen. Ihre Grundform ist eine kleine Ionisationskammer (s. d. Art. „Fingerhutkammer“) in Verbindung mit einem Elektrometer. Das letztere wird aufgeladen und entlädt sich durch die infolge der Bestrahlung ionisierte Luft im Innern der Kammer. Die Geschwindigkeit der Entladung wird mit einer Stoppuhr beobachtet. Instrumente dieser Art werden als „Iontoquantimeter“, „Ionometer“, „Ionimeter“ bezeichnet. Der französische Arzt Solomon schlug vor, ein solches Gerät mit Hilfe der Strahlung eines Radiumpräparates von bekannter Größe zu eichen und so zu einer absoluten Dosismessung zu gelangen. Doch ergeben sich hierbei Schwierigkeiten einmal infolge der „Wandwirkungen“, die bei Kammern aus nur wenig verschiedenem Material erheblich verschieden sind, und aus der Notwendigkeit, außer der γ -Strahlung auch die β -Strahlung des Radiumpräparates für die Ionisation mit auszunutzen. Die starke Absorption der β -Strahlen im Präparat selbst macht es schwierig, eine konstante Ionisierung zu erzielen. Dosimeter mit Kleinkammern, müssen daher durch Vergleich mit einer „Faßkammer“ oder „Druckluftkammer“ mit Röntgenstrahlen geeicht werden. Dagegen läßt sich eine Kontrolle mit Radiumpräparaten bei Verwendung größerer Kammern durchführen, wie durch Küstner gezeigt wurde, der ein besonders für die Übertragung der Eichung geeignetes „Eichstandgerät“ konstruierte. Die Technik der Ionisationsmessung ist bei den für die Praxis bestimmten Meßgeräten in verschiedener Weise weiter ausgebildet worden. Beim Dosimeter nach Hammer tritt jedes Mal nach Entladung einer bestimmten Elektrizitätsmenge ein elektrostatisches Relais in Tätigkeit und schaltet ein Registrierwerk zur Zählung der Entladungen ein. Jaeger benutzte hierfür ein Elektronenrelais in Gestalt einer Verstärkeröhre. Ebenfalls mit einem Elektronenrelais arbeitet ein Dosimeter von Strauß mit der Bezeichnung „Mekapion“. Beim Siemensdosimeter wird ein Widerstandsverstärker mit Verstärkeröhre benutzt, um den Ionisationsstrom in einem Zeigergalvanometer zu messen. Behnken.

Dove-Prisma. Wie aus der Figur ersichtlich, ist dieses doppelbrechende Kalkspatprisma ein gleichschenkelig rechtwinkliges Reflexionsprisma. Die eine Kathetenfläche liegt senkrecht, die andere parallel zu der optischen Achse, dem eingezeichneten Pfeile. Ein Strahl natürlichen Lichtes wird bei A an der Hypotenusenfläche total reflektiert und in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen zerlegt. Der ordentliche wird unzerstreut unter 45° nach B reflektiert, während der außerordentliche nach C

abgelenkt wird. Der elektrische Vektor schwingt für C in der Zeichnungsebene, für B senkrecht zu ihr.



Dove-Prisma.

Soll das Prisma zur Erzeugung linear polarisierten Lichtes dienen, so benutzt man allein den ordentlichen Strahl B, während der farbig zerstreute, außerordentliche Strahl C abgeblendet wird. Aus solchen verhältnismäßig recht kleinen Doveschen Prismen baut die Firma Schmidt und Haensch in Berlin sehr gut brauchbare Polarisations-Vorrichtungen.

Schönrock.

Drachenaufstiege s. Aerologie.

Draht s. Biegung.

Drahtlitze s. Litzen.

Drahtlose Telegraphie s. die einzelnen darauf bezüglichen Artikel, wie Antenne, Audion, Empfänger, Sender, gerichtete Photographie u. a. m.

Drahtlose Telephonie. Die Übertragung der Sprache mittels ungedämpfter Schwingungen durch den Raum. Es werden einem kontinuierlichen Wellenzug Schwankungen aufgedrückt, die mit den beim Sprechen auftretenden Luftschwankungen quantitativ übereinstimmen. An der Empfangsstelle gibt der Empfänger die durch die Strahlung

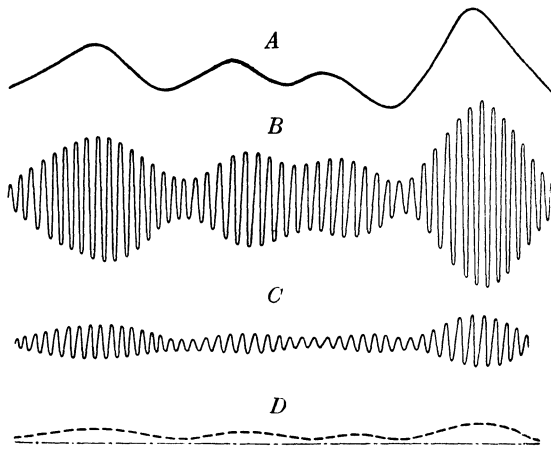


Fig. 1. Schwingungsverlauf vom Sender bis zum Empfang.

übertragenen Schwankungen wieder. Fig. 1 gibt das Schema des Schwingungsverlaufs vom Sender bis zum Empfang. Die technische Ausgestaltung der drahtlosen Telephonie umfaßt drei Probleme.

1. Die Erzeugung kontinuierlicher ungedämpfter Schwingungen; 2. das Starkstrommikrophon zur Beeinflussung der Schwingungen und die Anpassung des Mikrophons an den Sender; 3. Ausbildung einer der Drahttelephonie ähnlichen Gegensprechanordnung für beliebige Teilnehmer.

Als Energiequelle werden Lichtbogen-, Röhrensender- und Hochfrequenzmaschinen benützt. Fig. 2a und b zeigen eine Lichtbogen-, Fig. 3 eine Röhren- und Fig. 4 eine Maschinensenderanordnung.

In Fig. 2a liegt das Mikrophon direkt in der Antenne und beeinflusst den Antennenstrom. Der Mikrophonwiderstand ist annähernd gleich dem Antennenwiderstand beim Besprechen. Für größere Energien werden mehrere Mikrophone parallel geschaltet, bzw. kommen hydraulische Mikrophone zur Anwendung; siehe Starkstrommikrophon. In Fig. 2b ist das Mikrophon parallel einem Teil der Antennen-

selbstinduktion, d. h. es wird beim Sprechen die Welle der Antenne verändert.

Fig. 4 zeigt die ältere Anordnung mit Periodenverdopplern (Telefunken) zur Beeinflussung von etwa 100 kW Schwingungsenergie. 1 die primäre Windung

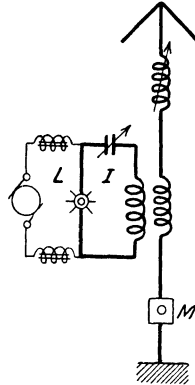


Fig. 2a.

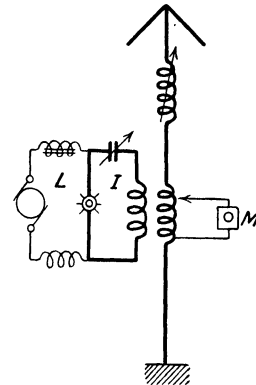


Fig. 2b.

Lichtbogensenderanordnung.

der letzten Verdopplerstufe, 2 die sekundäre, 3 der Gleichstromkreis, 4 die zusätzliche Magnetisierung, welche von dem Wechselstrom der Mikrophonkreise gespeist wird.

Die Mikrophonanordnung ist so, daß einerseits parallel zu je 2 bzw. mehreren in Serie geschalteten Mikrophonen über einen Widerstand W eine Batterie I liegt, andererseits direkt von den Mikrophonen über den Kondensatoren C die Sprachströme abgenommen werden. Eine der häufig verwandten Schaltungen für Telephonie mit Kathodenröhrengeneratoren zeigt Fig. 3.

Es wird die für die Schwingungserzeugung erforderliche Gitterspannung — sie ist hier gegeben für die betreffende Röhre durch die Bemessung des Kondensators C — durch den in der Gitterzuführung liegenden Kondensator C₂ vermindert. Über den Transformator T_R wird diesem Kondensator die vom Mikrophon M_i erzeugte Sprachspannung zugeführt und durch diese Sprachschwankungen wird die Gitterspannung beim Sprechen teilweise wieder auf ihren ursprünglichen Wert ergänzt bzw. noch mehr reduziert, d. h. im Rhythmus der

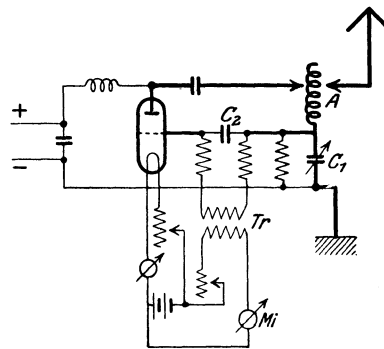


Fig. 3. Röhrensenderanordnung.

Sprache mehr oder weniger Hochfrequenz erzeugt. Es ergibt sich hierdurch eine sehr starke Relaiswirkung. Bei den modernen Anlagen für drahtlose Telephonie kommt der Mikrophonstrom nicht

direkt auf das Gitter des Senderohrs oder eines im Gitterkreis des Senderohrs liegenden Modulationsrohres zur Wirkung, sondern erst nach einer mehrfachen Verstärkung. Bei großen Sendern (5—100 kW) kommt vielfach eine Anordnung in Verwendung, bei der ein kleiner Telephoniegenerator die Gitter mehrerer parallel geschalteter Röhren steuert (Fremdsteuering).

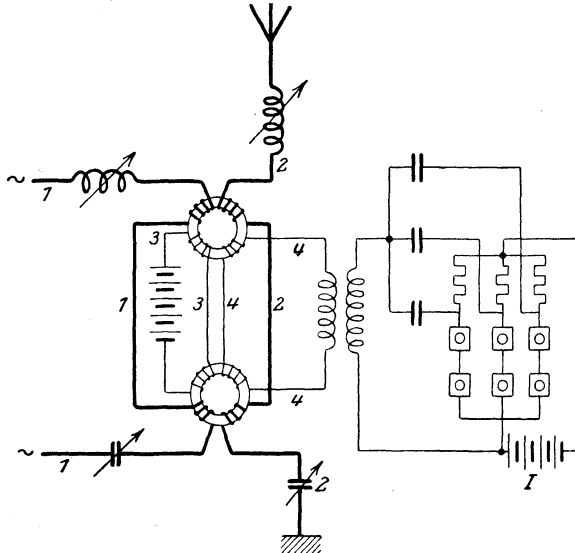


Fig. 4. Maschinensenderanordnung.

Das Gegensprechen, die wechselseitige Verständigung zweier Telephoniestationen, erfolgt entweder derart, daß durch einen Druckknopf und ein Relais die Antenne vom Sender auf den Empfänger umgeschaltet wird, oder daß man ohne Umschaltung arbeitet. Dann kommt es darauf an, daß der Empfänger sorgfältig gegen die Schwingungen des eigenen Senders geschützt wird. Bei großen Anlagen sind Sender und Empfänger räumlich auseinander gelegt und durch Niederfrequenzleitungen miteinander nach Fig. 5 verbunden. Bei diesen Anordnungen kann unter Zwischenschaltung einer Ausgleichschaltung, wie bei der normalen Sprachverstärkung

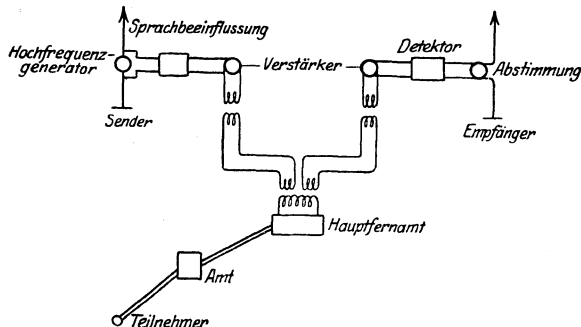


Fig. 5. Räumliche Trennung von Sender und Empfänger bei großen Anlagen.

zur Verhinderung des Übergehens der ankommenden Sprache auf das Senderohr, jeder beliebige Teilnehmer mit jedem andern über den drahtlosen Sender und Empfänger sich verständigen, ohne von der Zwischenschaltung der drahtlosen Übertragung etwas zu merken.

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 445.

Drahttöne s. Hiebtöne.

Drahtwellen. Elektromagnetische Wellen, die sich längs Drähten bewegen (s. Lechersches System).

Drall s. Impuls, Torsion.

Drall einer Schußwaffe. Auf gezogene Rohre, also auf die Anwendung von Schraubenzügen im Rohr eines Geschützes oder einer Handfeuerwaffe wurde man durch das Bestreben geführt, aus einem Rohr ohne Vergrößerung des Rohrkalibers eine größere Geschossmasse verschießen zu können, als bei Benützung von kugelförmigen Geschossen möglich gewesen war, und gleichzeitig die Streuungen zu verringern, die man bei Kugeln beobachtet hatte. Auf diese Weise gelangte man zu Langgeschossen. Aber die Verwendung von Langgeschossen wiederum führte, wegen der Notwendigkeit, das Langgeschosß vor dem Überschlagen in der Luft zu bewahren, zur Anbringung von Schraubenzügen im Rohr, wodurch dem Geschosß eine rasche Rotation um seine Längsachse und damit eine Stabilität bei seinem Flug in der Luft erteilt wurde. (Dieser Zweck der Stabilisierung läßt sich zwar auch auf andere Weise bei glatten Rohren, z. B. durch Pfeilform des Geschosses, erreichen; aber mit der Pfeilform ist der Übelstand verbunden, daß der Schwerpunkt des Langgeschosses weit nach dem vorderen Ende zu gelegt werden muß.)

Denkt man sich die ebene Abwicklung eines solchen Schraubenzugs oder einer Drallkurve, so versteht man unter dem Drallwinkel α den Winkel zwischen der Richtung der Seelenachse des Rohrs und der Tangente an die Drallkurve; unter Dralllänge D (mm) versteht man die Höhe eines Schraubengangs, so daß $\cotg \alpha = D : 2R\pi$; ($2R$ in mm das Kaliber). Bei Handfeuerwaffen wird fast allgemein der Drallwinkel α und damit die Dralllänge D konstant gehalten — und die Größe von α und damit von D ergibt sich dabei aus der Bedingung der Stabilität des Geschosses entlang der Flugbahn; s. Drallgesetze —; bei Geschützen läßt man α entweder ebenfalls konstant, oder man läßt α nach bestimmtem Gesetz von einem Anfangswert α_0 bis zu einem Endwert α_e zunehmen; in dem letzteren Fall des sog. Progressivdralls ist die Stabilitätsbedingung maßgebend für den Betrag des Enddrallwinkels α_e .

Es sei m die Geschossmasse, $2R$ das Kaliber; ρ der Trägheitshalbmesser des Geschosses um dessen Längsachse (dabei $\frac{\rho^2}{R^2}$ zwischen 0,55 und 0,65); x der Weg des Geschosßbodens nach der Zeit t Sek. vom Beginn der Geschosßbewegung ab, positiv gerechnet in der Richtung der Seelenachse nach der Mündung zu; $v = \frac{dx}{dt}$ die Geschwindigkeit

des Geschosßschwerpunkts nach der Zeit t in dieser Richtung; v_e der Endwert von v an der Mündung, beim Austritt des Geschosßbodens aus der Mündung; φ der Drehwinkel des Geschosses um die Längsachse nach der Zeit t , im Bogenmaß gemessen, positiv im Sinn der Drehung durch Rechtsdrall; $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ die zugehörige Winkelgeschwindigkeit,

mit dem Endwert ω_e an der Mündung, n bzw. n_e die betreffende Tourenzahl; α der Drallwinkel und D die Dralllänge an der Stelle x und zwar gemessen in Metern; N der zu den Zugflanken senkrechte Druck auf das Geschöß an gleicher Stelle, λ der Reibungskoeffizient des Geschößes in den Zügen, so hat man folgende Beziehungen:

1. Bei konstantem Drall, also bei konstantem α und D :

$$\omega = \frac{tg \alpha}{R} \cdot v; \quad \omega_e = \frac{tg \alpha}{R} \cdot v_e = \frac{2 \pi v_e}{D}; \quad n_e = \frac{v_e}{D}.$$

Winkelbeschleunigung $\frac{d\omega}{dt} = \frac{tg \alpha}{R} \cdot \frac{dv}{dt}$. Die Werte

von $\frac{dv}{dt}$ in Funktion von x sind dabei als bekannt vorausgesetzt, entweder durch Rücklaufmessungen oder durch Berechnungen auf Grund einer der Methoden zur Lösung des innerballistischen Hauptproblems (s. Ballistik).

$$\text{Leistendruck } N = m \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{tg \alpha}{\cos \alpha - \lambda \sin \alpha} \cdot \frac{dv}{dt};$$

$$\begin{aligned} \text{Gesamter Zugwiderstand } W &= N \sin \alpha + \lambda N \cos \alpha \\ &= m \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot tg \alpha \cdot \frac{tg \alpha + \lambda}{1 - \lambda tg \alpha} \cdot \frac{dv}{dt}. \end{aligned}$$

2. Bei veränderlichem Drall, also wenn α eine gegebene Funktion von x ist:

$$\text{Winkelgeschwindigkeit } \omega = \frac{tg \alpha}{R} \cdot v;$$

$$\text{Winkelbeschleunigung } \frac{d\omega}{dt} = \frac{tg \alpha}{R} \cdot \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{R} \cdot \frac{d(tg \alpha)}{dx};$$

Leistendruck $N =$

$$m \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha - \lambda \sin \alpha} \cdot \left(\frac{dv}{dt} tg \alpha + v^2 \frac{d(tg \alpha)}{dx} \right);$$

Zugwiderstand $W =$

$$m \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{tg \alpha + \lambda}{1 - \lambda tg \alpha} \cdot \left(\frac{dv}{dt} tg \alpha + v^2 \frac{d(tg \alpha)}{dx} \right).$$

Speziell bei parabolischem Drall, also wenn als Zugkurve eine Parabel gewählt wird, deren Achse senkrecht zur Seelenachse steht, und α_0 den Anfangsdrallwinkel, α_e den Enddrallwinkel des parabolischen Dralls, x_e die ganze Länge des gezogenen Teils des Rohrs bedeutet, so ist an der Stelle x

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{v}{R} \left\{ tg \alpha_0 + \frac{x}{x_e} (tg \alpha_e - tg \alpha_0) \right\}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{1}{R} \cdot \frac{dv}{dt} \left\{ tg \alpha_0 + \frac{x}{x_e} (tg \alpha_e - tg \alpha_0) \right\} \\ &\quad + \frac{v^2}{R x_e} (tg \alpha_e - tg \alpha_0). \end{aligned}$$

Der Ausdruck für $\frac{d\omega}{dt}$ bei konstantem Drall läßt erkennen, daß die Winkelbeschleunigung proportional der Translationsbeschleunigung $\frac{dv}{dt}$ des Geschößes verläuft. Beide Werte werden somit zu gleicher Zeit ihr Maximum annehmen. Nun ist $m \frac{dv}{dt}$ maßgebend für die Beanspruchung des Geschößes auf Stauchung durch den Trägheitswiderstand und durch die sonstigen Widerstände in Richtung der Seelenachse; $m \rho^2 \frac{d\omega}{dt}$ ist maßgebend für die Beanspruchung des Geschößes auf Abwürgen. Folglich wird bei konstantem Drall das Geschöß

am Ort der maximalen beschleunigenden Kraft

in Richtung der Seelenachse auch maximal

auf Verdrehung beansprucht. In solchen Fällen, in denen das Geschößmaterial dieser zweifachen Beanspruchung nicht genügend Stand zu halten vermag, verwendet man daher häufig veränderlichen Drall. Damit läßt sich z. B. erreichen, daß die

Winkelbeschleunigung $\frac{d\omega}{dt}$ anfangs klein ist und

erst, nachdem $\frac{dv}{dt}$ sein Maximum schon überschritten

hat, gleichfalls seinen Höchstwert annimmt; und

den Betrag des Höchstwerts von $m \rho^2 \frac{d\omega}{dt}$ sucht man

dabei kleiner zu halten, als dies bei konstantem Drall der Fall wäre; hierzu ist, wenn parabolischer Drall gewählt wird, ein bestimmter Anfangsdrallwinkel α_0 erforderlich.

Der veränderliche Drall hat außerdem den folgenden wesentlichen Vorteil: Bei stärker ausgeschossenen Rohren sind die Felder, welche dem Geschöß die Drehbewegung aufzwingen, unter Umständen auf längere Strecken in Fortfall gekommen. Das Geschöß beginnt infolgedessen seine Bewegung nur mit einer Translation, ohne daß von vorneherein eine Drehbewegung einsetzt. Stößt dann das Geschöß auf die erhalten gebliebenen Felderteile, so muß es bei konstantem Drall plötzlich die Dreh-

geschwindigkeit $\frac{tg \alpha}{R} v$ annehmen. Dem dabei auf-

tretenden Drehstoß sind dann die Führungsbänder nicht gewachsen und werden abgeschert. Bei veränderlichem Drall ist diese Gefahr sehr herabgemindert, weil der Winkel α in dem Gefahrmoment viel kleiner ist, als dem Enddrall entspricht.

Den Nachteilen des konstanten und Vorteilen des veränderlichen Dralls stehen Vorteile des ersteren und entsprechende Nachteile des letzteren Dralls gegenüber: Beim konstanten Drall können, im Fall starker Beanspruchung des Führungsmaterials, mehrere Führungsbänder oder kann ein einziges breites Band gewählt werden; auch kann, wie dies bei Gewehren und Pistolen fast durchweg geschieht, der ganze Geschößmantel zur Führung des Geschößes in den Zügen verwendet werden. Die Benutzung mehrerer Führungsbänder ist dagegen bei Progressivdrall ausgeschlossen, weil sich bei einem solchen Drall die Feldereinschnitte im vorderen Band gegen diejenigen im hinteren Band mit Zunahme des Drallwinkels immer mehr seitlich verschieben, also sich immer mehr verbreitern, so daß von den Führungsbändern schließlich nichts mehr übrigbleibt; auch würde ein breites Band zu sehr abgenützt werden. Es kann sich also beim variablen Drall nur um ein einziges und zwar um ein schmales Band zur Führung handeln. Ferner ist anzunehmen, daß bei variablem Drall infolge der allmählichen Verstellung der Leisten des Geschößführungsbands die Pulvergase mehr als beim konstanten Drall die Möglichkeit erhalten, sich zwischen Geschöß und Seelenwandung nach der Mündung hin durchzuzwängen und dadurch zur Zerstörung der Züge beizutragen.

Das Verhältnis der Energie der Drehbewegung zu der Energie der fortschreitenden Bewegung des Geschößes ist, wenn das Trägheitsmoment des Ge-

schosses um seine Längsachse in roher Annäherung gleich $\frac{m}{2} R^2$ gesetzt wird, angenähert gleich

$$\frac{\pi^2}{2 \cdot d^2}$$

wo $d = \frac{D}{2R} = \pi \cdot \cotg a$ die in Kalibern ausgedrückte Dralllänge bedeutet. Für Drallwinkel a zwischen $a = 2^\circ$ und $a = 16^\circ$ oder für Werte von d zwischen 90 und 11 Kalibern bewegt sich jenes Verhältnis der beiden Energien ungefähr zwischen 0,0006 und 0,04 oder zwischen 0,06 und 4 Prozent. Daraus läßt sich ermessen, daß von der ganzen in der Pulverladung vorhandenen Energiemenge im allgemeinen ein verhältnismäßig nur kleiner Bruchteil auf die Drehbewegung des Geschosses verwendet wird.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Betr. Literatur s. Ballistik.

Drallgesetze. Der Zweck der Züge ist in erster Linie, dem rotierenden Langgeschöß bei seinem Flug durch die Luft die notwendige Stabilität zu sichern. Das rotierende Langgeschöß spielt die Rolle eines Kreisels (in historischer Hinsicht wohl die erste Verwendung des Kreisels in der Technik). Beim schweren Drehkreisel besteht die Bedingung

$$\sigma = \frac{J_1^2 \cdot \omega^2}{4 J_q \cdot W \cdot a} > 1$$

dafür, daß der Kreisel, wenn er sachte, ohne seitlichen Anstoß, schief auf den Tisch aufgesetzt wird, nicht umfällt, und daß er auch nicht, unter der Einwirkung der Schwere, zu große Schwankungen ausführt. (Dabei ist J_1 das Trägheitsmoment des Kreisels um die Längsachse oder Kreiselachse, J_q das Trägheitsmoment um die Querachse durch den Unterstützungspunkt, ω die Winkelgeschwindigkeit um die Kreiselachse, W das Gewicht des Kreisels, a der Abstand zwischen dem Unterstützungspunkt und dem Schwerpunkt auf der Achse.) Der Unterstützungspunkt des schweren Kreisels entspricht beim fliegenden Geschöß dem Schwerpunkt des Geschosses; das Gewicht W des schweren Kreisels dem resultierenden Luftwiderstand; der Schwerpunkt des schweren Kreisels entspricht dem Angriffspunkt der Luftwiderstandsresultanten auf der Geschößachse, also ist a beim Geschöß der Abstand zwischen Schwerpunkt und Angriffspunkt des resultierenden Luftwiderstands. Der Unterschied ist in mechanischer Hinsicht nur der, daß beim schweren Kreisel die Größe und die Richtung der Kraft W und die Größe des Abstands a konstant ist, daß dagegen beim Geschöß die Größe und die Richtung des Luftwiderstands W sich entlang der Flugbahn fortwährend ändert und auch der Abstand a zwischen Schwerpunkt und Angriffspunkt der Luftwiderstandsresultante nicht konstant ist, sondern um so kleiner wird, je mehr sich der Winkel zwischen Geschößachse und Bahntangente vergrößert.

1. Wenn die entsprechende Stabilitätsbedingung beim fliegenden Geschöß von Anfang an erfüllt ist, darf man sicher sein, daß die durch den Luftwiderstand allein bewirkten stoßfreien Nutationen des Geschosses, also diejenigen Nutationen, die auch dann auftreten, wenn das Geschöß ohne seitlichen Anstoß die Mündung der Waffe verlassen hat, bei dem Flug des Geschosses durch die Luft keine unzulässig große Amplitude annehmen.

Diese Bedingung $\sigma > 1$ genügt jedoch nicht für einen richtigen Geschößflug. Selbst dann, wenn der Stabilitätsfaktor σ genügend größer als 1 ist, etwa

$\sigma > 3$, also selbst dann, wenn unzulässig große stoßfreie Nutationsschwankungen des Geschosses bei dessen Flug durch die Luft ausgeschlossen sind, kann das Geschöß noch unrichtig fliegen, und zwar aus zwei Gründen.

2. Große Nutationspendelungen des Geschosses können schon von der Mündung der Waffe ab dadurch entstehen, daß bei dem Austritt des Geschosses aus der Mündung die Pulvergase unsymmetrisch mit austreten, das Geschöß eine Strecke weit überholen und dabei auf das Geschöß seitliche Stöße ausüben, deren Resultante nicht durch den Schwerpunkt geht. Die Folge davon ist ein Drehimpuls um eine Querachse durch den Schwerpunkt des Geschosses, und wegen der Rotation des Geschosses um die Längsachse entstehen daraus Nutationen um den Schwerpunkt. Diese Stoßnutationen können zwar, nachdem sie in der Nähe der Mündung entstanden sind, unter Umständen weiterhin eine Abdämpfung erfahren — um so leichter, je größer σ ist —, aber sie können auch während des ganzen Geschößflugs anhalten. Jedenfalls können sie auch ihrerseits eine Verminderung der Schußweite und eine Vergrößerung der Streuung bewirken. Es muß also eine zweite Bedingung hinzutreten, die besagt, daß die Stoßnutationen keine ungeeignete Größe annehmen sollen. Diese Bedingung, die aufgestellt werden kann, enthält die Trägheitsmomente, den Enddrallwinkel, die Pulverladung, den Mündungsgasdruck und die Geschößlänge.

3. Ferner soll das Geschöß mit der Spitze, nicht mit dem Geschößboden oder mit dem Mantel voran auf dem wagrechten Erdboden ankommen — schon wegen eines sicheren Funktionierens des Zünders —; aber auch während des ganzen Geschößflugs durch die Luft muß sich das Geschöß, damit der Luftwiderstand möglichst wenig auf das Geschöß einwirken kann, genügend genau mit seiner Längsachse in die Bahntangente einstellen; es muß also ähnlich fliegen, wie ein richtig konstruierter Pfeil fliegt. Allerdings ist ein eigentlicher Pfeilflug beim rotierenden Geschöß wegen der Kreiselwirkung niemals vollkommen möglich; aber man kann wenigstens bewirken, daß der Geschößflug angenähert ein pfeilflugartiger wird, daß sich nämlich die Geschößspitze immer wieder der Bahntangente nähert, so daß das Geschöß (bei nicht zu großem Abgangswinkel) schließlich als „Spitzentreffer“, nicht als „Bodentreffer“ im wagrechten Ziel ankommt. Die entsprechende dritte Bedingung, die als Voraussetzung für einen guten Geschößflug noch hinzutreten muß, ist also die, daß das Geschöß nicht überstabilisiert ist. Wenn nämlich zwar unzulässig große Nutationen jeder Art ausgeschlossen, also die zwei ersten Bedingungen erfüllt sind, dagegen der erwähnte pfeilartige Geschößpflug nicht vorliegt, so bleibt die Geschößachse allzusehr sich selbst parallel. Diese dritte Bedingungsgleichung läßt sich aufstellen; sie enthält das Luftwiderstandsmoment und die Translationsgeschwindigkeit des Geschosses im Scheitelpunkt der Bahn, ferner das Längsträgheitsmoment und die Winkelgeschwindigkeit des Geschosses um die Längsachse an der Mündung. Die Frage der Einstellung der Geschößachse in die Bahntangente kommt hauptsächlich bei Steilfeuergeschützen, Mörsern, Minenwerfern und Haubitzen in Betracht. Dagegen bei Flachbahngeschützen und bei Gewehren spielt die erwähnte dritte Bedingung keine oder nur eine geringere Rolle, weil bei diesen der benützte Teil der Flugbahn eine geringere

Krümmung aufweist; die untere Grenze des Enddrallwinkels ist deshalb bei Flachbahngeschützen und bei Gewehren durch die erste Bedingung (die Stabilitätsbedingung $\sigma > 1$) gegeben, die obere Grenze nicht durch die erwähnte dritte Bedingung, sondern durch die Vorschrift, daß das Geschöß in-stande sein muß, den Zügen zu folgen, daß also der Mantel des Gewehrgeschosses, bzw. das Führungsband des Artilleriegeschosses der Drehbeanspruchung gewachsen sein muß.

An Stelle der ersten Bedingung ($\delta > 1$) sind von verschiedenen Ballistikern, Vallier, Sabudski, Greenhill, Charbonnier, Kaiser u. a., kurze praktische Näherungsregeln oder Tabellen aufgestellt worden. Z. B. gibt Sabudski für Geschütze die folgende Konstruktionsregel. Es soll sein

$$D^2H^3 = D'^2H'^3$$

Dabei bedeutet D die Enddralllänge (in m) für das zu konstruierende Geschütz, H die Gesamtlänge (in m) für das zugehörige Geschöß. D' bzw. H' sind das Analoge für ein ähnliches Geschütz- und Geschößsystem, bei dem sich die Stabilitätsverhältnisse praktisch gut bewährt haben. Ferner empfahl F. W. Hebler für Gewehre die empirische Regel:

$$D_e = \frac{v_0 \cdot q^2}{a H}$$

D_e die Enddralllänge in m; q der Geschößquerschnitt in mm^2 ; v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses in m/sec; H die Gesamtlänge des Geschosses in mm; a ist die Zahl 332000 bei Stahlmantelgeschossen, dagegen 263000 bei Papierumhüllung des Geschosses. Z. B. für ein 8 mm Stahlmantel-Gewehrgeschöß von 900 m/sec Anfangsgeschwindigkeit und 28 mm Länge ist $q=50$, $v_0=900$, $H=28$; $a=332000$, also die (konstante)

Dralllänge $D = \frac{900 \cdot 50^2}{332000 \cdot 28} = 0,24$ m (gewählt ist 0,250 m).

Für die Wahl des Anfangsdrallwinkels α_0 bei veränderlichem Drall hat W. Heydenreich eine empirische Beziehung aufgestellt. Was die Wahl der Drallkurve anlangt, so hat sich gezeigt, daß, wenn der Anfangsdrallwinkel α_0 und der Enddrallwinkel α_e festgelegt sind, die übrige Gestalt der Drallkurve von keinem sehr bedeutenden Einfluß ist. Mitunter findet man die Drallkurve mit Hilfe der Bedingung festgelegt, daß der Leistendruck konstant bleiben soll; häufig wird parabolischer Drall gewählt, wenn es sich überhaupt um einen Progressivdrall handeln soll und nicht vielmehr konstanter Drall vorgezogen wird.

C. Cranz und O. v. Eberhard.
Betr. Literatur s. Ballistik.

Draper Catalogue, ein Sternkatalog, der von Harvard Observatory herausgegeben ist und der die Spektralklassifizierung von über 200000 Sternen enthält.
Bottlinger.

Draperienordlicht s. Polarlicht.

Drapersches Gesetz (auch Drapersche Regel) heißt die Tatsache, daß alle Temperaturstrahler bei Temperaturen wenig über 500° zu leuchten beginnen. Es ist dies eine selbstverständliche Folge aus der Energie-Wellenlängenkurve der Temperaturstrahler (s. Strahlungsgesetze) und der Wellenlängenempfindlichkeit des menschlichen Auges. Bei der genannten Temperatur verläuft nämlich die Strahlungskurve so, daß gerade noch merkbare Beträge roter Strahlung emittiert werden.

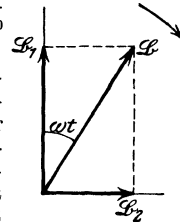
Gerlach.

Drehende Körper s. Drehvermögen, optische Aktivität.

Drehfeld. Es stelle B (s. Figur) den Vektor eines elektromagnetischen Feldes dar, das mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω in der Pfeilrichtung rotiert. Zu jedem Zeitpunkte t kann man sich dieses Feld in zwei zueinander senkrechte Komponenten \mathfrak{B}_1 und \mathfrak{B}_2 zerlegt denken, deren Momentanwerte durch die Gleichungen dargestellt werden

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \mathfrak{B} \cos \omega t = \mathfrak{B} \sin (90^\circ + \omega t) \\ \mathfrak{B}_2 &= \mathfrak{B} \sin \omega t. \end{aligned}$$

Diesen Gleichungen entsprechen zwei sinusförmige Wechselfelder von der Kreisfrequenz ω , deren maximale Amplitude gleich \mathfrak{B} ist und deren Phase um 90° gegeneinander in dem Sinne verschoben ist, daß \mathfrak{B}_1 dem Felde \mathfrak{B}_2 voraneilt. Es folgt hieraus: die Superposition von zwei räumlich und zeitlich um 90°



gegeneinander verschobenen Wechselfeldern ergibt ein Drehfeld, dessen konstante Amplitude gleich dem Maximum der Amplitude der beiden Einzelfelder ist, und das mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert, und zwar derart, daß während einer Zeit T der Winkel $\omega T = 2\pi fT = 2\pi$, also eine Umdrehung zurückgelegt wird; die Rotation erfolgt entgegengesetzt dem Umlaufsinne der Vektoren der Einzelfelder. In physikalischer Betrachtungsweise würde man eine Schwingung, deren Amplitude und Lage durch den Vektor \mathfrak{B} dargestellt ist, als zirkular polarisierte Schwingung bezeichnen. Sind die Maximalamplituden \mathfrak{B} ihrer Komponenten nicht gleich groß, oder ist ihr Phasenunterschied von 90° verschieden, so würde eine elliptisch polarisierte Schwingung resultieren.

Von besonderer Wichtigkeit in der Elektrotechnik sind Drehfelder, die durch Superposition von drei um 120° räumlich und zeitlich verschobenen Wechselfeldern entstehen, und zu deren Erregung der Dreiphasenwechselstrom (s. Mehrphasenwechselstromsystem) ein einfaches Mittel bietet. Die Vektoren der Einzelfelder sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \mathfrak{B} \sin (\omega t + 240^\circ) \\ \mathfrak{B}_2 &= \mathfrak{B} \sin (\omega t + 120^\circ) \\ \mathfrak{B}_3 &= \mathfrak{B} \sin \omega t. \end{aligned}$$

Diese 3 Vektoren kann man zu zwei aufeinander senkrechten Komponenten derart zusammensetzen, daß man für die Komponenten die Gleichungen erhält

$$\begin{aligned} \mathfrak{y} &= \frac{3}{2} \mathfrak{B} \sin (\omega t + 90^\circ) \\ \mathfrak{x} &= \frac{3}{2} \mathfrak{B} \sin \omega t. \end{aligned}$$

Damit ist dieser Fall auf den eingangs behandelten zurückgeführt. Die Superposition von drei räumlich und zeitlich um 120° verschobenen Wechselfeldern ergibt ebenfalls ein mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierendes Drehfeld; seine konstante Amplitude beträgt jedoch das $1\frac{1}{2}$ fache der Amplituden der Einzelfelder.

Über die räumliche Verteilung der Einzelfelder ist in den vorstehenden Betrachtungen keine Aussage gemacht; sind die Felder homogen, so ist auch das resultierende Drehfeld in dem betrachteten Raume homogen. In den für die Anwendung des Drehfeldes praktisch wichtigen Fällen, z. B. bei

Asynchronmotoren (s. d.), hat man es in der Regel mit einer sinusförmigen räumlichen Verteilung der Induktion über die Polflächen zu tun. Der Augenblickswert B_x des Feldes im Abstände x von der neutralen Zone des Feldes ist gegeben durch

$$B_x = B \sin \frac{x}{\tau} \pi \sin \omega t,$$

worin ι die Polteilung, d. h. der 2 pte Teil des Umfanges ist, wenn p die Zahl der Polpaare ist. Zwei räumlich und zeitlich um 90° verschobene Wechselfelder von räumlich und zeitlich sinusförmig verteilter Induktion haben also an der Stelle x die Augenblickswerte

$$B_{1x} = B \cos \frac{x}{\tau} \pi \cos \omega t$$

$$B_{2x} = B \sin \frac{x}{\tau} \pi \sin \omega t.$$

Die Zusammensetzung beider ergibt das resultierende Feld

$$B_x = B \cos \left(\omega t - \frac{x}{\tau} \pi \right).$$

Die Gleichung stellt eine mit der Winkelgeschwindigkeit ω fortschreitende Welle, d. h. das resultierende Drehfeld dar; seine räumliche Verteilung ist ebenfalls sinusförmig.

In ähnlicher Weise ergibt die Superposition von n Wechselfeldern von gleicher Größe, die räumlich und zeitlich um $\frac{2\pi}{n}$ gegeneinander verschoben sind, die allgemeine Gleichung des Drehfeldes

$$B_x = \frac{n}{2} B \cos \left(\omega t - \frac{x}{\tau} \pi \right).$$

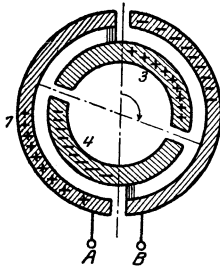
R. Schmidt.

Näheres s. z. B. Kittler-Petersen, Allgemeine Elektrotechnik. Bd. III. Stuttgart.

Drehfeldinstrumente s. Ferrarisinstrumente.

Drehimpuls s. Impuls.

Drehkondensator. Ein aus zwei Platten- oder Zylinder-Systemen, einem festen und einem beweglichen, bestehender variabler Kondensator. Um das Volumen besser (doppelt) auszunützen, wird vielfach das drehbare und das feste System aus je zwei Systemen hergestellt und je ein festes mit einem beweglichen leitend verbunden (s. Fig.). Die Kapazität ist so bei gleichem Volumen verdoppelt (s. a. Kapazitätsvariometer). A. Meißner.



Drehkondensator.

(s. a. Kapazitätsvariometer).

Drehkreuz s. Geschwindigkeit.

Drehkristallmethode nach de Broglie. Verfahren zur photographischen Aufnahme von Röntgenspektren, bei welchem ein durch einen engen Spalt ausgeblendetes Röntgenstrahlenbündel auf einen während der Aufnahme dauernd durch ein Uhrwerk gedrehten Kristall auffällt, so daß der Einfallswinkel der Strahlen fortwährend kontinuierlich geändert wird. Da nach dem Bragg'schen Reflexionsgesetz bei jedem Einfallswinkel eine bestimmte Wellenlänge reflektiert wird, so erscheinen die verschiedenen Wellenlängen im reflektierten Strahl räumlich getrennt und können so auf einer photographischen Platte nebeneinander aufgefangen werden.

Behnken.

Drehmoment s. Moment einer Kraft, Impuls.

Drehpol s. Momentanzentrum.

Drehpunkt s. Augendrehung und Brille.

Drehspiegelrücklaufmesser von Cranz s. Pulvergasdruck.

Drehspulenmethode. Eine in einem Magnetfeld aufgehängte stromdurchflossene Spule sucht sich so zu stellen, daß die Ebene ihrer Windungen senkrecht zur Richtung der Kraftlinien des Feldes steht. Die auf die Spule wirkende Richtkraft ist um so größer, je stärker das Feld, je stärker der Strom und je größer die Windungsfläche (Produkt aus der Anzahl der Windungen und dem Flächeninhalt einer einzelnen Windung) der Spule ist. Mißt man diese elektromagnetische Richtkraft mittels einer entgegengesetzt wirkenden bekannten Richtkraft einer Feder oder der Torsionskraft eines Aufhänge drahts, und kennt man alle übrigen Größen, bis auf eine, so kann man diese aus dem beobachteten Ausschlag des Systems bestimmen, und zwar entweder die Größe des die Spule durchfließenden Stroms bei bekanntem Feld (Drehspulgalvanometer) oder die Größe des magnetischen Feldes bei bekanntem Strom. Auf letzterer Anordnung beruht der von Köpsel angegebene, von Kath verbesserte, in technischen Betrieben vielfach verwendete Magnetisierungsapparat (s. dort) von Siemens & Halske, der zur Bestimmung der Permeabilität von kompaktem Eisen oder von Eisenblech dient.

Gumblich.

Drehspulgalvanometer. Die auch Deprez-, d'Arsonval- oder auch Deprez-d'Arsonval-Galvanometer genannten Strommesser (s. a. Galvanometer) sind nach dem Prinzip der Dynamomaschine gebaut: sie bestehen aus einer Drahtspule, die zwischen den Polen eines starken permanenten Magneten oder Elektromagneten drehbar angebracht ist. Dem Drehmoment, das der zu messende Strom auf die Spule ausübt, wirkt die Torsion eines Drahtes oder einer Spirale, an denen die Spule hängt, entgegen; der Winkelausschlag der Spule ist ein Maß für den Strom, der durch sie fließt. Da die Instrumente ein sehr starkes künstliches Magnetfeld besitzen, zeichnen sie sich durch ihre weitgehende Unabhängigkeit von äußeren magnetischen Feldern aus. Das Erdfeld übt nur einen geringen Einfluß auf die Einstellung der Spule bei Stromdurchgang aus. Nahe beieinander aufgestellte Instrumente können dagegen durch ihre starken Felder einander beeinflussen. (Darauf ist bei Benutzung der direkt zeigenden Instrumente zu achten.) Die Dämpfung des schwingenden Systems ändert sich, wenn keine künstliche (Luftdämpfung oder Dämpfung durch Kurzschlußwindungen) vorhanden ist, infolge der Ströme, die das Magnetfeld in dem bewegten System induziert, im wesentlichen mit dem Widerstande des Schließungskreises. Bei einem bestimmten Widerstande tritt der aperiodische Grenz Zustand ein: das System geht sofort, d. h. ohne hin und her zu schwingen, in die Ruhelage. Bei noch kleinerem Widerstande wird die Dämpfung so stark, daß die Spule „kriecht“, d. h. sich nur langsam dem Nullpunkt nähert. Bei Spiegelgalvanometern wählt man daher den Widerstand des äußeren Schließungskreises so, daß der aperiodische Grenz Zustand erreicht wird (kritischer Widerstand); bei den technischen, direkt zeigenden Instrumenten ist dieser Zustand meist durch künstliche Dämpfung (s. oben) hergestellt. Durch magnetischen Nebenschluß zu dem Feldmagnet kann der kritische Widerstand bei

manchen Instrumenten verändert werden, wodurch sich gleichzeitig die Empfindlichkeit ändert.

Die Formen der Drehspulgalvanometer sind wie die der Nadelgalvanometer sehr mannigfaltig. Bei den Spiegelgalvanometern hängt die Spule meist an einem feinen Metallfaden oder -bande, durch das man gleichzeitig den Strom zuführt, während die zweite Stromzuführung durch eine in das untere Ende der Spule mündende Drahtspirale gebildet wird. Man kann die Spiegelgalvanometer in zwei Klassen teilen. Bei der einen schwingt die Spule in einem schmalen ringförmigen Raum, einem Zwischenraum zwischen einem feststehenden Zylinder aus weichem Eisen und den zylindrisch ausgebohrten (ihn konaxial umgebenden) Polschuhen des Magneten. Bei der anderen fehlt der Eisenzylinder und die Spule ist sehr schmal (Ayrton-Mather- und Diesselhorstsches Galvanometer). Die erste Bauart ist für die Proportionalität des Ausschlags günstiger, also besonders für die direkt anzeigenden Instrumente wichtig. Die zweite Bauart erlaubt, die Trägheit der Spule und dadurch die Schwingungsdauer klein zu machen. Von neueren Typen ist noch zu erwähnen das Mollsche Galvanometer, bei dem die Spule zwischen den beiden Zuführungsdrähten ausgespannt wird, sowie das von Zernicke angegebene Galvanometer; bei diesem Instrument ist die Spule an einem feinen Quarzfaden aufgehängt und die Stromzuführung geschieht durch sehr dünne Metalldrähte, die nur wenig zur Richtkraft beitragen.

Während die Nadelgalvanometer am günstigsten in der Weise benutzt werden, daß ihr Spulenwiderstand gleich dem Widerstande des äußeren Schließungskreises ist, muß bei den Drehspulgalvanometern der Widerstand des Instruments klein gegen den Gesamtwiderstand des Schließungskreises sein und dieser den aperiodischen Grenzzustand herstellen. Um sich den daraus entspringenden verschiedenen Forderungen anpassen zu können, verwendet man Instrumente mit mehreren auswechselbaren Spulen, die verschiedenen Gesamtwiderständen entsprechen. Soll das Galvanometer mit geringerer Empfindlichkeit arbeiten, so schließt man den Galvanometerkreis zweckmäßig durch einen dem aperiodischen Grenzzustand entsprechenden Widerstand und zweigt von diesem ab.

Zu den Drehspulgalvanometern in weiterem Sinne kann man auch das Saitengalvanometer von Einthoven (s. d.) und das Schleifengalvanometer von Zeiß rechnen. Bei dem letzteren befindet sich eine von dem zu messenden Strom durchflossene Drahtschleife in dem Feld eines permanenten Magneten und wird durch den Strom seitlich in ihrer Ebene verschoben. Die Beobachtung geschieht durch ein stark vergrößerndes Mikroskop, wie bei dem Saitengalvanometer. Wie dieses Galvanometer ist es auch gegen Erschütterungen sehr unempfindlich. Der Widerstand des Schleifengalvanometers ist sehr klein (ca. 7 Ohm), die Einstellungszeit sehr kurz und die Bewegung aperiodisch; die beiden letzteren Eigenschaften hat auch das Saitengalvanometer.

Bei den technischen Zeigerinstrumenten ist das schwingende System meist in Spitzen gelagert, doch gibt es auch Zeigerinstrumente mit Aufhängung; die Dämpfung ist meist eine künstliche. Die von Weston zuerst in den Handel gebrachten Strom- und Spannungsmesser mit proportional geteilter Skala (Präzisionsampere- und Voltmeter,

Millivoltmeter usw.) spielen jetzt eine große Rolle in der elektrischen Meßtechnik. Sie zeigen die zu messende Größe unmittelbar an oder nach Multiplikation der abgelesenen Zahl mit einer Zehnerpotenz oder einer einfachen ganzen Zahl.

Man kann die Strommesser durch Nebenschlüsse, die Spannungsmesser durch Vorschaltwiderstände für mehrere Meßbereiche nutzbar machen. Diese Widerstände baut man häufig in das Instrument ein. Beträgt der Widerstand des Instruments R Ohm, so gibt man den Strommessern zur Erzielung runder Reduktionsfaktoren Nebenschlüsse $R/9$, $R/99$. . . Ohm, den Spannungsmessern die Vorschaltwiderstände $9R$, $99R$. . . Ohm. Man eicht die Instrumente mit dem Kompensator (s. d.).

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Drehpulschnellschreiber. Eine von Siemens & Halske ausgeführte Weiterentwicklung des Siphonrekorders (s. d.).

Während es früher beim Bau von Maschinenschreibern darauf ankam, Apparate sehr hoher Empfindlichkeit herzustellen, ist durch die moderne Entwicklung der Verstärkertechnik diese Aufgabe vollkommen zurückgetreten gegenüber der Forderung nach hoher Eigenfrequenz. Diese wird bei dem neuen Apparat erreicht durch Befestigung der Drehspule zwischen zwei Stahldrähten, die mit Schrauben beliebig straff gespannt werden können. Mit der Spannung steigt die Direktionskraft und die Eigenschwingung, während die Empfindlichkeit abnimmt. Die Länge der Stahldrähte und damit die Eigenfrequenz der Spule wird ferner durch Elfenbeinschneiden, die sich gegen die Drähte legen, eingestellt. Das Feld, in dem die Spule schwingt, wird durch einen Elektromagneten erzeugt. Die Telegraphiergeschwindigkeit des Drehpulschnellschreibers beträgt etwa 1700 Rekorderzeichen/min.

E. Alberti.

Näheres s. Jipp und Mitzel, Elektr. Nachr.-Techn. 2, 184, 1925.

Drehstrom s. Mehrphasenwechselstromsysteme.

Drehstrom im Meere, eine Interferenzerscheinung im Gezeitenphänomen, welche darin besteht, daß die Gezeitenströmung nicht direkt aus einer Richtung in die entgegengesetzte kentert, sondern sich durch alle Windrichtungen dreht. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie, Bd. II, S. 279.

Drehstromasynchronmotor s. Elektromotoren.

Drehstromgenerator s. Mehrphasenwechselstromsysteme.

Drehstromkommutatormotor s. Mehrphasige Wechselstromkommutatormotoren.

Drehstromlokomotive s. Lokomotive, elektrische.

Drehstrommotor s. Elektromotoren.

Drehstromnebenschlußmotor, Drehstromreihenschlußmotor s. Elektromotoren.

Drehung (im Sinne von Rotation) in der Hydrodynamik s. allgemeine Dilatation und Rotation, sowie insbesondere Wirbelbewegungen.

Drehung (mech.) s. Energie, mech., Geschwindigkeit, Impuls, Trägheitsmomente.

Drehung der Passatwinde s. Passat.

Drehung der Polarisationssebene s. Polarisation.

Drehungen, Zusammensetzung von — s. Geschwindigkeiten.

Drehvermögen, elektro-magnetisches s. Magnetische Drehung der Polarisationssebene.

Drehvermögen, optisches, physikalisches (vgl. optische Aktivität). Diejenigen Substanzen, welche die Eigenschaft besitzen, die Polarisationssebene eines durchgeleiteten polarisierten Lichtstrahles um einen gewissen Winkel gegen ihre ursprüngliche Lage zu drehen, werden als zirkularpolarisierende oder optisch aktive bezeichnet. Die Eigenschaft selbst nennt man das optische Drehungsvermögen der betreffenden Substanz. Die Drehung der Polarisationssebene wurde zuerst im Jahre 1811 von Arago an Quarzplatten beobachtet, und später 1815 von Biot an Zucker in wässrigen Lösungen. Im Jahre 1896 war die Anzahl der aktiven Substanzen bereits auf über 700 gestiegen.

Als optische Ursache der Aktivität läßt sich folgendes angeben. Der eindringende linear polarisierte Lichtstrahl wird in zwei Komponenten zerlegt, welche sich in schraubenförmigen Bahnen fortpflanzen, und zwar die eine rechts gedreht, die andere links gedreht, mit anderen Worten der Lichtstrahl zerfällt in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Strahlen. Beim Austritt vereinigen sich diese beiden dann wieder zu einem linear polarisierten Strahle. In den aktiven Körpern bewegen sich nun aber die beiden Komponenten mit verschiedener Geschwindigkeit fort, und somit wird die Polarisationssebene des austretenden Strahles gegen diejenige des ursprünglichen gedreht erscheinen. Sie hat sich in der Richtung des Uhrzeigers, d. h. nach rechts gedreht, wenn der im gleichen Sinne zirkular polarisierte Strahl die größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit besaß, und umgekehrt. Das Vorhandensein dieser beiden zirkularen Komponenten wurde zuerst von Fresnel am Quarz experimentell nachgewiesen. Der Körper heißt rechtsdrehend oder positiv, wenn die Schwingungsebene des Lichtes dem empfangenden Auge in der Richtung des Uhrzeigers gedreht erscheint, im entgegengesetzten Falle linksdrehend oder negativ.

In Übereinstimmung mit dieser Theorie hat die Erfahrung ergeben, daß die Größe des Drehungswinkels, welchen ein aktiver Körper im Polarisationsapparat zeigt, genau proportional der Länge der durchstrahlten Schicht ist. Bei festen Körpern (Kristallen) bezeichnet man als Drehung (α) den Drehungswinkel in Kreisgraden für 1 mm Kristalldicke. So ist z. B. für Quarz bei der Temperatur $t=20^\circ$ und für Natriumlicht (die Mitte der beiden D-Linien) die Drehung $(\alpha)_{20}^D = 21,723^\circ$. Es sei darauf hingewiesen, daß bei flüssigen Kristallen $(\alpha)^D$ bis zu 40000° betragen kann.

Um die Stärke der optischen Aktivität flüssiger oder gelöster aktiver Substanzen auszudrücken, dient der von Biot eingeführte Begriff der spezifischen Drehung $[\alpha]$. Man versteht darunter denjenigen Drehungswinkel, welchen eine Lösung erzeugen würde, die 1 g aktive Substanz in 1 cm enthält und in einer Schicht von 1 dm Länge auf den polarisierten Strahl wirkt. Bei Lösungen handelt es sich zumeist um Lösungen aktiver Körper in einem inaktiven Lösungsmittel. Dreht daher eine Lösung von dem spezifischen Gewicht s , dem Prozentgehalt p (Anzahl der Gramm aktiver Substanz in 100 g Lösung) und dem Volumgehalt q (Anzahl der Gramm aktiver Substanz in 100 cm Lösung) in der Länge 1 Dezimeter um den Winkel α Grad, so hat man für die spezifische Drehung der aufgelösten aktiven Substanz

$$[\alpha] = \frac{100 \alpha}{l q} = \frac{100 \alpha}{l p s}.$$

Für einen reinen flüssigen aktiven Körper ist $p=100$ zu setzen. Als Normaltemperatur wird gewöhnlich $t=20^\circ$ gewählt. Für eine bestimmte Temperatur t ist natürlich

$$[\alpha]_t = \frac{100 \alpha t}{l p s t}.$$

So ist z. B. für Zucker in wässriger Lösung die spezifische Drehung $[\alpha]_{20}^D = 66,540$.

Als molekulares Drehvermögen oder Molekularrotation $[M]$ bezeichnet man die mit dem Molekulargewicht M der aktiven Substanz multiplizierte spezifische Drehung; um unbequem große Zahlen zu vermeiden, ist es jedoch gebräuchlich, den hundertsten Teil des Betrages zu nehmen. Demnach wird

$$[M] = \frac{M [\alpha]}{100}.$$

In diesem Falle drückt $[M]$ den Drehungswinkel aus, welcher sich ergeben würde, wenn ein Gramm-molekül des aktiven Stoffes in 1 cm Lösung enthalten ist und die Dicke der durchstrahlten Schicht 1 mm beträgt. Das molekulare Drehvermögen findet besonders Anwendung zu Zwecken stöchiometrischer Vergleiche.

Bei den Körpern, welche nur in kristallisierter Form die Polarisationssebene zu drehen vermögen, diese Eigenschaft aber vollständig verlieren, sobald sie durch Schmelzung oder Lösung in den amorphen Zustand übergeführt werden, ist als Ursache der Drehung die kristallinische Struktur, d. h. eine bestimmte Anordnung von Kristallmolekülen anzusehen. Diese wird durch das Schmelzen oder Auflösen der Substanz zerstört, und damit erlischt gleichzeitig die optische Aktivität. Die Eigenschaft ist also hier eine rein physikalische. Die Kristalle in dieser Klasse von Körpern erscheinen zumeist in rechts- und linksdrehenden Individuen, deren Drehungen (α) dem absoluten Betrage nach genau übereinstimmen. Dabei steht die Drehrichtung im Zusammenhange mit der Enantiomorphie der Kristalle, welche sich in der geometrischen Ausbildung der letzteren häufig durch das Auftreten sekundärer kleiner, an den verschiedenen Individuen entgegengesetzt geordneter Kristallflächen kenntlich macht. Das bekannteste Beispiel hierfür bietet der Quarz SiO_2 mit $(\alpha)_{20}^D = \pm 21,723^\circ$, ein weiteres Natriumchlorat NaClO_3 mit $(\alpha)_{20}^D = \pm 3,170^\circ$.

Eine zweite Klasse bilden die Körper, welche nur im amorphen, flüssigen oder gelösten Zustande optisch aktiv sind; zu dieser Klasse gehören ausschließlich Kohlenstoffverbindungen. Manche dieser Verbindungen sind auch im dampfförmigen Zustande auf ihr Drehvermögen geprüft worden. Dabei erhielt man für den flüssigen oder geschmolzenen, sowie den dampfförmigen Körper das gleiche Drehungsvermögen $[\alpha]$. Weil die Dampfdichte normal war, d. h. sehr nahe mit der theoretischen übereinstimmte, so können zum überwiegenden Teile nur Einzelmoleküle (nicht Molekülgruppen) auf den polarisierten Lichtstrahl gewirkt haben. Bei dieser Klasse von Körpern ist daher die Aktivität eine chemische Erscheinung des Moleküls, da sie von der Anordnung der Atome im Molekül herühren muß. Als Beispiel sei erwähnt:

1-Terpentinöl C₁₀H₁₆ ohne Lösungsmittel.

Aggregatzustand	t	$[\alpha]_t^{0,556 \mu}$
flüssig	11	-36,53
„	98	-36,04
„	154	-35,81
dampförmig . . . (Druck 761,7 mm)	168	-35,49

Zu einer dritten Klasse gehören einige wenige Körper, welche sowohl im kristallisierten wie amorphen Zustande drehen. Bei ihnen wird die Aktivität teilweise durch die kristallinische Struktur, teilweise durch die Lagerung der Atome im Molekül erzeugt. Die beiden dem entsprechenden, einzelnen Beiträge zur Gesamtdrehung lassen sich bestimmen, wenn man den Körper das eine Mal im kristallisierten, das andere Mal im geschmolzenen Zustande auf Drehvermögen untersucht. Denn im letzteren Falle äußert sich nur die Wirkung der Einzelmoleküle, während in dem anderen Falle noch der Einfluß des kristallinischen Baues hinzutritt. Je nach dem Drehungssinn werden sich dann die Moleküldrehung und die Kristalldrehung entweder summieren oder teilweise aufheben. So ist z. B. für Maticokampfer C₁₂H₂₀O geschmolzen $[\alpha]_{108}^D = -28,45$ und $[\alpha]_{135}^D = -28,24$, in Chloroform gelöst $[\alpha]_{15}^D = -28,73$, also die Moleküldrehung rund $[\alpha]_{20}^D = -29$; für den kristallisierten Kampfer folgt aus $(\alpha)_{20}^D = -1,92^\circ$ rund $[\alpha]_{20}^D = -178$. Die Kristalldrehung allein beträgt daher rund $[\alpha]_{20}^D = -149$, und somit rührt die zirkularpolarisierende Wirkung der Kristalle zu etwa $\frac{1}{6}$ von der Moleküldrehung und zu $\frac{5}{6}$ von der Kristalldrehung her.

Die spezifische Drehung $[\alpha]$ ändert sich meist ein wenig mit der Temperatur t und der Konzentration q der Lösung, dagegen zuweilen stark mit dem Lösungsmittel. Sie hängt ferner stark von der Farbe des benutzten Lichtes ab, und man spricht in diesem Sinne von der Rotationsdispersion einer aktiven Substanz. Dabei wird zumeist brechbareres Licht stärker gedreht; andernfalls liegt anomale Rotationsdispersion vor. Gewöhnlich kann das Drehvermögen (α) bzw. $[\alpha]$ als Funktion der Wellenlänge λ durch den Ausdruck

$$\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4} + \dots \text{ dargestellt werden. Schönrock.}$$

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen, 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Drehwaage ist ein Instrument, welches zur Messung kleiner Horizontalkräfte dient. Sie besteht der Hauptsache nach aus einem etwa 40 cm langen horizontalen Stabe (oder Rohre), welcher an beiden Enden durch kleine Gewichte einfacher Form (kugel- oder zylinderförmig) beschwert und in seiner Mitte an einem sehr dünnen Metalldraht oder Quarzfaden aufgehängt ist. Die Aufhängevorrichtung läßt sich um eine vertikale Achse drehen und die Größe der Drehung kann an einem Kreise abgelesen werden. Die Schwankungen des Stabes werden durch Spiegelablesung festgestellt.

Bleibt der Stab sich selbst überlassen, so stellt er sich auf eine gewisse Lage ein, bei welcher der Aufhänge Draht keine Drillung erleidet. Wird der Stab aber aus seiner Ruhe gebracht, so wird in dem Draht die Torsionselastizität geweckt, welche

den Stab in die Anfangslage zurückzudrehen sucht. Ihre Größe ist proportional der Verdrehung. Nennen wir f die Kraft, welche wir anbringen müssen, um den Querbalken in seiner neuen Lage zu erhalten, so ist

$$f = C \cdot \omega,$$

wenn ω die Größe der Ablenkung und C eine Konstante bedeutet. C ist also die Kraft, die einer Drillung um die Winkeleinheit das Gleichgewicht hält. Die Größe von C bestimmt man aus den Schwingungen des Waagebalkens. Wird derselbe nämlich aus seiner Gleichgewichtslage gebracht und dann sich selbst überlassen, so vollführt er unter dem Einfluß der elastischen Kraft Schwingungen. Da die Kraft, wie beim Pendel mit kleiner Schwingungsweite, dem Ausschlag proportional ist, so kann die Schwingungsdauer nach dem gleichen Gesetz bestimmt werden. Ist K das Trägheitsmoment des Waagebalkens bezüglich der Mitte, so gilt die Differentialgleichung

$$K \cdot \frac{d^2 \omega}{dt^2} = C \omega$$

und die Schwingungsdauer wird

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{C}}.$$

Wir finden somit

$$C = \frac{\pi^2 K}{T^2}$$

und

$$f = \frac{\pi^2 K \omega}{T^2}.$$

Die Größe f hat den Charakter eines Drehmomentes. Denken wir uns dasselbe durch ein Kräftepaar erzeugt, welches an den Enden des Waagebalkens, dessen Länge l sei, senkrecht zu diesem angreift, so muß es die Form haben:

$$f = \frac{\pi^2 K \omega}{T^2 \cdot l} \cdot l$$

und die Kräfte sind gleich

$$\frac{1}{2} \frac{\pi^2 K \omega}{T^2 \cdot l} \cdot l$$

Wenn sich also die Drehwaage bei einem Ausschlage ω im Gleichgewichte befindet, so muß ein Kräftepaar von der angegebenen Größe der elastischen Kraft entgegenwirken. Die Größe der ablenkenden Kraft kann daher berechnet werden.

Die Drehwaage wurde schon von Coulomb konstruiert und zur Messung magnetischer und elektrischer Kräfte verwendet. Dann brauchte sie Cavendish bei seinen Untersuchungen über die mittlere Dichte der Erde, zu welchem Zwecke sie auch später wiederholt herangezogen wurde.

Die Voraussetzung, daß die ungestörte Drehwaage eine Ruhelage einnimmt, bei welcher der Aufhänge Draht keine Drillung erfährt, ist nur so lange richtig, als man annehmen kann, daß die Richtung und Größe der Schwere für alle Teile der Drehwaage die gleiche ist. Das ist nun aber nicht der Fall, und wenn das Instrument hinlänglich empfindlich ist, muß es auf das daraus entspringende Drehmoment mit einem entsprechenden Ausschlage reagieren. Eötvös ist es nun wirklich gelungen, das Instrument mit einer solchen Empfindlichkeit auszustatten. Es ist somit jetzt möglich, solche kleine Änderungen des Schwerfeldes innerhalb eines Raumes von der Länge des Waagebalkens nachzuweisen. Die Größenordnung der zu messenden

Kräfte ist 10^{-9} C.G.S. Man konstruiert heute auch Instrumente mit photographischer Selbstregistrierung.

Da die Schwerekomponenten durch die ersten Differentialquotienten des Potentials gegeben sind, so sind ihre Veränderungen mit dem Orte durch die zweiten Differentialquotienten ausgedrückt. Es lassen sich daher mit der Drehwaage gewisse Kombinationen der zweiten Differentialquotienten des Potentials U bestimmen, und zwar

$$\frac{d^2 U}{dy^2} - \frac{d^2 U}{dx^2} \text{ und } \frac{d^2 U}{dx dy}.$$

Eötvös hat der Drehwaage noch eine zweite Form gegeben, bei welcher das Gewicht am zweiten Ende des Waagebalkens um 65 cm tiefer gehängt ist. Mit diesem Instrument lassen sich auch noch

$$\frac{d^2 U}{dz dx} \text{ und } \frac{d^2 U}{dz dy}$$

bestimmen. Daraus lassen sich dann ableiten:

Die Gradienten der Schwerkraft in der Niveaufläche, der Krümmungsradius der Lotlinie, die Abweichung der Niveaufläche von der Kugelgestalt, und die Richtung der Krümmungslinien. Da die Form der Niveauflächen von der Massenlagerung namentlich in den obersten Schichten der Erde abhängig ist, so gestatten die Ergebnisse der Drehwaage Rückschlüsse in dieser Richtung zu ziehen. Hieraus erwächst für die Geologie und besonders für das Bergwesen ein großer Vorteil. Da sich namentlich plötzliche Änderungen in der Schichtung in der Form der Niveauflächen auswirken, so zeigt die Drehwaage die Grenzen von Kohlen-Salzerzlagerungen usw. an.

A. Prey.

Näheres s. Verhandl. d. XV. allgem. Konferenz der internationalen Erdmessung in Budapest 1906. G. Reimer in Berlin; J. Brill in Leyden 1908.

Drehwert einer Luftschraube ist der dimensionslose Beiwert des Drehmomentes, definiert durch

$$\mu = \frac{M}{\frac{\gamma}{g} \cdot \pi R^3 u^2}$$

wobei M das Drehmoment, $\frac{\gamma}{g}$ die Luftdichte, R den Schraubenradius, u die Umfangsgeschwindigkeit der Luftschraube bedeuten. L. Hopf.

Drehzahlen, kritische. Rotierende Maschinenwellen, auf denen möglicherweise auch noch Scheiben, Räder u. dgl. aufgekeilt sitzen können, laufen bei ganz bestimmten Drehzahlen, die man *kritische* nennt, unruhig. Und zwar tritt dies (in erster Näherung) bei denjenigen Drehzahlen ein, für welche die im Rhythmus der Drehung mitumlaufenden, durch die geringste Exzentrizität verursachten Fliehkräfte in Resonanz mit der Eigenfrequenz der Biegungsschwingungen einer solchen Welle stehen. Eine als masselos anzusehende Welle mit einer Scheibe besitzt im allgemeinen eine solche kritische Drehzahl, und Theorie sowie Erfahrung zeigen, daß die Welle oberhalb dieser kritischen Drehzahl sich mit steigender Umlaufgeschwindigkeit wieder mehr und mehr beruhigt. Bei masselosen Wellen mit n Scheiben gibt es ohne Berücksichtigung der Kreiselwirkung der Scheiben genau n kritische Drehzahlen; die Kreiselwirkung der Scheiben spaltet die niedrigeren dieser Zahlen in je zwei verschiedene Werte auf und kann die höheren teilweise imaginär werden lassen. Bei Wellen von nicht zu vernachlässigender Masse gibt es ohne

Kreiselwirkung unendlich viele, mit Kreiselwirkung nur endlich viele kritische Drehzahlen. Sogenannte kritische Drehzahlen *zweiter Art* treten auf infolge des Einflusses der Schwerkraft bei wagerechten Wellen, ferner infolge ungleichförmigen Antriebes. Für die Berechnung der kritischen Drehzahlen gibt es viele weit durchgebildete Methoden.

R. Grammel.

Näheres s. A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen, Berlin 1922. R. Grammel, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 1, S. 92, 1922.

Dreieckschaltung s. Mehrphasenwechselstromsysteme.

Dreiecksnetz s. Triangulierung.

Dreierstoß s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Dreifachröhre s. Mehrfachröhre.

Dreigelenkbogen s. Statisch bestimmte und unbestimmte Tragwerke.

Dreigitterröhre, eine Verstärkeröhre, welche neben dem Steuergitter sowohl ein Raumladungsgitter als auch ein Schutzgitter hat (s. Raumladungsgitter und Schutzgitter). H. Rukop.

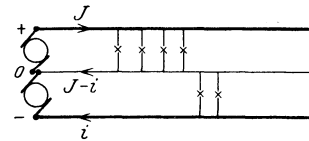
Dreikesselschalter s. Schalter.

Dreiklang s. Akkord.

Dreikörperproblem s. n -Körperproblem.

Dreileitersystem. Man versteht hierunter ein Gleichstromverteilungssystem, das zur Fortleitung der Energie drei Leiter benutzt. Dies wird dadurch möglich, daß man die Gleichspannung (s. d.) zu gleichen Teilen auf zwei in Reihe geschaltete Spannungsquellen verteilt; an ihre Verbindungsklemme wird der sogenannte Mittelleiter angeschlossen, während von den Außenklemmen (zwischen denen also die Gesamtspannung liegt) die Außenleiter abgehen. Die Höhe der Betriebsspannung wird in der Regel so bemessen, daß die Mehrzahl der Verbraucher die halbe Betriebsspannung benutzt, also ihre Apparate (z. B. Lampen) zwischen einen Außenleiter und den Mittelleiter anschließt.

Die beiden Spannungsquellen des Dreileitersystems sind symmetrisch belastet, wenn zwischen beiden Außenleitern und dem Mittelleiter genau gleiche Widerstände eingeschaltet sind; diese Bedingung ist im wirklichen Betriebe nur durch Zufall erfüllt, aber bei hinlänglich großer Verbraucherzahl besteht eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Belastungen beider Netzhälften annähernd gleich sind. Indem man den Strom für jeden aus



Dreileitersystem.

Spannungsquelle, einem Außenleiter und Mittelleiter gebildeten Stromkreis berechnet, findet man, daß die Belastungsströme beider Netzteile im Mittelleiter einander entgegengerichtet sind (vgl. die Figur). Daher ist der resultierende Strom des Mittelleiters erheblich kleiner als die Außenleiterströme, seine Richtung stimmt mit der des Außenleiterstromes in der schwächer belasteten Netzhälfte überein. Wegen des kleinen Stromwertes kann man sich für den Mittelleiter mit einem erheblich kleineren Kupferquerschnitt begnügen als für die Außenleiter, und wegen des betriebsmäßig

erfolgenden Stromwechsels im Mittelleiter kann man ihn blank in die Erde verlegen, ohne daß gefährliche Korrosionserscheinungen an der Leiteroberfläche zu erwarten sind. Diese beiden Eigenschaften des Dreileitersystems sichern ihm einen hohen wirtschaftlichen Vorsprung gegenüber zwei voneinander getrennten Zweileitersystemen, welche an die beiden Spannungsquellen angeschlossen werden.

Dreileitersysteme können mit Nutzen auch für Netze verwendet werden, welche mit verkettetem Zweiphasenstrom betrieben werden (s. Mehrphasensystem); sie besitzen jedoch wegen der geringen Verbreitung dieses Systems heute keinerlei Bedeutung mehr.

F. Ollendorff.

Näheres s. Kosack, Die Schaltungen der Gleich- und Wechselstromanlagen. 1931. Berlin, Springer.

Dreiphasenwechselstromsystem s. Mehrphasenwechselstromsysteme.

Dreiplattenkondensator. Ein Dreiplattenkondensator besteht z. B. aus drei im Abstand a voneinander befindlichen gleich großen Platten vom Radius R . Sind die beiden äußeren Platten geerdet und befindet sich zwischen den Platten ein die Ränder der Platten überragendes Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante ϵ , so ist die Kapazität dieses Kondensators

$$c = \epsilon \left\{ \frac{R^2}{2a} + 1,1078 \frac{R}{\pi} \right\}$$

in cm (elektrostat. Maßsystem). Zur Umrechnung in das praktische elektromagnetische System sind die Zahlen durch $9 \cdot 10^{11}$ oder durch $9 \cdot 10^5$ zu dividieren. Man erhält dann absolut „Farad“ (F) bzw. „Mikrofarad“ (μF).

R. Jaeger.

Dreipulvergemisch s. Lichtenbergsche Staubfiguren.

Drillung s. Torsion.

Drosselkalorimeter. Das Instrument dient zur Bestimmung des Wassergehalts von feuchtem Dampf. Es besteht im wesentlichen aus einer Drosselstelle, wie sie bei den Versuchen über den Joule Thomson-Effekt (s. d.) zur Verwendung gelangt, durch die der Dampf ohne Änderung seiner Enthalpie (s. d.) hindurchströmt. Entsprechend den theoretisch geforderten Versuchsbedingungen kommt es auf gute thermische Isolation der Drosselstelle an. Die Messung beschränkt sich auf die Beobachtung der Dampftemperaturen t_1 und t_2 sowie der Drucke p_1 und p_2 vor und hinter der Drosselstelle. — Die Theorie des Versuches ist kurz folgende: Bezeichnet man den Wärmeinhalt von 1 g gesättigten Dampfes vor und hinter der Drosselstelle mit i_1 und i_2 und kommen vor der Drosselung auf $1-x$ Gramm Dampf x Gramm Wasser vom Wärmeinhalt xq , während nach der Drosselung der Dampf trocken sein soll, so gilt die Beziehung $Q + i_2 = (1-x) i_1 + xq$, wenn Q diejenige Wärme angibt, welche zur Überhitzung von 1 g Dampf von der zum Druck p_2 gehörigen Sättigungstemperatur t_2' auf die Temperatur t_2 benötigt wird.

Es ist also $Q = \int_{t_2'}^{t_2} c_p dt$ zu setzen und man erhält den gesuchten Wassergehalt x zu $x = \frac{i_1 - i_2 - \int_{t_2'}^{t_2} c_p dt}{L}$, wenn man noch die Differenz

zwischen den Wärmegehalten des Dampfes i_1 und der Flüssigkeit q_1 , welche gleich der Verdampfungswärme ist, mit L bezeichnet. Die Größen i , t' und

L sind als Funktionen der Sättigungsdrucke p bekannt und können aus Tabellen entnommen werden.

Wird Dampf desselben Wassergehalts x und desselben anfänglichen Wärmeinhalts i_1 verschieden stark gedrosselt, so gestatten diese Versuche die Berechnung der spezifischen Wärme c_p des Wasserdampfes (s. Drosselversuche).

Henning.

Drosselkreis, elektrischer. Ein auf eine abzuschirmende Frequenz abgestimmter Kreis, eingeschaltet in den abzuschirmenden Kreis. Der Kreis wird so dimensioniert, daß er für die Nutzfrequenz keinen merklichen Hochfrequenzwiderstand hat, dagegen einen großen Widerstand hat für die störende Frequenz. Sein Widerstand ergibt sich

für diese zu $\frac{L}{C \cdot W} = \frac{\omega^2 L^2}{W} = \omega L \frac{\pi}{\delta}$, d. h. gleich

dem $\frac{\pi}{\delta}$ fachen des Hochfrequenzwiderstandswertes

der Selbstinduktion ohne parallelgeschalteten Kondensator ($\delta =$ Dämpfung des Kreises). LCW sind die Dimensionen des Drosselkreises.

A. Meißner.

Drosselröhren. Glimmladungsröhren (s. d.) mit geringem Elektrodenabstand und Edelgas- oder Wasserstofffüllung. Da bei ihnen die Zündspannung gleich der Brennspannung ist, regulieren sie auf konstante Spannung. Werden sie zu einem Verbrauchskörper parallel geschaltet, so kann, so lange überhaupt Strom fließt, an diesem die Zündspannung der Röhre weder über- noch unterschritten werden. Sie wirken also zugleich als Überspannungssicherungen. Werden sie in Serie mit einem Verbrauchskörper an eine konstante Betriebsspannung gelegt, so reduzieren sie die Betriebsspannung für den Verbrauchskörper, unabhängig von der Stromstärke, um den Betrag der Zündspannung. Sie heißen in diesem Falle auch Reduktoren.

Güntherschulze.

Drosselspule. Magnetisierender Strom und magnetischer Induktionsfluß haben bei Wechselstrom nur dann die gleiche zeitliche Phase, wenn die Induktionslinien lediglich in Luft verlaufen. Durchsetzen sie Eisen, so hat der Magnetisierungsstrom infolge der Hysterese und der Wirbelstromverluste eine gewisse Voreilung gegenüber dem Flusse (näheres s. Erregerstrom). Bei eisengeschlossenen Spulen erreicht der Winkel der Voreilung erhebliche Werte, so daß z. B. bei einem leerlaufenden Transformator die Phasenverschiebung zwischen Klemmenspannung und Strom etwa 50° beträgt (an Stelle von 90° bei der eisenlosen Spule); der aufgenommene Strom ist dagegen gering. Unterbricht man den Eisenweg durch einen Luftspalt, wie es bei den sog. Drosselspulen der Fall ist, so nähert sich die Spule in ihrem Verhalten schon bei geringer Breite des Luftspaltes dem Verhalten der eisenfreien Induktionsspule. Ist z. B. die Permeabilität des Eisens $\mu = 2000$, und beträgt die Länge des Luftweges der Induktionslinien $\frac{1}{100}$ ihres Weges im Eisen, so ist der 20fache Betrag der Amperewindungen erforderlich, um durch die Luft den gleichen Induktionsfluß zu treiben, wie durch das Eisen. Man kann sich daher den Magnetisierungsstrom aus zwei Komponenten bestehend denken, deren eine den magnetischen Widerstand im Eisen, deren andere denjenigen in Luft überwindet. In dem angeführten Beispiel hat die letztere den 20fachen Betrag der ersteren; sie bestimmt daher über-

wiegend die Eigenschaften des Magnetisierungsstromes, d. h. der Magnetisierungsstrom einer Drosselspule hat gegen die Klemmenspannung eine Phasenverschiebung von annähernd 90°; die aufgenommene Wirkleistung ist sehr gering, während die Stromstärke beträchtlich sein kann; die Kurvenform des Stromes entspricht annähernd der der Klemmenspannung.

Unter Vernachlässigung des magnetischen Widerstandes des Eisens gegen den der Luft ergeben sich die Spulendaten, nämlich die Länge l und der Querschnitt q der Luftstrecke, sowie die Windungszahl w für $\mu = 1$ aus

$$\frac{W}{I} = 0,562 \frac{\mathfrak{B}_0}{I}$$

$$q w = \frac{E \cdot 10^8}{4,44 f \mathfrak{B}_0},$$

wobei eine der drei Größen willkürlich gewählt wird. (E ist die abzudrosselnde Spannung, I der Strom, \mathfrak{B}_0 die maximale Induction, f die Frequenz).

Drosselspulen werden in der Technik dort verwendet, wo man ohne wesentlichen Verlust einen Teil einer Wechselspannung vernichten (abdrosseln) will, z. B. beim Anschluß von Bogenlampen an ein Wechselstromnetz.

R. Schmidt.

Näheres s. Handbuch d. Physik, Bd. XVII. Berlin 1926.

Bei Hochfrequenz benutzt man meist Luftspulen als Drosseln (s. Solenoid), bei Niederfrequenz Eisen- spulen. Für letztere ergibt sich die Selbstinduktion aus den Dimensionen wie folgt

$$a) \text{ Geschlossene Eisenspule} \\ L = \frac{45 \cdot \mu N^2}{w} \cdot 10^{-9},$$

$$\Phi = \frac{0,4 J_{\max} \cdot N}{w} \cdot 10^8,$$

$$w = \text{magnetischer Widerstand} = \frac{l}{\mu q},$$

N = Windungszahl, l Eisenweg, q Querschnitt.

Die Spannung an der Spule

$$E = 4,44 \cdot n \cdot N \cdot q \cdot B \cdot 10^{-8} = 2 \pi n L \cdot J \text{ in Volt.}$$

b) Offene Spule mit Eisenkern

Für $l > 10 d$, L 55 bis 85 mal so groß, wie die gleiche Spule ohne Eisenkern ($\mu = 200$ bzw. 5000).

$$L = 55 \text{ bis } 85 \frac{(\pi \cdot N \cdot d)^2}{l}$$

$$l < 10 d \quad L = 10 \text{ bis } 15 \frac{(\pi N \cdot d)^2}{l}$$

A. Meißner.

Näheres s. Martens, Elektrotechnik 2. S. 329.

Drosselventil. Während beim Joule-Thomson-Effekt (s. d.) zur Erzielung des Druckgefälles zunächst ein Wattedropfen verwendet wurde, durch den Gas hindurchströmte, bediente man sich bei technischen Versuchen statt dessen eines sog. Drosselventils, das aus einem sehr engen und kurzen Kanal gebildet wird. Durch die auf der Hochdruckseite des Drosselventils zugeführte und auf der Niederdruckseite abgesaugte Gasmenge kann die Drosselung des Gasdrucks verändert werden. Für genaue wissenschaftliche Versuche hat man poröse Tonwände angewandt.

Henning.

Drosselversuche. Unter einem Drosselversuch versteht man die Beobachtung des Joule-Thomson-Effektes (s. d.) an einem Gase oder Dampf. Der Name rührt daher, daß das Gas durch einen porösen Pfropfen oder eine enge Öffnung (eine sog. Drosselstelle) strömt, an der er einen Druckabfall erleidet. Hiermit ist gleichzeitig eine Temperatur-

änderung des Gases verbunden. Der Quotient der Temperaturänderung durch die Druckänderung heißt Drosselkoeffizient. Denkt man sich das Gas von einem Druck p_0 und einer Temperatur t_0 aus nacheinander mehrere Drosselstellen durchlaufen, bis es endlich den Druck p_n und die Temperatur t_n erreicht, so erhält man zwischen diesen Grenzen eine Reihe zusammengehöriger Wertepaare p, t , die den Zustand des Gases zwischen je zwei Drosselstellen bestimmen. Diese in ein Diagramm eingetragenen Werte von p und t liefern die sog. Drosselkurve. Es ist von Interesse, die Drosselkurven zwischen zwei gegebenen Drucken p_0 und p_1 und für verschiedene Anfangstemperaturen t_0 zu bestimmen, da aus einer solchen Beobachtungsreihe auf die spezifische Wärme des Gases geschlossen werden kann. Ist bei der Ausgangstemperatur t_1 der Drosselleffekt durch die Temperaturänderung Δ_1 und bei der Ausgangstemperatur t_2 durch die Größe Δ_2 gegeben, so gilt ohne Einschränkung

$$\frac{c_{p0}}{c_{p1}} = 1 - \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1} = 1 - \frac{d \Delta}{dt},$$

wenn c_{p0} bzw. c_{p1} die mittlere spezifische Wärme im Temperaturintervall t_1 bis t_2 bei den konstanten Drucken p_0 und p_1 bezeichnen. Bei differentialen Druckänderungen ist unter Einführung des Drosselkoeffizienten α die Größe $\Delta = \alpha dp$ zu setzen und man erhält nach Integration zwischen den Grenzen p_0 und p_1

$$\ln \frac{c_{p1}}{c_{p0}} = \int_{p_0}^{p_1} \left(\frac{d \alpha}{d t} \right) dp.$$

Henning.

Druck, atmosphärischer s. Luftdruck.

Druck a) hydrostatischer, b) hydrodynamischer s. Flüssigkeitsdruck, bzw. Hydrostatischer Druck, hydrodynamischer Druck.

Druckabfall. 1. In jeder strömenden Flüssigkeit nimmt der Gesamtdruck in der Strömungsrichtung ab, da durch die innere Reibung Strömungsenergie in Wärme umgesetzt wird und diese Energiemenge nur dem Flüssigkeitsdruck entnommen werden kann.

a) Für die stationäre Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit in einem Rohr mit kreisförmigem Querschnitt gilt die Gleichung:

$$(1) \quad \Delta p = p_1 - p_2 = \lambda (R) \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho w^2}{2}.$$

Hierin ist Δp der Druckabfall auf der Strecke l , d der Rohrdurchmesser, ρ die Dichte der strömenden Flüssigkeit, w die mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Die „Widerstandszahl“ λ ist eine Funktion der Reynoldsschen Zahl $R = \frac{wd}{\nu}$.

Setzt man $\lambda (R) = \frac{64}{R}$ (linker Ast der Kurve in

Fig. 1), in Gl. (1) ein, so erhält man

$$(2) \quad \Delta p = \frac{32 \eta l w}{d^2}.$$

Dies ist das Poiseuillesche Gesetz, das u. a. besagt, daß der Druckabfall Δp im Gebiet der laminaren Strömung der 1. Potenz der Geschwindigkeit proportional ist.

Steigert man w bis über die Grenzgeschwindigkeit (s. d.), so ändert $\lambda (R)$ in dem Augenblick, in dem die laminare Strömung in die turbulente umschlägt, sprunghaft seinen Charakter. Der Druckabfall ist im Gebiet der turbulenten Strömung

proportional einer höheren Potenz der Geschwindigkeit und ist außerdem stark von der Rauigkeit der Rohrwand abhängig.

In glatten Rohren (gezogenen Messingrohren) gilt nach den Versuchen von Jakob und Erk für $2000 < R < 500000$ die empirische Gleichung

$$(3) \quad \lambda(R) = 0,00714 + 0,6104 \cdot R^{-0,35}.$$

Für $2000 < R < 80000$ kann man mit der von Blasius stammenden, etwas bequemeren Formel

$$(3a) \quad \lambda(R) = 0,3164 \cdot \sqrt[4]{R}$$

rechnen.

Gl. (3) bildet den rechten Ast der Kurve in Fig. 1. Für $R = \infty$ geht die Kurve in eine Horizontale über.

In rauhen Rohren ist die Widerstandszahl wesentlich größer. Alle $\lambda(R)$ -Kurven für rauhe Rohre liegen also in beistehender Figur oberhalb der eingezeichneten Kurve, die einen Grenzfall bildet. Sie fallen mit wachsendem R zuerst ebenfalls ab, gehen aber, je nach dem Rauigkeitsgrad der Rohrwand schon mehr oder weniger bald in eine Horizontale über. Alle Bemühungen, die zahlreichen Versuche über den Druckabfall in rauhen Rohren durch eine allgemein gültige Gleichung zusammenzufassen, scheiterten bisher an der Unmöglichkeit, den Rauigkeitsgrad einwandfrei festzulegen.

Für Röhren von nicht kreisförmigem Querschnitt, offene Gerinne und Kanäle gelten dieselben Gesetzmäßigkeiten, wenn man an Stelle des Durchmessers in Gl. (1) den hydraulischen Radius (Quotient aus Strömungsquerschnitt und benutztem Umfang) (s. d.) einsetzt. Die Versuchsergebnisse sind in zahlreichen empirischen Formeln zusammengefaßt. Schrifttum s. bei L. Hopf, Ztschr. f. ang. Math. u. Mech. **3**, 329; 1923.

An Stellen, wo sich der Querschnitt oder die Richtung der Strombahn ändern, ist der Druckabfall abhängig von den besonderen Strömungsverhältnissen (für offene Gerinne s. „Schießen“ und „Strömen“). Unstetigkeiten (plötzliche Verengungen oder Erweiterungen, Abzweigungen (s. d.), Kniestücke usw.) verursachen meist durch Wirbelbildung sehr große Druckverluste.

Bei Querschnittsänderungen muß außerdem noch die Druckänderung infolge der eintretenden Verzögerung oder Beschleunigung, sowie der allenfalls auftretende Carnotsche Stoßverlust (s. d.) in Rechnung gezogen werden.

b) Ist die strömende Flüssigkeit kompressibel (ein Gas), so tritt zu dem Glied $\lambda(R)$ in Gl. (1) noch ein Summand $\lambda(B)$ als Ausdruck für den Druckabfall, der zur Beschleunigung des strömenden Gases verbraucht wird. Infolge des Druckabfalls in der Strömungsrichtung tritt nämlich eine Expansion und Volumvergrößerung auf, die wieder eine Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit be-

dingt. $\lambda(B)$ kann bei isothermem Strömungsverlauf nach der Formel

$$(4) \quad \lambda(B) = \frac{4d}{l} \cdot \frac{1}{2} \ln \frac{p_1}{p_2}$$

oder für, nicht zu großen Druckabfall genügend genau nach

$$(4a) \quad \lambda(B) = \frac{4d}{l} \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}$$

berechnet werden.

2. Auch quer zur Strömungsrichtung kann ein Druckabfall bestehen, wenn in einer gekrümmten Strombahn die Zentrifugalkraft auf die Flüssigkeitsteilchen einwirkt. Nach der konkaven Seite der Stromlinien hin ist ein Druckabfall, nach der konvexen Seite hin ein Druckanstieg vorhanden.

S. Erk.

Druckanstieg. In einer strömenden Flüssigkeit findet ein Druckanstieg überall da statt, wo die Strömung verzögert wird. Nach dem Bernoullischen Theorem (s. d.) gilt für horizontale Strömung einer idealen Flüssigkeit:

$$(1) \quad \frac{\rho w^2}{2} + p = \text{const.}$$

Wird an einer Stelle die Geschwindigkeit w verringert, so muß entsprechend obiger Gleichung der Druck p anwachsen. Gl. (1) stellt jedoch einen in der Wirklichkeit nicht erreichbaren Grenzfall dar, weil durch Reibung stets ein Teil der kinetischen Energie in Wärme verwandelt wird (s. Energiedissipation) und als Druck verloren geht.

Vor jedem Hindernis steigt der Druck an. An einer freien Oberfläche (s. d.) führt dies zu einer Erhebung des Flüssigkeitsspiegels (vgl. Staukurve). Wenn der Druck in der Grenzschicht (s. d.), die infolge der Wandreibung bereits stark verzögert strömt, über ein gewisses Maß ansteigt, so kann dadurch eine Bewegungsumkehr eintreten, die dann eine Ablösung der Flüssigkeit verursacht.

Technische Anwendungen des Druckanstiegs sind u. a. der Diffusor und der hydraulische Widder (s. d.).

S. Erk.

Druckfestigkeit s. Bruchlast, Festigkeit eines Materials.

Druckgleichung der Hydrodynamik s. Bernoullisches Theorem.

L. Hopf.

Druckhöhe. Dividiert man den an einem Punkt einer Flüssigkeit herrschenden statischen Druck p durch das Raumgewicht ρ der Flüssigkeit, so hat

der Quotient $\frac{p}{\rho}$ die Dimension einer Länge. Er

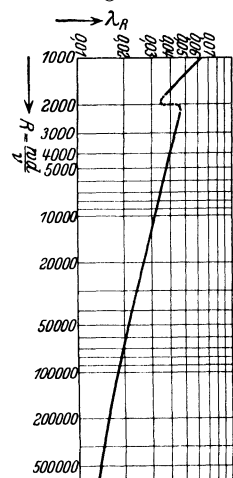
wird Druckhöhe genannt, entsprechend den Bezeichnungen „Ortshöhe“ und „Geschwindigkeitshöhe“ (s. d.).

S. Erk.

Druckhöhenverlust s. Druckabfall und Druckverlust.

Druckkoeffizient von Thermometern s. Quecksilberthermometer.

Druckluftionisationskammer. Ionisationskammer, welche mit komprimierter Luft von einigen Atmosphären Druck gefüllt werden kann. Sie dient zur Messung der reinen Luftionisation durch Röntgenstrahlen, bei welcher einerseits die Ionisation durch Elektronen, welche von der Kammerwand ausgehen (Wandwirkung), vermieden wird, andererseits die in der Luft selbst ausgelösten Elektronen voll zur Wirkung kommen können, da ihre Flugbahn infolge des erhöhten Druckes soweit verkürzt wird, daß sie die Kammerwände nicht erreichen. Eine hierfür geeignete Kammer wurde



Widerstandszahl λ_R für glatte Rohre als Funktion der Reynoldsschen Zahl $R = \frac{wd}{\nu}$.

zuerst von R. Thaller konstruiert. (O. Berg, W. Schwerdtfeger und R. Thaller, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern 1924, S. 162.) Behnken benutzte eine Druckluftkammer zur absoluten Röntgendosismessung. Sie wird z. Z. meist als Standardgerät für die Eichung von Röntgendosismessern benutzt. Über verschiedene Typen von Druckluftionisierungskammern vgl. H. Behnken u. R. Jaeger, Ztschr. f. techn. Physik. Bd. 7, S. 564; 1926. *Behnken.*

Druckmessung. Drucke werden durch die Höhe von Flüssigkeitssäulen gemessen, die ihnen das Gleichgewicht halten, oder durch die Kraft, welche sie auf ein das Druckgefäß begrenzendes Flächenstück ausüben. Sehr kleine Drucke, die an Flüssigkeitssäulen nicht mehr wahrnehmbar sind, werden nach anderen Methoden gemessen, die in dem Kapitel Vakuummeter näher beschrieben sind.

Die Einheit des Druckes bildet die Atmosphäre (Atm.), d. h. die 76 cm hohe Quecksilbersäule, die auf die Temperatur 0° und die international festgesetzte Schwerebeschleunigung von $980,655 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$ zu beziehen ist. In der Technik rechnet man nach kg/cm^2 (technische Atmosphäre; at). Die Einheit

Quecksilberbarometers, so muß die obere Kuppe an den luftleeren Raum grenzen (Toricellische Leere).

Druckunterschiede zwischen zwei verschiedenen Gasräumen kann man ferner aus den Durchbiegungen einer zwischen ihnen ausgespannten Membran erschließen. Es ist dann Sorge zu tragen, daß die Größe der Durchbiegung objektiv durch Zeigerübertragung, oder auf andere Weise subjektiv meßbar gemacht wird. Eiß solches Membranmanometer liefert die Druckunterschiede nur in willkürlichem Maße; um absolute Drucke zu erhalten, muß man das Membranmanometer mit Hilfe eines Quecksilbermanometers eichen. Auf dem Prinzip der Durchbiegung einer Membran beruhen die Aneroidbarometer und Aneroidmanometer, kurz Aneroide genannt.

Die Messung der Höhe einer Flüssigkeitssäule geschieht im einfachsten Falle derart, daß man mit dem Auge oder einem parallel verschiebbaren Fernrohr auf einen hintergestellten Maßstab projiziert. Im ersteren Falle erleichtert die Benützung eines Spiegels das Vermeiden der Parallaxe. Ist größere Genauigkeit erforderlich, so messe man mit dem Kathetometer (s. d.). Abgelesen wird immer die

Beziehung zwischen den verschiedenen Druckeinheiten.

	Megabar	kg/cm ²	Atmosphäre	mm Hg	lb/inch ²	ton/inch ²
1 Megabar =						
10 ⁶ dyn/cm ² . . . =	1	1,01977	0,98692	750,06	14,5045	6,4752 · 10 ⁻³
1 kg/cm ² . . . =	0,98061	1	0,96779	735,52	14,2233	6,3497 · 10 ⁻³
1 Atmosphäre . . . =	1,01325	1,03328	1	760,00	14,6967	6,5610 · 10 ⁻³
1 mm Hg . . . =	1,33322 · 10 ⁻³	1,35958 · 10 ⁻³	1,31579 · 10 ⁻³	1	1,93377 · 10 ⁻²	8,6329 · 10 ⁻⁶
1 lb/inch ² . . . =	6,8944 · 10 ⁻²	7,0307 · 10 ⁻²	6,8042 · 10 ⁻²	51,712	1	4,4623 · 10 ⁻⁴
1 ton/inch ² . . . =	154,434	157,488	152,416	115836	2240	1

des Druckes im absoluten Maßsystem, Dyn/cm², heißt Bar; 10⁶ Dyn/cm² = 1 Megabar.

Werden andere Flüssigkeiten als Meßflüssigkeiten benutzt, so ist zu berücksichtigen, daß sie bei gleicher Höhe einen im Verhältnis der spezifischen Gewichte kleineren Druck ausüben als Quecksilber (spez. Gew. bei 0° 13,596). Solche Flüssigkeiten sind z. B. Wasser (spez. Gew. gleich 1), konzentrierte Schwefelsäure (1,83), Glycerin (1,26).

Die gemessene Druckhöhe ist noch wegen des Kapillardrucks der gekrümmten Oberfläche zu verbessern, welcher eine bis zur Kuppenhöhe gerechnete Quecksilbersäule zu niedrig, Säulen von Wasser, Schwefelsäure, Glycerin u. dgl. zu hoch erscheinen läßt. Die Korrektion wegen des Kapillardrucks nimmt mit zunehmender Rohrweite ab; bei Glasröhren von 1 cm Weite beträgt sie für Quecksilber 0,2—0,3 mm, selbst bei Röhren von 5 cm Weite ist sie noch merklich. Man vermeidet den Kapillareinfluß nahezu ganz, wenn man die Flüssigkeitssäule in kommunizierenden Röhren von gleicher Weite bestimmt.

Mit Flüssigkeitsmanometern mißt man in der Regel nur die Druckunterschiede zu beiden Seiten der Kuppen; vielfach handelt es sich nur um die Ermittlung des Unter- oder Überdrucks, welchen ein Gasraum gegen die umgebende Luft besitzt; man läßt dann den einen Schenkel des Manometers in freier Verbindung mit der Atmosphäre. Will man absolute Drucke bestimmen, wie zum Beispiel den Druck der Atmosphäre selbst mit Hilfe des

horizontale Tangente an die Kuppe (Meniskus), also an Quecksilberflächen der obere, an den übrigen Flüssigkeiten der untere Rand.

Um die schwierige Einstellung auf spiegelnde Quecksilberkuppen zu erleichtern, wird empfohlen, das Manometerrohr mit schräg schraffiertem Papier zu hinterlegen. Auf die Spitzen, in denen die Striche und ihre Spiegelbilder zusammenstoßen, kann bequem eingestellt werden. Trotz aller Vorsicht wird es jedoch selten gelingen, die mit dem Kathetometer an und für sich erreichbare Genauigkeit tatsächlich zu erzielen, weil die Glasröhren, durch die man hindurchsehen muß, niemals ganz schlierenfrei und vollkommen zylindrisch sind, und zudem durch Brechung und Reflexion des Lichtes an den Röhrenwänden in der Regel eine falsche Lage der Kuppe vorgetäuscht wird.

Mit Vorteil kann zur Bestimmung der Lage eines Meniskus ein sogenanntes Visier benutzt werden, das aus zwei miteinander verbundenen Schneiden besteht, welche passend geführt stets in derselben Horizontalebene liegen; die eine der Schneiden befindet sich vor, die andere hinter der Quecksilberkuppe. Man schiebt das Visier von oben an die Quecksilberkuppe heran und stellt so ein, daß der zwischen der Verbindungsebene der Schneiden und der Kuppe verbleibende Lichtschein gerade verschwindet. Die Lage der Visiere wird dabei an einer Skale bestimmt.

Eine andere Methode zur Messung von Quecksilberhöhen ist von Thiesen angegeben worden.

Sie besteht darin, daß man hinter der das Quecksilber enthaltenden Glasröhre — die besser noch durch einen Trog mit ebenen Glaswänden ersetzt wird — einen Maßstab aufstellt und durch mikrometrische Messung des Abstandes zwischen einem direkt und einem in der Quecksilberoberfläche gespiegelten Striche die Lage der Quecksilberoberfläche gegen die Teilung festlegt. Man sieht also die Quecksilberoberfläche selbst gar nicht, sondern berechnet sie als die Mitte zwischen Strich und Spiegelbild. Diese Methode setzt große Quecksilberoberflächen voraus, bei denen von einer Krümmung wenigstens in der Mitte abgesehen werden kann. Andernfalls treten Bildverzerrungen auf, die nur durch eine komplizierte Berechnungsweise berücksichtigt werden können.

Noch eine andere Methode zur Bestimmung der Lage eines Quecksilbermeniskus macht von dem Gesetze der Spiegelung Gebrauch: Man nähert der Mitte der Kuppe eine Metall- oder Glasspitze, deren Verschiebung gegen eine Skale gemessen wird, auf sehr geringen Abstand und stellt auf die Mitte zwischen Spitze und Spiegelbild ein. — Diese Methode ist die vollkommenste bei großer Einfachheit. — In manchen Fällen kann es von Vorteil sein, die Berührung einer Spitze und einer Kuppe als elektrischen Kontakt auszubilden.

Weiteres über Druckmessung siehe in den Artikeln Manometer und Vakuummeter. *H. Ebert.*

Druckmessung in strömenden Flüssigkeiten s. Statischer Druck, Stauraohr, Stauscheibe, Staudruck, Staudruckmesser, Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck.

Druckmittelpunkt beim Flugzeugflügel. Dieser Ausdruck wird manchmal gleichbedeutend mit Druckpunkt gebraucht (s. d.), manchmal für den Schnittpunkt der Kraftdrückungen bei verschiedenen Anstellwinkeln; ein Druckmittelpunkt im letzteren Sinn existiert nur für kleine Anstellwinkelbereiche. *L. Hopf.*

Druckphosphen. Außer durch Licht kann die Netzhaut auch durch elektrische und mechanische Reize erregt werden. Nach dem Gesetz von der spezifischen Sinnesenergie lösen solche (nicht adäquate) Reize ebenfalls ausschließliche Gesichtsempfindungen aus, und zwar je nach den Reizbedingungen kurze Lichtblitze oder länger dauernde Licht- oder Farbenempfindungen. Die mechanische Netzhautreizung hat dadurch eine besondere methodische Bedeutung erlangt, daß sie sich infolge ihrer Lokalisierbarkeit auf einen relativ engumschriebenen Bezirk als geeignet erwiesen hat, die Verteilung der Raumwerte auf der Netzhaut einer grundsätzlichen Prüfung zu unterwerfen. Drückt man irgendwo am Rande der Augenhöhle mit einer stumpfen Spitze gegen den Bulbus, so entsteht ein lokales „Druckbild“ oder „Phosphen“, das an derjenigen Stelle des Sehfeldes erscheint, welche der durch den Druck gereizten Netzhautstelle funktionell zugeordnet ist, und es konnte an Blindgeborenen, denen jede „optische Erfahrung“ fehlte, in geeigneten Fällen einwandfrei festgestellt werden, daß die einer außengelegenen Netzhautstelle entsprechende Lichtempfindung nach innen zu, die einer unten gelegenen nach oben lokalisiert wird usw. Der Sehende kann sich weiterhin leicht überzeugen, daß ein lokaler Druck in der Gegend des Augenäquators zu einem Druckbilde führt, das von dem direkt gesehenen Punkte des Außenraumes weit abliegt und ziemlich der

äußersten Peripherie des Sehfeldes angehört, während es bei extrem seitlich gewendetem Blick durch Druckreizung im inneren Augenwinkel gelingt, das Phosphen dem fixierten Punkte erheblich näher zu bringen. *Dittler.*

Näheres s. v. Helmholtz, *Physiol. Optik*, 3. Aufl., Bd. 2, S. 7. 1911.

Druckpumpen. Druckpumpen dienen zur Kompression von Flüssigkeiten und Gasen. Bei Flüssigkeiten, die sich nur wenig zusammenpressen lassen, erreicht man dieses Ziel leicht dadurch, daß man den Raum, in welchem die Flüssigkeit eingeschlossen

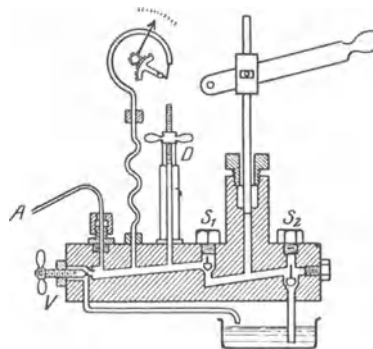


Fig. 1. Cailletetsche Druckpumpe.

ist, durch Einschieben eines Stempels etwas verkleinert. Für Gase, bei welchen die Halbierung des eingenommenen Volumens den Druck erst auf das Doppelte steigert, versagt dies Mittel sehr bald; man benutzt hier Kolbenpumpen, welche weitere Gasmengen oder auch Flüssigkeiten aus einem unter niedrigerem Druck stehenden Vorratsgefäß ansaugen und in den Hochdruckraum überführen. Eine solche Vorrichtung ist in physikalischen Laboratorien viel benutzte, von Cailletet konstruierte Pumpe, die in Fig. 1 dargestellt ist. In einem Metallblock ist durch mehrfache Bohrungen ein Kanal hergestellt, der bei A mit dem Hochdruckraum in Verbindung steht und in dem zwei Ventile S_1 und S_2 spielen. Durch Hochziehen eines Kolbens wird automatisch das Ventil S_1 geschlossen und S_2 geöffnet und dabei Wasser oder Öl aus dem darunter befindlichen Gefäß unter den Kolben gesaugt.

Beim Niederdrücken des Kolbens wird S_2 geschlossen, so daß der angesaugten Flüssigkeit der Rückweg versperrt ist; sie wird vielmehr gezwungen, durch das Verbindungsrohr A in den Druckraum überzutreten. Nach Erreichen höherer Drucke, wenn der Kolben nur noch schwer beweglich ist, bewirkt man eine weitere Verkleinerung des Druckraumes durch Betätigung eines Schraubkolbens D. Das Schraub-

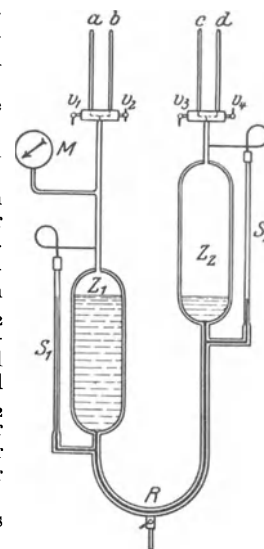


Fig. 2. Pumpe zum Komprimieren von Gasen.

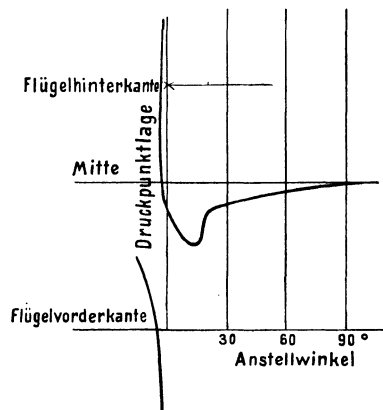
Das Schraub-

ventil V dient zum Abspannen des Druckes; die Flüssigkeit fließt dann in das Vorratsgefäß zurück. Pumpwerke für größere Gasmengen, die zu hohen Drucken verdichtet werden sollen, z. B. die Kompressoren bei der Gasverflüssigung, arbeiten vielfach in mehreren Stufen.

Zum Komprimieren reiner Gase benutzt man nach Holborn und Schultze (vgl. Kohlrausch, Prakt. Physik, 14. Aufl., S. 46) Quecksilberpumpen, die durch Preßluft betätigt werden, welche käuflichen Bomben entnommen wird. Fig. 2 stellt eine solche Vorrichtung dar, die aus zwei Stahlzylindern von je 1 Liter Inhalt besteht. Durch die Verbindungsröhre strömt das Quecksilber von dem Zylinder Z_1 , wenn die Druckluft durch b nach Öffnen des Ventils v_2 einströmt, nach dem Zylinder Z_2 und treibt das komprimierte Gas, welches vorher bei Atmosphärendruck durch d und das Ventil v_4 eingelassen wurde, durch das Ventil v_3 und die Röhre c in den Druckraum. Füllt das Quecksilber den Zylinder Z_2 an, so wird das Ventil v_3 geschlossen, die Druckluft durch v_2 abgelassen, Z_2 durch Öffnen von v_4 mit frischem Gas gefüllt und der flüssige Kolben aufs neue in Bewegung gesetzt. In den mit den Zylindern kommunizierenden Glaskapillaren S_1 und S_2 kann man die Bewegung des Quecksilbers und am Federmanometer M den Druck verfolgen.

H. Ebert.

Druckpunkt beim Flugzeugflügel. Setzt man die gesamten bei der Bewegung eines Flügels in der Luft entstehenden Druckkräfte zu einer Resultierenden zusammen, so schneidet diese die Flügelsehne in einem Punkte, den man Druckpunkt nennt.



Druckpunkt beim Flugzeugflügel für verschiedene Anstellwinkel.

Die Lage dieses Punktes ist maßgebend für das Moment, welches die Luftkräfte ausüben, und welches sehr wesentlich für die Höhensteuerung und die Stabilität des Flugzeugs ist. Der Druckpunkt liegt an ebenen Flächen für den Anstellwinkel Null ganz vorne und rückt mit wachsendem Anstellwinkel nach hinten; bei 90° erreicht er die Mitte. Bei gewölbten Flächen jedoch, und somit bei allen praktisch wichtigen Flügeln, liegt er bei verschwindendem Auftrieb (kleinem negativen Anstellwinkel) im Unendlichen hinter der Fläche; d. h. auch bei verschwindendem Auftrieb erfährt der Flügel ein Drehmoment, das ihn vorne nach unten zu drücken strebt; mit wachsendem Anstellwinkel rückt der Drehpunkt nach vorne; bei Anstellwinkeln, die nur wenig größer sind als die des

normalen Flugs kehrt der Druckpunkt aber um und verhält sich dann ebenso wie bei ebenen Flächen. Die Figur zeigt die Lage des Druckpunktes für verschiedene Anstellwinkel (s. a. Flügel).

L. Hopf.

Druckpunkt, wandernder s. Schiffswellen.

Druckregler ist ein Apparat, um einen Luftstrom, welcher von einem Ventilator erzeugt wird, gleichmäßig zu erhalten. Der Hauptbestandteil des in der Göttinger Modellversuchsanstalt verwendeten, von Prandtl konstruierten Druckreglers ist eine manometrische Waage, die an den Raum vor und hinter dem Ventilator angeschlossen ist und bei einer einstellbaren Druckdifferenz, also bei einer bestimmten Luftstromgeschwindigkeit einspielt. Ändert sich nun diese, so betätigt der Ausschlag der Waage durch elektrische Kontakte einen automatischen Nebenschlußregulator am Ventilator und stellt dadurch die alte Luftgeschwindigkeit wieder her.

L. Hopf.

Druckrohr. Über die Gesetze der stationären Rohrströmung s. laminare Bewegung und turbulente Bewegung von Flüssigkeiten. — Wird in einer mit fließendem Wasser gefüllten Rohrleitung von der Länge l plötzlich

bzw. in einer Schlußzeit $T < \frac{2l}{c}$ der Abfluß ganz oder teilweise gehemmt, so pflanzt sich die dadurch hervorgerufene Drucksteigerung $\frac{c \cdot \Delta v}{g}$ mit einer

Geschwindigkeit c fort, die von dem Durchmesser, der Dicke und der Elastizität der Wandung, sowie von der Elastizität des Wassers abhängig ist. Diese Druckwelle ist der sog. Widderschlag oder Wasserschlag in Rohrleitungen. Die Größenordnung von c pflegt etwa 1000 m/sek zu sein. Für $T > \frac{2l}{c}$

gibt Warren $\frac{1}{g} \cdot \frac{\Delta v}{[T - l/c]}$ als Drucksteigerung an.

Mit x als Abstand vom Rohrende gilt nach Allievi

$$\frac{c \Delta v}{g} = - \left[F \left(t - \frac{x}{c} \right) + f \left(t + \frac{x}{c} \right) \right],$$

wobei sich F und f aus den Bedingungen an den Rohrenden ergeben. Für spezielle Fälle haben u. a. Allievi und de Sparre den zeitlichen Verlauf des Drucks und der Geschwindigkeit an einer Rohrstelle x berechnet, z. B. bei allmählicher Öffnung nach irgendeinem Reglergesetz, bei variablen Rohrabmessungen u. s. w. Eisner.

Näheres s. bei Allievi-Dubs; s. auch Wasserschloß.

Druckschraube nennt man im Gegensatz zur Zugschraube eine Luftschraube, welche hinter dem Motor angebracht ist, bei welcher also durch den Motor oder andere Körper nur die Ansaugung der Luft, nicht das Ausblasen gestört wird. Man hält im allgemeinen Druckschrauben für wirkungsvoller als Zugschrauben; aus Gründen der Flugzeugkonstruktion werden sie aber heutzutage seltener gebraucht.

L. Hopf.

Druckschrauben zur Erzeugung hoher Drucke. Nach Erreichen des mit einer Druckpumpe zu erzielenden Enddrucks wird diese abgestellt und der Druck durch Betätigung eines Schraubenkolbens (s. Druckpumpe Fig. 1, D) erhöht. Es wird dabei ein gut eingeschliffener und mit Ledermanschette gut abgedichteter Kolben in den abgeschlossenen Raum hineingedrückt, wodurch das Volumen bei konstanten Flüssigkeitsmengen ver-

kleinert, der Druck also erhöht wird. Diesen Apparat nennt man kurz Druckschraube.

H. Ebert.

Druckseite eines Flügels. Bei der Strömung um einen Tragflügel herrschen infolge der Zirkulationsströmung an der unteren Seite, der „Druckseite“, niedrigere Geschwindigkeiten und infolgedessen nach dem Bernoullischen Gesetz erhöhte Drücke. (Siehe auch „Auftrieb“.) Gegenteil „Saugseite“.

L. Hopf.

Druckspannung s. Spannungszustand in einem Kontinuum.

Druckstoßgleichungen s. Detonationsgleichungen.

Druckverlust. Schaltet man in ein Rohr, das von einer Flüssigkeit durchströmt wird, zu Meßzwecken eine Verengung (Düse, Staurand, Venturidüse) ein, so entsteht, entsprechend der Kontinuitätsbedingung in der Verengung eine Beschleunigung und folglich, nach dem Bernoullischen Theorem (s. d.) ein Druckabfall. Ist der Strömungsquerschnitt hinter der Verengung der gleiche wie vor ihr, so muß die Strömung auch wieder auf die vor der Verengung herrschende Geschwindigkeit verzögert werden. Der Druck wächst jedoch nicht wieder auf den vor der Verengung bestehenden an, sondern es bleibt ein Druckverlust bestehen Dieser rührt

1. von dem Carnotschen Stoßverlust her. Sind p der Druck vor der Verengung, w die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt, p_1 und w_1 die entsprechenden Größen in einer Entfernung hinter der Verengung, wo die Flüssigkeit wieder denselben Querschnitt wie vor der Düse erfüllt, so ist der Carnotsche Stoßverlust

$$p - p_1 = \rho \cdot \frac{(w - w_1)^2}{2}.$$

Zu diesem theoretischen Druckverlust kommt noch

2. ein Druckverlust infolge Reibung und Wirbelbildung in und unmittelbar hinter der Verengung.

Die Größe des wirklich auftretenden Gesamt-druckverlustes hängt von der Form der Verengung und ihrem Öffnungsverhältnis

$$\left(\frac{\text{kleinster Querschnitt der Verengung}}{\text{Querschnitt des Rohres}} \right)$$

ab. Bei Staurändern beträgt nach Versuchen von Jakob und Kretzschmer der Druckverlust bis zu 40% des zur Messung benützten Druckabfalls. Für Meßdüsen ist der entsprechende Wert etwa 70%, für Venturidüsen 15–20%. *S. Erk.*

Druckwaagen. Normale für Messung hoher Drucke sind die Quecksilbermanometer, die aber bei größerem Umfang des Meßbereiches unhandlich werden. Man bedient sich dann der Druckwaagen oder Kolbenmanometer, bei denen der Druck — direkt durch Gewichte bestimmt — auf einen Kolben von bekanntem Querschnitt wirkt. Das Prinzip stammt von Galy-Cazalat. Amagat nahm das Prinzip der hydraulischen Presse hinzu. Das Schema seines Modells zeigt Fig. 1. Ein vertikal in einer Röhre sich bewegender Stempel (k), der nur durch gutes Einschleifen dicht hält, — Amagatscher Kolben — vom geringen Querschnitt q ist von oben her mittels einer Übertragungsflüssigkeit dem zumessenden Druck ausgesetzt. Dieser überträgt ihn auf einen zweiten, ebenfalls sich vertikal bewegenden Stempel (K) vom Querschnitt (Q), welcher ein großes mit

Wasser oder Öl gefülltes Gefäß luftdicht abschließt. Durch R wird diese Übertragungsflüssigkeit eingefüllt. Am langen Manometerschenkel S wird der im Verhältnis $q:Q$ reduzierte Druck gemessen und daraus der ursprüngliche Druck durch Multiplikation mit diesem Reduktionsfaktor bestimmt.

Ebenfalls mit Amagatschem Kolben sind die Druckwaagen von Buchholz und Altschul, bei denen die Gewichte direkt auf den verlängerten

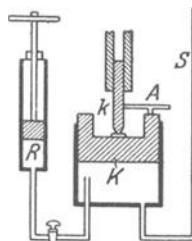


Fig. 1.

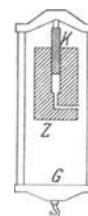


Fig. 2.

Druckwaagen.

oben tellerförmig verbreiterten Kolben gesetzt werden, und von Holborn, Baumann, Schultze (s. Fig. 2). Hier wird der Kolben mittels eines Gehänges belastet (Fig. 3 u. 4). Der Stahlkolben K mit seinem Querschnitt von etwa 1 cm^2 bewegt sich frei in dem mit Rizinusöl gefüllten Zylinder Z und wird unmittelbar mit Gewichten belastet, die mittels der Schraubenspindel P aufgesetzt werden, die zu diesem Zweck ein Gehänge für den Gewichtssatz A trägt. Bei Entlastung des Kolbens schraubt man diese Spindel, deren Gewinde in dem oberen Querarm G des Gehänges läuft, in die Höhe,

wodurch sich dieser auf die Decke des schweren Traggerüsts Q aufsetzt. Die Gewichte A werden dabei von der mit der Bodenplatte b verbundenen Feder F_2 aufgehalten, so daß sich der Träger N von dem Haken H löst und das Gehänge nur noch mit einem Eigengewicht auf die Decke Q drückt. Nach oben hin ist die Bewegung des Gehänges durch die Feder F_1 begrenzt, die an der den Zylinder Z tragenden Traverse T sitzt, so daß der Kolben K bei wachsendem Druck nicht ganz aus seinem Zylinder hinausgehoben werden kann. L ist ein Kugellager, das eine Übertragung der Bewegung des Kolbens beim Messen auf HNA verhindert. Der Gewichtssatz A besteht aus schraubenförmigen Platten von je 10 kg ; nur die unterste Scheibe, die auf der Tragplatte aufliegt, ist um das Gewicht des Gehänges leichter. Die Scheiben haben radiale Schlitze, so daß sie sich zentrisch zur Stange N aufsetzen lassen.

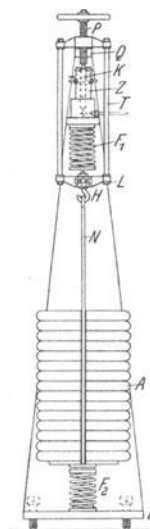


Fig. 3.
Druckwaage.

Um den Kolben bewegen zu können, ist an seinem herausragenden Ende mittels eines Vierkantens ein kleiner Querarm q (Fig. 4) aufgesetzt, der in die Schlitze der drehbaren Messinghülse eingreift. Diese trägt die Griffe gg , die mit der elektrisch betriebenen Übertragung R verbunden sind.

Das Steigen oder Sinken des Kolbens K wird dadurch angezeigt, daß ein ungleicharmiger Hebel

mit 15facher Vergrößerung seine Bewegung auf einen Kreisbogen U überträgt. Diese Vorrichtung ist mit einem Klemmring auf der Messinghülse befestigt.

Der Meßbereich einer solchen Waage kann dadurch erhöht werden, daß der Querschnitt des Kolbens verringert wird. So gibt es Waagen mit

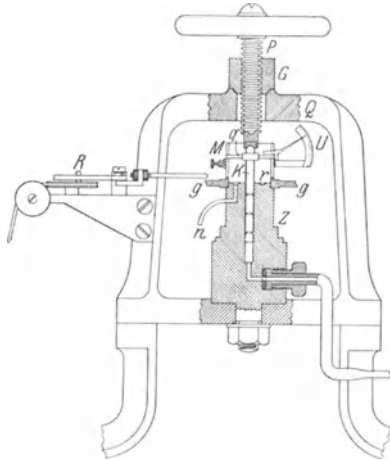


Fig. 4. Druckwaage.

$\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{4}$ cm² Querschnitt. Oder aber man läßt den Druck auf zwei miteinander verbundene Kolben KK' (Fig. 5) verschiedenen Querschnitts wirken. Die an das System angehängten Gewichte haben nur dem auf die Differenz der Querschnitte entfallenden Drucke das Gleichgewicht zu halten. Man kann auf diese Weise unter Vermeidung

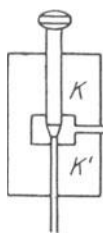


Fig. 5.
Differenzkolben.

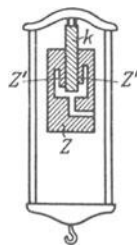


Fig. 6.
Bridgman'sche
Kolbendichtung.

dünnere zerbrechlicher Kolben zu kleinen wirksamen Querschnitten gelangen, so daß ein Meßbereich bis zu 5000 kg/cm² erreicht wird (Differential-Kolben-Manometer von Schäffer und Budenberg).

Bridgman benutzt bei der von ihm konstruierten Druckwaage einen Kolben von 0,02 cm² Querschnitt, ebenfalls ohne besonderes Dichtungsmaterial. Er vermeidet dieses durch geeignete Anordnung des Zylinders Z : Fig. 6. Dieser wird so ausgefräbt, daß der Druck auch einen Teil $Z'Z'$ des an k liegenden Zylinders zusammendrücken kann. Dadurch wird erreicht, daß selbst bei höheren Drucken der eingeschliffene Kolben dicht bleibt. Bridgman hat unter Verwendung von Petroleum oder Glycerin und Wasser mit geringem Zusatz Traubenzucker Drucke bis 12000 kg/cm² gemessen.

Die Empfindlichkeit und Genauigkeit eines Kolben-Manometers, die sich durch Bewegungen

des Kolbens — sei es Rotation oder Schütteln — wesentlich erhöhen, wird durch Vergleichung mit Quecksilbermanometer gefunden. Vor allem muß der wirksame Querschnitt, d. h. der bei der Messung wirklich belastete bestimmt sein. Das geschieht durch Vergleich mit Quecksilbermanometern. Ist deren Meßbereichgrenze erreicht, so vergleicht man zwei Druckwaagen unter Zwischenschaltung eines Quecksilbermanometers, das dann als Differentialmanometer dient (Fig. 7). Das geht bis etwa 100 kg/cm². Darüber hinaus hat man bisher die Korrekturen nur rechnerisch ermittelt und durch Vergleich zweier Waagen festgestellt, wie weit Übereinstimmung herrscht. Es kann eine Genauigkeit von etwa 1 v. T. bei 1000 kg/cm² angenommen werden.

A. Michels erörtert eingehend die Frage nach der Größe des wirksamen Querschnitts eines ungedichteten Kolbens und seiner Beeinflussung durch verschiedene Faktoren und findet, daß der wirk-

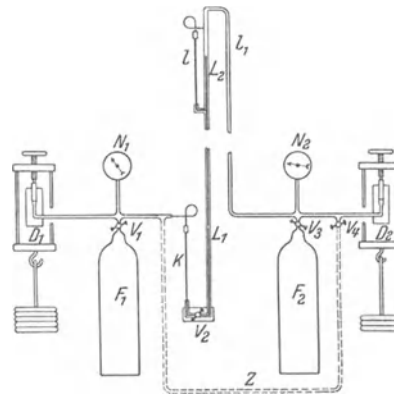


Fig. 7. Vergleich von Druckwaagen.

same Durchmesser das Mittel der Durchmesser von Lager und Kolben ist. Durch langsames Sinken des Kolbens wird ferner eine scheinbare — vom Druck unabhängige — Durchmesservergrößerung bewirkt. Dazu kommen noch drei andere, vom Druck abhängige Korrekturen: eine scheinbare Vergrößerung durch Ausdehnung des unteren Kolbenteils, eine scheinbare Verminderung durch Zusammenpressen des Kolbens und eine scheinbare Vergrößerung durch Zunahme der Spaltoberfläche. Die drei letzteren Korrekturen können bei sorgfältig gebauten Waagen außerhalb der Beobachtungsfehler fallen.

Unter Heranziehung der Sommerfeldschen Theorie über die Drehung geschmierter Zapfenlager entwirft er eine Theorie der Reibung des Kolbens gegen den Zylinder. Er unterscheidet dabei die trockene und Flüssigkeitsreibung. Es wird angenommen, daß sich bei letzterer zwischen Kolben und Zylinder noch eine dünne Ölschicht befindet. Der Übergang von trockener und Flüssigkeitsreibung ist durch eine kritische Umdrehungsgeschwindigkeit des Kolbens gekennzeichnet. Michels lehnt die von Klein, allerdings für eine weiter unten zu besprechende Gruppe von Druckwaagen aufgestellte Theorie ab. Bei dieser wird das Kräftepiel am Kolben analysiert. Der Bewegung des Kolbens wirkt die axiale Komponente der Reibung der Manschetten entgegen. Es kommt

nach Klein darauf an, diese letztere möglichst klein zu halten.

Die letzte Gruppe von Druckwaagen sind mit besonders gedichteten Kolben. Die Dichtungsmanschetten sitzen entweder am Kolben (Draper, Stückrath) oder am Zylinder (Martens). Es empfiehlt sich, zur Herabsetzung der Größe der zu verwendenden Gewichte diese durch einen ungleicharmigen Waagebalken (meistens 1:10) auf den Kolben zu übertragen.

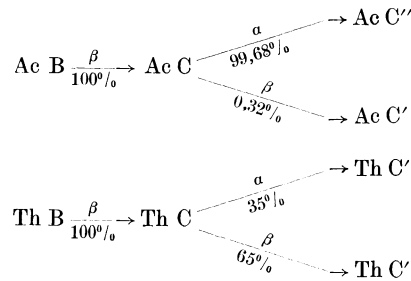
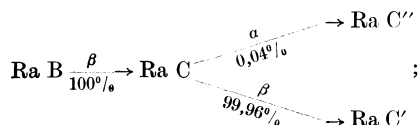
H. Ebert.

Druckwelle s. Stoßwelle.

Drummondsches Kalklicht. Setzt man einen Kalkzylinder einer Flamme sehr hoher Temperatur aus, z. B. der Hitzeeinwirkung eines Knallgasgebläses, so erhält man wegen der Temperaturbeständigkeit des Kalziumoxyds (CaO) eine Lichtquelle von sehr intensiver Helligkeit, die insbesondere früher, vor der allgemeinen Verbreitung elektrischer Energie, für starke Projektionsvergrößerungen wertvoll war.

Carl Müller.

Dualer Zerfall. Eine spezielle Form des „multiplen Zerfalls“, worunter eine solche Aufspaltung einer radioaktiven Substanz verstanden wird, bei der aus N gegebenen gleichartigen Atomen n_1 Atome der Art A, n_2 der Art B, n_3 der Art C usw. entstehen, so daß $n_1 + n_2 + n_3 + \dots = N$ ist; während beim einfachen Zerfall, wie er in den überwiegend meisten der uns bekannten Fälle beobachtet wird, aus den N gegebenen Mutteratomen N Atome ein und derselben Art, nämlich der des Zerfallprodukts, hervorgehen. Für die erwähnte allgemeine Form wurde bisher kein Beispiel gefunden; für den sogenannten dualen Zerfall, wo n_1 Atome der Art A, n_2 Atome der Art B entstehen und $n_1 + n_2 = N$ ist, bereits mehrere Beispiele. Die Konstitution des instabilen Mutteratoms ist dabei offenbar eine derartige, daß irgendwelche, uns ganz unbekannt unter Bedingungen entweder zu einer A-Gruppierung oder zu einer B-Gruppierung der atomistischen Bausteine des Folgeprodukts führen. Da die beiden entstehenden Atomgebäude verschieden sind, werden es auch die Gleichgewichtsverhältnisse und damit die zugehörigen Lebensdauern der A- und B-Atome sein. Der Zerfallsmechanismus wird entsprechend dem verschiedenen Resultat ebenfalls verschiedenartig sein und das ist am einfachsten realisiert durch einen α - und einen β -Zerfall, wie dies in der Tat auch beobachtet wurde. Je nach der leichteren oder schwereren Realisierbarkeit der für den einen oder den anderen Zerfall nötigen Bedingungen wird die Häufigkeit des Eintretens solcher Bedingungen und dadurch das Verhältnis $\frac{n_1}{n_2}$ geregelt sein. Bei sehr vielen vorhandenen Mutteratomen werden immer für eine Anzahl n_1 derselben die Bedingungen für einen α -Zerfall, für die Zahl n_2 derselben die Bedingungen für einen β -Zerfall günstig liegen, so daß „gleichzeitig“ aus der Muttersubstanz zwei neue Substanzen entstehen. An dieser Stelle gabelt sich daher die Zerfallsreihe, wie dies aus den folgenden Beispielen, den C-Produkten, zu entnehmen ist.



Man erkennt, daß die Wahrscheinlichkeit eines zu C'' führenden α -Zerfalls in Ra kleiner als in Th und hier kleiner als in Ac ist, da nur 0,04% Ra C'' gegen 35% Th C'' und 99,68% Ac C'' entstehen. Für den β -Zerfall liegen die Verhältnisse umgekehrt.

Außer bei den C-Produkten wurden α - und β -Strahlen als von ein und derselben Substanz ausgehend gefunden bei Ra, Rd Ac und Rd Th; Zweigprodukte, entsprechend einer Gabelung an dieser Stelle, also Nebenprodukte zu Ra Em, Ac X und Th X wurden aber noch nicht beobachtet, so daß es sich hier wahrscheinlich um sekundäre, also nicht kernechte β -Teilchen handelt, die nicht die Folge eines β -Zerfalls sind.

Dagegen tritt in der Uranreihe eine Gabelung ein, die sich von den bisher besprochenen Fällen insofern unterscheidet, daß die beiden Folge-substanzen gleicherweise durch α -Zerfall entstehen. Und zwar wahrscheinlich an der Stelle U II, welche Substanz sich einerseits in Ionium, zur Radiumreihe führend, andererseits in U Y, zur Actiniumreihe führend, verwandelt. Und endlich kennt man eine Gabelung, wo jedes der Folgeprodukte anscheinend durch β -Zerfall entsteht, nämlich die Spaltung des U X₁ in die einander isotopen und selbst wieder β -zerfallenden Tochtersubstanzen UX₂ und U Z. — In den letzteren Fällen sind die Verhältnisse jedenfalls noch der näheren experimentellen Untersuchung bedürftig, bevor weitgehende Schlüsse gezogen werden dürfen.

K. W. F. Kohlbrausch.

Dualistische Theorie der Elektrizität. 1759 von Symmer ausgesprochen: Es gibt zwei an Menge unveränderliche unwägbare Fluida, ein positives und ein negatives, die alle Körper durchdringen und in neutralen Körpern in gleicher Menge vorhanden sind (s. auch Fluida).

Güntherschulze.

Duane-Huntsches Gesetz. Dieses Gesetz besagt, daß das Produkt aus der kürzesten in einem kontinuierlichen Röntgenspektrum vorkommenden Wellenlänge λ_{\min} und der am Röntgenrohr liegenden Scheitelspannung V eine Konstante sei. Es wird meist in der Form $V \cdot \lambda_{\min} = 12,35$ hingeschrieben, wo V in Kilovolt und λ_{\min} in Ångström-Einheiten (10^{-8} /cm) anzugeben ist. (Vgl. W. Duane und F. L. Hunt, Phys. Rev. Bd. 6, S. 167; 1915.) Seinem Wesen nach ist diese Formel nichts anderes als das Planck-Einsteinsche Gesetz über die energetische Gleichwertigkeit eines schnell bewegten Elektrons mit einem Strahlungsquant, wie es für die lichtelektrischen Erscheinungen in der Form $e \cdot V = h \cdot \nu$ aufgestellt wurde. Hier ist e die Ladung des Elektrons, V seine in Volt ausgedrückte Geschwindigkeit, h die Planck-Konstante und ν die Strahlenfrequenz.

Behnken.

Dubletts s. Serienspektren.

Duddellsche Bedingung s. Charakteristik.

Dührings Gesetz. In dem Bestreben, die Abhängigkeit des Dampfdruckes einer Substanz von der Temperatur zu der Dampfdruckkurve einer anderen genau durchgemessenen Substanz in Beziehung zu bringen, sind verschiedene Gesetze aufgestellt, die aber mit der Erfahrung meist nicht sehr gut übereinstimmen oder nur auf chemisch ähnliche Verbindungen Anwendung finden können. Unter diesen scheint nächst dem Gesetz von Ramsay und Young (s. d.) das Gesetz von Dühring der Wirklichkeit am nächsten zu kommen. Es sagt aus, daß folgende Beziehung zwischen den Siedetemperaturen t_0 und t_0' zweier Substanzen beim Druck p_0 und den Siedetemperaturen t und t' derselben Substanzen beim Druck p besteht:

$$\frac{t_0 - t}{t_0' - t'} = \text{const.}$$

Dies Verhältnis soll unabhängig vom Sättigungsdruck sein, aber für jedes Paar von Substanzen verschiedene Werte besitzen. Beziehen sich die gestrichenen Größen auf Wasser, und setzt man $p_0 = 760$ mm Quecksilber, also $t_0' = 100^\circ$, so fand Dühring die Konstante für Kohlensäure zu 0,522, für Schwefel zu 2,292.

Das Gesetz von Dühring ist die Erweiterung des Dalton'schen Dampfdruckgesetzes, demzufolge die Konstante stets gleich 1 zu setzen ist.

Hennig.

Dünen. Äolische, d. h. durch den Wind verursachte Ablagerungen von Flugsand, die namentlich dort, wo eine bestimmte Windrichtung die vorherrschende ist, regelmäßige Formen annehmen. Die normale Form der Einzeldüne, die in Wüstengebieten häufig vorkommt, ist die Bogendüne, nach der in Turkestan üblichen Bezeichnung auch Barchan genannt, während an den Meeresküsten die Dünen meist zu langen wellenähnlichen Zügen zusammenwachsen. Der Dünenkamm verläuft senkrecht zur Windrichtung. Das Profil der Luvseite bildet eine geschwungene Linie, deren Böschungswinkel vom Fuße der Düne nach aufwärts zunächst zunimmt, mitunter eine Steilheit von etwa 20° erreicht, dann aber wieder flacher wird und in der Nähe des Kammes sich der Horizontalen nähern kann. Dann erfolgt ein plötzlicher Absturz zur Leeseite, die in ihrer ganzen Ausdehnung fast den gleichen Böschungswinkel aufweist, nämlich den natürlichen Maximalböschungswinkel, der dem Material zukommt, aus dem die Düne besteht. Für Quarzsand, der als Dünenmaterial hauptsächlich in Frage kommt, beträgt er rund 30 bis 35° . Dieses Normalprofil der Düne entspricht einem dynamischen Gleichgewichtszustande (s. dynamische Gleichgewichtsformen), der eine Störung erleidet, sobald Richtung oder Geschwindigkeit des Windes sich wesentlich ändern oder andere Einflüsse, vor allem die Vegetation, eine Wirkung ausüben vermögen. Dann entstehen Störungsformen, wie z. B. Parabeldünen, Strichdünen usw. Aus der Form alter (fossiler) Dünen kann man die zur Zeit ihrer Bildung vorherrschende Windrichtung ableiten.

Am gewaltigsten tritt das Dünenphänomen in den Sandwüsten auf, wo Höhen bis zu 200 m erreicht werden können. Die Dünen sind in beständiger Umlagerung begriffen, indem der Wind den Sand an der Luvseite emporrollt und über den Kamm nach der Leeseite transportiert, wo er hinabgleitet. Die Düne wandert daher allmählich

von Luv nach Lee, und zwar ist die Geschwindigkeit des Wanderns naturgemäß bei kleinen Dünen schneller als bei großen. Niedrige Dünen von 1 m Höhe und darunter können mehrere Meter pro Tag vorwärtsrücken, während bei hohen Wanderdünen die gleiche Entfernung mitunter erst im Laufe eines Jahres zurückgelegt wird.

Zwischen den Dünenzügen finden sich in der Regel Vertiefungen äolischen Ursprungs, die Dünenwannen.

Außer Quarz bilden auch andere Mineralsande sowie Schnee, letzterer namentlich in den Polargebieten, das Material der Dünen.

Die Ursache der Dünenbildung dürfte auf das durch H. von Helmholtz für die Entstehung der Meereswellen (s. d.) nachgewiesene Prinzip der Wogenbildung an der Grenzfläche zweier mit verschiedener Geschwindigkeit bewegter Medien zurückzuführen sein. O. Baschin.

Dünung. Wellenbewegungen an der freien Oberfläche von Flüssigkeiten werden durch eine Störung der Gleichgewichtslage der Oberfläche, z. B. durch Wind hervorgerufen. Die Bewegungen halten auch noch lange Zeit an, nachdem die störende Ursache zu wirken aufgehört hat und häufig gar nicht mehr erkennbar ist; diese Bewegung nennt man Dünung. Über die Bewegung selbst s. Oberflächenwellen. Eisner.

Düse nennt man allgemein eine in eine Strombahn eingeschaltete Verengung mit abgerundetem Einlaufstück. In einer solchen Verengung findet, wie bei jeder Querschnittsverkleinerung eine Umsetzung von Flüssigkeitsdruck in Strömungsgeschwindigkeit statt, wofür angenähert die Bernoullische Gleichung gilt (s. d.). Die hauptsächlichsten Anwendungen der Düse sind:

1. Die Meßdüse. Man mißt den in der Düse eintretenden Druckabfall, um daraus die Strömungsgeschwindigkeit und damit die Menge der durchströmenden Flüssigkeit zu berechnen. Für den (praktisch nicht darstellbaren) Idealfall gilt:

$$(1) \quad p_1 - p_0 = \frac{\rho w_0^2}{2g}$$

Hierin sind p der Druck, w die Geschwindigkeit, ρ das Raumgewicht der strömenden Flüssigkeit.

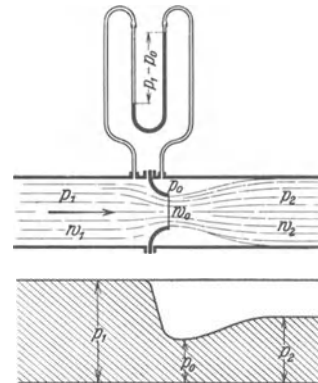


Fig. 1. Meßdüse.

Die Bedeutung der Indizes geht aus Fig. 1 hervor. Da man die Geschwindigkeit aus dem gemessenen Druckabfall $p_1 - p_0$ berechnen will, benützt man die Gleichung (1) meistens in der Form

$$2) \quad w_0 = a \sqrt{\frac{2g(p_1 - p_0)}{\rho}} = a \sqrt{2gh},$$

worin zur Abkürzung die „Druckhöhe“ $h = (p_1 - p_0)/\rho$ eingesetzt und außerdem eine „Durchflußzahl“ a eingeführt ist, die dem Umstand Rechnung trägt, daß die Bernoullische Gleichung nicht streng verwirklicht werden kann. Da die Umsetzung von Druck in Geschwindigkeit nicht verlustfrei vor sich geht, ist die im engsten Querschnitt erzielte Geschwindigkeit immer kleiner, als nach der Gleichung (1) dem gemessenen Druckabfall entspricht. Es ist somit a meistens kleiner als 1. Nur wenn die Zuströmungsgeschwindigkeit w_1 im Vergleich mit w_0 nicht mehr vernachlässigt werden kann, erreicht a den Wert 1 und kann ihn sogar etwas überschreiten. Der Wert von a ist abhängig von der Düsenform, von dem Öffnungsverhältnis

$$m = \frac{\text{engster Düsenquerschnitt}}{\text{Rohrquerschnitt}}$$

und von der Reynoldsschen Zahl der Strömung (s. d.). a muß für jede Düsenform empirisch bestimmt werden. Die gefundene Gesetzmäßigkeit kann jedoch dann mit Hilfe des Ähnlichkeitsprinzips auf „ähnliche“ Strömungsvorgänge übertragen werden.

Für die Durchflußzahl a der vom Verein Deutscher Ingenieure in den „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren“ (VDI-Verlag, Berlin 1926) festgelegten „Normaldüse“ ($m = 0,16$) fanden Jakob und Erk Werte, die von $a = 0,961$ bei der Reynoldsschen Zahl 100000 mit wachsender Reynoldsscher Zahl zunehmen bis etwa $a = 0,965$ bei der Reynoldsschen Zahl 300000. Witte (VDI-Zeitschr. 74, 47; 1930) hat neuerdings die VDI-Düse und eine etwas anders geformte Düse mit veränderlichem Öffnungsverhältnis (I. G.-Düse) bis zur Reynoldsschen Zahl 10^6 untersucht. Die I. G.-Düse besitzt oberhalb $2 \cdot 10^5$ eine von der Reynoldsschen Zahl unabhängige, nur mehr vom Öffnungsverhältnis beeinflusste Durchflußzahl.

Die einfache Gleichung (2) gilt für tropfbare Flüssigkeiten stets, für Gase nur, solange man die Volumenänderung des strömenden Gases infolge der Expansion vernachlässigen darf. Ist dies nicht mehr gestattet, so muß man die Formel anwenden:

$$(3) \quad w_0 = a \sqrt{2gRT \frac{K-1}{K} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]}.$$

R bedeutet hierin die Gaskonstante, K den Exponenten der Adiabate. Die Gl. (3) gilt streng aber auch nur unter der Voraussetzung, daß die Strömungsgeschwindigkeit vor der Düse vernachlässigbar klein ist gegenüber der Geschwindigkeit im engsten Querschnitt. Eine genaue Formel unter Berücksichtigung der Vorgeschwindigkeit hat Kretzschmer (VDI-Zeitschr. 70, 980; 1926) abgeleitet.

Eine besondere Form der Meßdüse ist die Venturidüse (s. d.). Über den Druckverlust in Düsen (s. d.).

2. Die Turbinendüse. In einer Turbine wird das zur Verfügung stehende Druckgefälle in Bewegungsenergie des als Energieträger dienenden Stoffes (Wasser, Dampf, Verbrennungsgas) umgesetzt, die dieser dann wieder auf das Turbinenrad überträgt. Dabei will man ein möglichst großes

Druckgefälle ausnützen. Ist wieder der Druck vor der Düse p_1 , das spezifische Volumen der Flüssigkeit v_1 , der durch das verfügbare Druckgefälle bestimmte Druck hinter der Düse p_2 , so ist die Geschwindigkeit w_0 im Endquerschnitt der Düse:

$$(4) \quad w_0 = a \sqrt{2g p_1 v_1 \frac{K}{K-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]}.$$

Die Gleichung (4) ist identisch mit Gleichung (3), solange $p_2 = p_0$, d. h. solange der Druck in dem Raum hinter der Düse gleich ist dem Druck im engsten Düsenquerschnitt. Das ist in dem Gebiet der kleinen Druckgefälle, wie es ausschließlich für die Verwendung der Meßdüsen in Frage kommt, immer der Fall, wenn die Düse als Ausflußdüse angeordnet ist. Sobald aber das Verhältnis p_2/p_1 unter einen gewissen „kritischen Wert“ sinkt, tritt keine Steigerung der Geschwindigkeit mehr ein. Der größte Wert von w_0 , der in der einfachen Düse überhaupt erreicht werden kann, ist die Geschwindigkeit, mit der sich der Schall in der betreffenden Flüssigkeit ausbreitet. Der zugehörige Wert p_0/p_1 ist:

$$(5) \quad \left(\frac{p_0}{p_1} \right)_{\text{krit.}} = \left(\frac{2}{K+1} \right)^{\frac{K}{K-1}}.$$

Für Heißdampf ist $(p_0/p_1)_{\text{krit.}}$ gleich 0,546, für Satttdampf 0,577. Macht man p_2/p_1 kleiner als diesen Grenzwert, so wird bei der einfachen Düse $p_0 > p_2$.

Der schwedische Ingenieur de Laval hat im Jahre 1889 eine Düsenform angegeben, mit deren Hilfe man Überschallgeschwindigkeiten erzielen kann. Er setzte (Fig. 2) an die einfache Düse

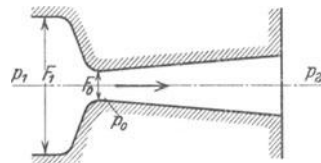


Fig. 2. Laval'sche Düse.

ein allmählich sich erweiterndes Stück an, in dem die Geschwindigkeit, entsprechend dem verfügbaren Druckgefälle beliebig weit gesteigert werden kann. Der Winkel der Erweiterung muß hinreichend klein sein (etwa 10°), damit sich der Strahl nicht von der Wand ablöst. Die Reibungsverluste in der Laval'schen Düse sind wegen der hohen Strömungsgeschwindigkeiten beträchtlich. Näheres s. bei Dampfturbinen. S. Erk.

Näheres s. A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen. J. Springer, Berlin 1924.

Duhemsche Gleichungen. (Duhem 1885). Ein binäres Flüssigkeitsgemisch stehe im Gleichgewicht mit seinem den idealen Gasgesetzen gehorchenden Dampfgemisch. Wie ändert sich der Partialdruck der zweiten Komponente bei einer Konzentrationsvergrößerung der ersten? Die Beantwortung dieser Frage gestattet der zweite Hauptsatz der Wärmelehre. Das Gemisch enthalte in flüssiger Phase n_1 Mole des ersten und n_2 Mole des zweiten Stoffes, die Partialdrucke des Dampfes seien p_1 und p_2 . Man kann die Herstellung des Gemisches durch isotherme reversible Destillation auf zwei Arten bewirken: entweder indem man zu den n_1 Molen den zweiten Stoff oder indem man zu den n_2

Molen den ersten Stoff hinzufügt. Hierbei kann die Arbeit:

$$A = RT \int_0^{n_2} dn_2 \log P_2/p_2 \text{ bzw. } = RT \int_0^{n_1} dn_1 \log P_1/p_1$$

gewonnen werden, wobei P_1 bzw. P_2 den Sättigungsdruck der reinen Komponente bedeutet.

Da die Größe A lediglich eine Funktion der Zustandsvariablen n_1 und n_2 ist, gilt für ihre zweite Ableitung nach denselben der Leibnizsche Satz. Daraus folgt nach obigem:

$$\frac{\partial \log p_2}{\partial n_1} = \frac{\partial \log p_1}{\partial n_2}$$

oder nach Einführung von Molbrüchen: $x_1 = n_1/n_1 + n_2$ und $x_2 = 1 - x_1$: $x_1 \frac{\partial \log p_2}{\partial x_1} = x_2 \frac{\partial \log p_1}{\partial x_1}$.

Analoge Beziehungen gelten für das Gleichgewicht zwischen adsorbierten Stoffen und dem Gasraum. *H. Cassel.*

Dulong-Petitsches Gesetz. Das Dulong-Petitsche Gesetz besagt, daß die Atomwärme aller chemischen Elemente im festen Aggregatzustand ungefähr denselben Wert 6,4 besitzt. Dies Gesetz, dem früher eine große Bedeutung beigemessen wurde, hat von dieser Bedeutung sehr viel eingebüßt, nachdem neuere Versuche eine starke Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme der festen Körper, namentlich nach tiefen Temperaturen hin ergeben haben. *Scheel.*

Dumdum-Wirkung der neueren Infanteriegeschosse. Die Wirkung eines Infanteriegeschosses auf einen Körper, dessen Teile sich leicht gegeneinander verschieben lassen und in den das Geschöß mit großer Geschwindigkeit eindringt, ist eine ganz ähnliche, wie wenn innerhalb des Körpers oder innerhalb des Geschosses eine Sprengladung sich befunden hätte und wie wenn durch den Schuß diese Sprengladung zur Entzündung gebracht worden wäre. Solche Körper mit leicht verschiebbaren Teilchen sind insbesondere die flüssigen und halbflüssigen Körper, Wasser, Kleister, feuchter Ton, und von den Körpern des tierischen Organismus sind es besonders das Gehirn, die Leber, die Nieren, die Milz, das Herz im gefüllten Zustand, der Magendarm, die gefüllte Blase und das Mark der Knochen.

Die erwähnte Wirkung der neueren Infanteriegeschosse heißt Dumdum-Wirkung; bei den älteren Infanteriegeschossen trat die Wirkung nicht in der gleich auffallenden Weise auf, weil die Anfangsgeschwindigkeit dieser Geschosse selten über 500 m/sec hinausging.

Zur Erklärung dieser scheinbaren Sprengwirkung wurden von verschiedenen Seiten die folgenden Umstände herangezogen:

1. Die Deformation des Geschosses: Indem das Geschöß sich beim Auftreffen abplattet, bewegen sich Teile des Geschosses auch nach der Seite und nach rückwärts; diese wirken in gleicher Richtung auf die Umgebung. Bei der Dumdum-Wirkung spielt dieser Umstand zweifellos eine Rolle; dies ergibt sich daraus, daß die (z. B. von den Jägern benützten) Teilmantelgeschosse, ferner die Mantelgeschosse mit angebohrter oder abgebrochener Spitze, sowie die in umgekehrter Stellung, mit Geschößboden voraus, verfeuerten Infanteriegeschosse, überhaupt alle Geschosse, die sich am vorderen Ende leicht deformieren können, eine kräftige Dumdum-Wirkung zeigen. Aber die einzige Erklärungsursache für diese Wirkung kann nicht in der

Deformation des Geschosses liegen; denn massive Stahlgeschosse, die beim Einschießen z. B. in Wasser keine Deformation erleiden, ergeben auch eine scheinbare Explosivwirkung.

2. Beim Einschießen in den flüssigen oder halbflüssigen Körper soll Dampf erzeugt werden; der Dampfdruck soll die Sprengwirkung verursachen. Doch war bis jetzt von Dampf nichts wahrzunehmen.

3. Die durch die Geschößrotation bewirkten kräftigen Geschößpendelungen sollen bewirken, daß die Teile des getroffenen Körpers auch nach der Seite geschleudert werden. Doch ergaben Versuche mit rotationslosen Geschossen, die aus glattem Lauf unter sonst gleichen Umständen verfeuert wurden, annähernd die gleiche Dumdum-Wirkung wie rotierende Geschosse.

4. Der Druck der das fliegende Geschöß begleitenden Luftwellen ist ebenfalls nicht die Ursache der Erscheinung, wie systematische Versuche gezeigt haben.

5. Ebenso nicht die Viskosität.

6. Ferner nicht der durch die Flüssigkeitsverdrängung hervorgerufene hydraulische Druck.

7. Auch nicht der hydrodynamische Druck der durch den Stoß des Geschosses gegen den flüssigen oder halbflüssigen Körper erzeugten Verdichtungswelle.

Vielmehr hat man sich auf Grund von Versuchen mit einem elektrischen Kinematographen, der mehrere tausend Einzelbilder der Durchschießung pro Sekunde lieferte, die folgende Vorstellung von dem Vorgang der scheinbaren Explosion zu bilden:

Die Bewegungsenergie des Geschosses wird ganz oder zum großen Teil auf den durchschossenen Körper übertragen, indem das Geschöß von seiner Energie den nächstliegenden Teilchen des Körpers abgibt, diese wiederum einen Teil ihren Nachbarn usw. Die Teilchen des Körpers werden dadurch gewissermaßen zu Geschossen, die mit großer Geschwindigkeit wegliegen, bis durch die Widerstände der Umgebung die Geschwindigkeit Null wird. Dabei setzen sich die Massen mit den größten Beschleunigungen nach denjenigen Richtungen in Bewegung, in denen diese Widerstände, einschließlich des Widerstands, der von der Trägheit der Massen selbst herrührt, am kleinsten ist. Deshalb treten z. B. beim Einschießen in feuchten Ton die Tonteile zuerst am Einschuß nach der Waffe zu aus, weil anfangs hier, am Einschuß, der Widerstand am kleinsten ist, später auch nach der Seite und nach vorne. Das Wegschleudern der Teilchen des getroffenen Körpers erfolgt dann am stärksten und die scheinbare Explosivwirkung ist folglich dann am größten, wenn sich die Teilchen des Körpers leicht gegeneinander verschieben lassen, also bei Flüssigkeiten. Dagegen fällt die Wirkung weg, wenn zwischen den Teilchen des Körpers große Reibung besteht, z. B. bei trockenem Quarzsand; im letzteren Fall wird die Geschößenergie zum größten Teil unmittelbar in Reibungswärme umgewandelt.

Der Vorgang der scheinbaren Explosivwirkung ist also in der Tat sehr ähnlich demjenigen beim Zerreißen eines Körpers durch eine Sprengladung. Der Unterschied ist nur der, daß die Massenteile ihre Beschleunigung beim Durchschießen durch den Stoß des Geschosses, beim Sprengen durch den Druck der erzeugten Gase erhalten. Auch bei Sprengungen bilden sich die Krater derart, daß

ihre Achsen in die Richtung des kleinsten Widerstandes fallen. C. Cranz und O. v. Eberhard. Näheres s. Lehrbuch der Ballistik von C. Cranz und K. Becker. Bd. I, 3. Aufl., S. 482—494. Leipzig 1918.

Dunkeladaptation s. Adaptation des Auges.

Dunkeleffekt, photoelektrischer. J. J. Thomson beobachtete an reinen metallischen Oberflächen einer K-Na-Legierung und von Rb eine Elektronenemission ohne Belichtung, einen „Dunkeleffekt“. Er deutete ihn als radioaktive β -Strahlung.

Güntherschulze.

Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie. Die Anwendung der Dunkelfeldbeleuchtung in der Mikroskopie ist aus dem Streben nach möglichstem Kontrast im Bilde hervorgegangen.

Jedes Objekt kann bei irgendeiner optischen Abbildung nur nach der Summe seiner optischen Daseinsäußerungen wahrnehmbar werden, d. h. nach der Summe der Wirkungen, die es auf das zu seiner Beleuchtung angewandte Licht ausübt, und soweit es sich durch diese Wirkungen von seiner Umgebung unterscheidet. Als solche Wirkungen kommen hauptsächlich in Frage: Absorption und Beugung des Lichts.

Die Absorptionsunterschiede, sei es, daß sie von Natur aus bestehen oder künstlich durch Färbemethoden hervorgerufen worden sind, treten am auffallendsten bei der Hellfeldbeleuchtung in Erscheinung. Hellfeldbeleuchtung wird am idealsten realisiert, wenn das Objekt mit Strahlenbündeln von solcher Öffnung beleuchtet wird, wie sie das Objektiv des Mikroskops gerade aufzunehmen vermag. Bei einer solchen Beleuchtung werden aber alle Wahrnehmungsmöglichkeiten des Objekts, welche in der Beugung des Lichts am Objekt ihre Ursache haben, praktisch vollkommen unterdrückt (Überstrahlung der Beugungsphänomene). Je mehr wir das auf der Beugung des Lichts beruhende unterschiedliche Verhalten verschiedenen Objektdetails zur Geltung bringen wollen, um so mehr müssen wir die Beleuchtung mit weit geöffneten Strahlenkegeln vermeiden. Das geschieht durch Zuziehen der im Beleuchtungsapparat angebrachten Irisblende. Eine weitgehende Verringerung der Öffnung der beleuchtenden Strahlen bringt aber andererseits eine allgemeine Beeinträchtigung der Qualitäten der optischen Abbildung mit sich: Die Möglichkeiten einer räumlichen Zuordnung zwischen Objekt- und Bilddetail schwinden immer mehr, und im Grenzfall äußerst kleiner Öffnung der beleuchtenden Strahlen trägt das im Bild Geschehene ausschließlich noch den Charakter einer afokalen Interferenzerscheinung, ohne jede Konjugation des Bildraumes zum Objektraum. H. Helmholtz nannte ein solches Bild treffend „ein Gewirr von Interferenzen“.

Andererseits sind aber gerade die auf der Beugung des Lichts beruhenden Daseinsäußerungen der Objektstrukturen berufen, in der praktischen Mikroskopie eine hervorragende Rolle zu spielen; denn es genügen bereits außerordentlich kleine Unterschiede in den Brechungsindizes oder in den Exstinktionskoeffizienten, um Beugung des Lichts zu bewirken. Um diese Daseinsäußerungen zur Darstellung zu bringen, dabei aber gleichzeitig auch die wesentlichen Eigenschaften der Abbildung, nämlich eine möglichst vollkommene Zuordnung zwischen Objekt- und Bilddetail zu wahren, gibt es nur einen Weg: die zur Beleuchtung des Objekts verwandten Strahlen gänzlich von unserem Auge fernzuhalten.

Die einfachste Art, eine Dunkelfeldbeleuchtung zu realisieren, ergibt sich, wenn man die Irisblende im Beleuchtungsapparat des Mikroskops eng zuschnürt und genügend weit aus der Achse des Mikroskops dezentriert, so daß die beleuchtenden Strahlen seitlich am Objektiv vorbeigehen (Fig. 1). Eine solche einseitig schiefe Dunkelfeldbeleuchtung hat indes mehrere Nachteile: die Intensität der Objektbeleuchtung und somit auch die Intensität des abgebeugten Lichts werden sehr gering. Ferner erzeugen nur solche Strukturelemente bei dieser Art der Beleuchtung eine nennenswerte Beugung des Lichts, deren Orientierung senkrecht steht zum Azimut des einfallenden Lichtbündels, also in der Figur solche Elemente, deren Längsrichtung senkrecht zur Papierebene steht (Azimuteffekt). Ein dünnes in der Papierebene liegendes

Nädelchen wäre gar nicht sichtbar. Im allgemeinen Falle beliebig struierter Objekte entsteht dieser Azimuteffekt die Abbildung; man spricht drastisch von „zerhackten“ Bildern.

Man vermeidet die Nachteile der einseitig schiefen Dunkelfeldbeleuchtung durch Anwendung allseitig schiefer Dunkelfeldbeleuchtung. Sie

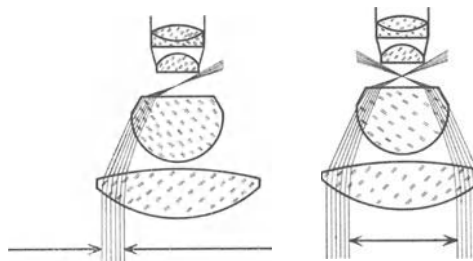


Fig. 1. Einseitig schiefe Dunkelfeldbeleuchtung.

Fig. 2. Allseitig schiefe Dunkelfeldbeleuchtung.

läßt sich mit Hilfe des gewöhnlichen Mikroskops am einfachsten so realisieren, daß man die Irisblende im Beleuchtungsapparat ganz öffnet und in ihren Träger eine Zentralblende von solchem Durchmesser einlegt, daß die seitlich an der Zentralblende vorbeigehenden Strahlen nach Eintritt in das Objekt noch eine so große Neigung gegen die Achse haben, daß sie nicht vom abbildenden Objektiv aufgenommen werden können (Fig. 2). Heute wird diese Methode, allseitig Dunkelfeldbeleuchtung zu erzeugen, nur gelegentlich als Notbehelf angewandt; denn die Strahlenvereinigung im Objekt ist zufolge der Aberrationen der üblichen Linsen Kondensoren keineswegs ideal, und außerdem leiden alle Einrichtungen, die zur Erzeugung des Dunkelfeldes Linsen Kondensoren verwenden, an dem Nachteil, daß durch innere Reflexionen des Lichts an den Linsenflächen einerseits ein Teil des Lichts für die Beleuchtung verloren geht, andererseits Teile des Lichts nach Austritt aus dem Kondensator in den kegelförmigen Raum, welcher der Öffnung des Objektivs entspricht, eindringen und durch allgemeine Aufhellung des Gesichtsfeldes den Kontrast stark herabsetzen. Aus diesem Grunde verwendet man jetzt zur Dunkelfeldbeleuchtung nur noch Kondensoren mit spiegelnden Flächen, sog. Spiegelkondensoren.

Der erste brauchbare Spiegelkondensator, der auch heute noch eine große Verbreitung hat, ist der Paraboloidkondensator von H. Siedentopf. Er besteht aus einer Spiegelfläche, die die Gestalt eines Paraboloides hat. Ein solches Paraboloid ergibt genau in der Achse des Mikroskops eine ideale Strahlenvereinigung, für Punkte im Objektfeld außerhalb der Achse aber nicht mehr. Hierdurch treten Lichtverluste nach den randlichen Partien des Gesichtsfeldes hin auf. Wo es sich daher um die allerhöchsten Ansprüche an die Qualität der Dunkelfeldbeleuchtung handelt, verwendet man gegenwärtig ausschließlich Dunkelfeldkondensoren mit einer noch weitergehenden Korrektur der Strahlenvereinigung. Sie wird in den modernen Dunkelfeldkondensoren durch Anwendung zweier spiegelnden Flächen erzielt. Die unterschiedlichen Bezeichnungen dieser Kondensoren (bispärischer Kondensator, Kardioidkondensator, konzentrischer Kondensator, bizentrischer Kondensator) sind für ihr Konstruktionsprinzip kaum wesentlich von Belang. Alle diese Spiegelkondensoren besitzen als reflektierende Flächen zwei Kugelflächen. Ihre Ausgangsform ist der von W. von Ignatowsky angegebene bispärische Kondensator.

Eine wichtige Rolle für die Ausgiebigkeit der Dunkelfeldbeleuchtung spielt die Wahl der Grenzaperturen des Kondensators. Darunter versteht man

folgendes: In Fig. 4 ist ein durch die Achse des Instruments gehender Schnitt des Strahlengangs dargestellt; 1 bis 2 und 1' bis 2' kennzeichnet den Bereich der zur Beleuchtung zugelassenen Strahlen. Bildet 1 (und 1') beim Eintritt in das Objekt mit der Achse des Instruments den Winkel α_1 und ist n der Brechungsindex im Objektraum, so nennt man das Produkt $n \sin \alpha_1 = A_1$ die untere Grenzapertur des Kondensors und entsprechend $n \sin \alpha_2 = A_2$ die obere Grenzapertur des Kondensors.

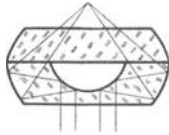


Fig. 3.
Zweiflächen-Spiegelkondensator.

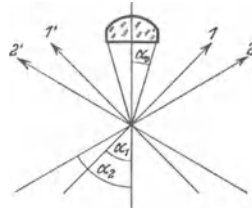


Fig. 4.
Obere und untere Grenzapertur des Kondensors.

Der mögliche Höchstwert der oberen Grenzapertur ist immer durch den Brechungsindex des Mediums gegeben, in welches das Objekt eingebettet ist. Die Intensität der Beleuchtung und die Qualitäten der Abbildung sind um so größer, je größer $A_2 - A_1$ ist. Ist $n \sin \alpha_0 = A_0$ andererseits die Apertur des Objektivs, so ist das Auflösungsvermögen des Mikroskops und auch die Bildhelligkeit unter sonst gleichen Verhältnissen um so größer, je größer A_0 ist. Die Differenz $A_1 - A_0$ zwischen dem innersten Grenzstrahl des Beleuchtungskegels und dem äußersten Grenzstrahl des Objektivkegels heißt der tote Aperturbereich. Je kleiner dieser ausfällt, um so günstiger ist der Wirkungsgrad der Einrichtung. Je weniger vollkommen der Gesamtkorrektionszustand des Spiegelkondensators ist, je größer das benutzte Sehfeld im Mikroskop ist und je weniger eine genaue optische Konjugation der Pupillen (Strahlenbegrenzungen) im Beleuchtungssystem zu denen im Beobachtungssystem realisiert ist, um so größer muß der tote Aperturbereich bleiben, wenn ein kontrastreiches Dunkelfeld innerhalb des ganzen Gesichtsfeldes bestehen soll. Die Wahl der Aperturen des Objektivs und der unteren Grenzapertur des Kondensors richtet sich also je nach den speziellen Anforderungen, und diesen verschiedenen Ansprüchen gemäß werden die modernen Dunkelfeldkondensoren mit verschiedenen Grenzaperturen gebaut.

Die Brennweite des Dunkelfeldkondensators spielt in der Dunkelfeldbeleuchtung folgende Rolle: Ist eine Lichtquelle von gewisser Flächenausdehnung gegeben, so wächst die Größe des im Objekt erleuchteten Feldes mit der Brennweite des Dunkelfeldkondensators, zugleich aber auch alle Aberrationen der Strahlenvereinigung. Für starke Vergrößerungen im Mikroskop, bei denen nur kleine objektive Sehfelder zur Wirkung kommen, ist also die Wahl möglichst kurz Brennweitiger Kondensoren zweckmäßig, während für die großen Sehfelder bei den schwächeren Vergrößerungen zweckmäßig Dunkelfeldkondensoren mit längerer Brennweite anzuwenden sind. Die Kondensoren mit der längsten Brennweite nennt man ihrem hauptsächlichsten Verwendungszweck entsprechend „Planktonkondensoren“. Fig. 5 zeigt die Ausführungsform

eines sehr zweckmäßigen Planktonkondensators (E. Leitz), der nicht nur die subjektive Beobachtung, sondern auch eine sehr wirkungsvolle Projektion solcher Lebewesen auf größere Entfernungen hin gestattet.

Als Lichtquellen für die Dunkelfeldbeleuchtung kommen in erster Linie solche mit gleichmäßiger und großer Flächenhelligkeit in Frage (Bogenlampen); auch Glühlampen mit hoher spezifischer Intensität (die Kerzenstärke ist unmaßgeblich) sind für die Dunkelfeldbeleuchtung sehr wohl geeignet.

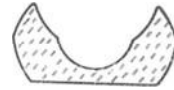


Fig. 5.
Planktonkondensator.

Die für die Dunkelfeldbeobachtung verwandten Objektive müssen einen wesentlich höheren Grad der Vollkommenheit hinsichtlich ihres Korrektionszustandes besitzen, als es für die Beobachtungen im Hellfeld gemeinlich notwendig ist. Daher verwendet man am besten für diesen speziellen Zweck konstruierte Systeme, die außerdem eine dem benutzten Kondensator von vornherein angepaßte Apertur haben. Anderenfalls ist es notwendig, das Objektiv mit einer angesetzten Irisblende zu kombinieren, durch deren Schließen man die Randpartien des Objektivs von der Bildwirkung ausschließen kann, sei es, um die in der Regel besonders merklichen Aberrationen dieser Randpartien auszuschalten oder die Apertur des Objektivs auf eine der unteren Grenzapertur des Kondensators angemessene Apertur herabzusetzen. Eine solche Irisblende bewährt sich darüber hinaus auch bei ideal korrigierten Objektiven in folgenden Fällen: Ist die Präparatdicke wesentlich dicker als die Fokustiefe des Mikroskops, so erzeugen die beträchtlich außerhalb der Fokustiefe liegenden Objektelemente wegen ihrer gänzlich unscharfen Einstellung eine Aufhellung des Untergrundes, die eine ebensolche Verminderung des Kontrastes herbeiführt wie der Zusatz von Hellfeldbeleuchtung. Diese unerwünschte Wirkung kann man einfach dadurch beseitigen, daß man durch Zuziehen der am Objektiv angebrachten Irisblende die Tiefenschärfe des Mikroskops hinreichend weit erhöht. Ferner besitzt gewisses Strukturdetail zufolge seiner materiellen Eigenschaften die Eigentümlichkeit, in Richtungen, welche von denen der beleuchtenden Strahlen nur wenig abweichen, extrem hohe Intensitäten im abgebeugten Licht zu erzeugen (Mie-Effekt). Diese Intensitäten erfüllen also vornehmlich die Randpartien des Objektivs und bewirken, daß solche Strukturen sehr helle mehrfache Beugungsstreifen in höherer als nullter Ordnung aufweisen, wodurch die allgemeine Bilddefinition u. U. stark beeinträchtigt werden kann. Die Betätigung der am Objektiv angebrachten Irisblende gestattet es, die unerwünschten hellen Beugungsstreifen höherer Ordnung in weiten Grenzen zu schwächen. Selbstverständlich geht jede Herabsetzung der Objektivapertur zu einem der genannten Zwecke immer auf Kosten des optimalen Auflösungsvermögens. Man wird also das Präparat im Interesse eines möglichst hohen Wirkungsgrades bei der optischen Abbildung so dünn wie möglich und so wenig dicht wie möglich machen.

Immersionsobjektive sind Trockensystemen für die Beobachtung im Dunkelfeld im allgemeinen vorzuziehen, da sie bei guter Korrektion immer ein kontrastreicheres Dunkelfeldbild liefern; denn bei Trockensystemen treten innere Reflexionen des Lichts an der Oberfläche des Präparatdeckglases auf, und hierdurch senden sämtliche

Unregelmäßigkeiten und Verunreinigungen der Deckglasoberfläche abgebeugtes Licht in das Objektiv, wodurch der Kontrast im Bilde beträchtlich vermindert wird.

Das im Dunkelfeld dargebotene Bild besitzt für den in dieser Beobachtungsart nicht Geübten ungewohnte Eigenschaften: Von allem Objektdetail, welches merklich oberhalb der Auflösungsgrenze liegt, treten, außer bei periodisch struierten Objekten, im wesentlichen immer nur die Strukturgrenzen in Erscheinung, und zwar bei Anwendung weißen Lichts sowohl weiß wie farbig. Das farbige Erscheinen dieser Strukturgrenzen ist im wesentlichen auf selektive Beugung zurückzuführen. Diejenigen Lichtarten, die am meisten absorbiert werden, werden auch am meisten gebeugt. Das Dunkelfeldbild ist daher näherungsweise in bezug auf seinen Farbeninhalt zum Hellfeldbild komplementär. Die Farbnuancierungen, welche ein nach den gewöhnlichen Färbeverfahren behandeltes Präparat im Dunkelfeld darbietet, können mitunter die im Hellfeld dargebotenen Nuancierungen erheblich übertreffen. Neben den Farbwirkungen, die auf selektiver Beugung beruhen, kommen unter Umständen auch Fluoreszenzwirkungen in Frage (Aussendung von Eigenlicht unter dem Einfluß der Bestrahlung). Bei den nach den üblichen Färbemethoden behandelten Präparaten tritt aber dieses Fluoreszenzlicht vollkommen zurück gegenüber der durch selektive Beugung erzeugten Intensität, und es bedarf schon ganz besonderer Präparationsmethoden, um die Fluoreszenzwirkungen neben denen der selektiven Beugung merklich oder gar überwiegend in Erscheinung treten zu lassen. Was man gewöhnlich bei biologischen oder bakteriologischen Dunkelfeldbeobachtungen als „Leuchtbild“ anspricht, ist praktisch ausschließlich ein selektives Beugungsbild.

In dem Gesamtbild, welches bei der Dunkelfeldbeobachtung von dem Inhalt des Objekts zur Wahrnehmung gelangt, muß man unterscheiden zwischen Auflösung und Sichtbarmachung von Objektelementen. Während unter den günstigsten Beobachtungsbedingungen die Auflösungsgrenze des Mikroskops bei ungefähr der halben Lichtwellenlänge liegt, können ohne weiteres Elemente noch bis zu einer Größenordnung von ungefähr $\frac{1}{500}$ Lichtwellenlänge sichtbar gemacht werden, wenngleich sie dann nicht mehr als aus weiteren Teilen bestehend erkannt werden können. Objekte, deren Dimensionen in allen Richtungen unterhalb der Auflösungsgrenze des Mikroskops liegen, heißen Ultramikronen, und die Beobachtung solcher Objekte nennt man Ultramikroskopie. Die Ultramikroskopie ist daher nicht eine besondere Art der Beobachtung, sondern reguläre Dunkelfeldbeobachtung, und es hängt nur von der Größenordnung der beobachteten Elemente ab, ob man im Einzelfalle die Beobachtung als ultramikroskopisch bezeichnet. Die häufig gebrauchte Bezeichnung „Ultrakondensator“ ist daher, soweit es die Konstruktion dieses Kondensators angeht, mit dem Begriffe „Dunkelfeldkondensator“ identisch. Es gelten für die Ultramikroskopie zur Erzielung einer Höchstleistung genau dieselben Vorschriften in bezug auf die apparative Anordnung, wie sie oben bei der Dunkelfeldbeleuchtung besprochen sind. Nur in zwei Punkten sind die Ausführungen zu ergänzen:

Bei der Beobachtung ultramikroskopischer Elemente ist unter Umständen der bei der Dunkelfeld-

beleuchtung besprochene Azimuteffekt gerade erwünscht, um hieraus auf die Form der Elemente schließen zu können, nämlich kugelförmige Teilchen von stäbchenförmigen zu unterscheiden. Man reduziert zu diesem Zweck die allseitig schiefe Dunkelfeldbeleuchtung eines normalen Dunkelfeldkondensators auf einseitig schiefe, und zwar am einfachsten durch einseitige Abblendung der Unterflache des Dunkelfeldkondensators mittels eines Kartenblatts. Bequemer läßt sich der gewünschte Effekt mit Hilfe einer besonderen Azimutblende erreichen.

Ferner spielt bei den ultramikroskopischen Beobachtungen vielfach die Bestimmung der mittleren Größenordnung der Teilchen eine Rolle. Da man diese nicht messen kann, eben weil die Teilchen ultramikroskopisch sind und nicht ein-

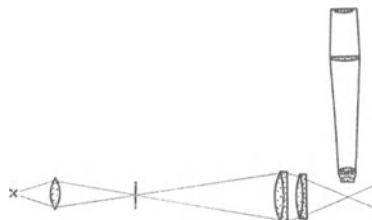


Fig. 6. Spaltultramikroskop.

fach entsprechend der Mikroskopvergrößerung abgebildet erscheinen, sondern als Beugungsscheibchen mit einem von der Lichtwellenlänge und der Apertur des Objektivs abhängigen Durchmesser, so bleiben nur indirekte Methoden zur Bestimmung der Größenordnung übrig. Am einfachsten ist die Methode, ein Quantum eines Kolloids abzuwiegen, es in einem bestimmten Volumen Flüssigkeit zu suspendieren und auszuzählen, wieviel Teilchen in einem seiner Größe nach bekannten Teil dieses Volumens vorhanden sind. Zu dieser Auszählung bedient man sich des zuerst von R. Zsigmondy und H. Siedentopf angegebenen Spaltultramikroskops. Bei diesem (Fig. 6) wird ein horizontal liegender schmaler Spalt, dessen Breite genau bekannt sein muß, stark verkleinert im Präparat abgebildet. Die Dicke der durchstrahlten Schicht im Präparat ist dann aus den Dimensionen des Spaltes und dem Verkleinerungsmaßstab seiner Abbildung ebenfalls bekannt. Das Beobachtungsmikroskop, dessen Achse senkrecht zur Achse der beleuchtenden Strahlen liegt, wird auf dieses Spaltbild fokussiert und man zählt die Zahl der Teilchen aus, die sich in einem Raumelement nunmehr bekannter optischer Ausmessung befinden. Hieraus läßt sich die mittlere Größenordnung der Teilchen bestimmen. Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet des Spaltultramikroskops ist die Bestimmung der „kataphoretischen“ Geschwindigkeiten ultramikroskopischer Elemente. Unter dem Einfluß einer elektrischen Potentialdifferenz wandern die Elemente fast aller Kolloide zu den Elektroden (Kathaphorese), entweder zur Anode oder zur Kathode. Das Spaltultramikroskop liefert nur eine einseitig schiefe Dunkelfeldbeleuchtung. Wo es sich nicht um spezielle Messungen handelt, sind daher für die allgemeine Beobachtung ultramikroskopischer Teilchen aus den früher angeführten Gründen die üblichen Dunkelfeldkondensoren mit allseitig schiefer Beleuchtung vorzuziehen.

Die Ultramikroskopie ist naturgemäß eine besonders wichtige Arbeitsmethode für die Kolloidforschung geworden. Auch für das Studium gewisser physikalischer Erscheinungen spielt sie eine Rolle. (Brownsche Molekularbewegung, Bestimmung des Verhältnisses der elektrischen Ladung zur Masse.)

M. Berek.

Näheres über Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie in vielen Artikeln in der Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie ab 1907, vornehmlich H. Siedentopf, W. von Ignatowsky, F. Jentzsch, M. Berek.

Dunkelkammerbeleuchtung. Um für photographische Materialien inaktives Licht herzustellen, wird elektrisches Glühlicht durch farbige Glasscheiben filtriert. Die farbigen Scheiben stellt man durch Begießen der gewöhnlichen Glasscheiben mit Gelatine-Farbstofflösung her. Man verwendet für die verschiedenen Materialien (Hochempfindliche, gewöhnliche Platten, Hochempfindliche sensibilisierte Platte, unempfindliche Platten (Reproduktions- oder Prozeßplatten) bzw. Bromsilberpapiere, und Chlorsilberpapiere verschieden gefärbte und verschieden helle Filter. — Die Aufgabe, ein gutes Filter herzustellen, ist ganz allgemein folgendermaßen zu formulieren: Es ist ein Filter zu verwenden, dessen durchgelassenes Licht das photographische Material nicht verschleiert und zugleich vom Auge aus möglichst hell empfunden wird. Es kann für Bromsilberplatten z. B. ein sehr dunkles Rotfilter ungünstiger sein als ein helles braungrünes Filter.

Meidinger.

Näheres s. Pinahandbuch der J. G. Farbenindustrie, Höchst a. M. H. Arens und J. Eggert, Zeitschr. f. wiss. Phot. 24, 1926, S. 229 ff., H. 7.

Dunkelwiderstand des Selens s. Selenzelle.

Dunst. Im Gegensatz zu dem aus feinen Wassertropfen bestehenden Nebel (s. d.) wird der Dunst sowohl durch feine trockene Staubpartikelchen, als auch durch das Spiel kleiner auf- und absteigender Luftströmungen von verschiedener Dichte bei trockener Witterung hervorgerufen. Er beeinträchtigt mitunter die Sichtweite recht erheblich.

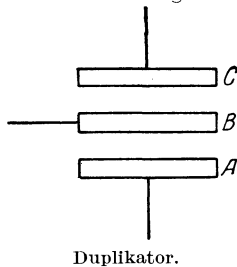
O. Baschin.

Duplexverkehr. Gleichzeitiger Wechselverkehr zweier drahtloser Stationen, wobei jede Station zur selben Zeit sendet und empfängt.

Sender und Empfänger sind räumlich von einander getrennt. Um störungsfrei zu arbeiten, muß man dem Sender eine Wellenlänge geben, die etwas verschieden ist von derjenigen, die zur gleichen Zeit empfangen wird.

E. Alberti.

Duplikator. Der Duplikator ist ein Vorläufer des Multiplikators (s. d.), d. h. einer Apparatur, die imstande ist, durch mechanische Arbeit kleine Elektrizitätsmengen zu vergrößern. Als erster



Duplikator.

Apparat ist der im Jahre 1786 von Bennet konstruierte zu erwähnen. Er besteht aus drei Metallplatten ABC (s. Fig.), von denen A an der oberen, C an der unteren, B auf beiden Seiten lackiert ist. B und C besitzen isolierte Handgriffe. Durch Influenz wird zunächst B geladen, dann nach Isolation C. Dadurch erhält man auf A und C etwa die gleiche Menge gleichnamiger Elektrizität, d. h. die ursprüngliche Elektrizität ist verdoppelt worden.

Durch mehrmalige Wiederholung dieser Manipulation lassen sich größere Elektrizitätsmengen aufspeichern. Es ist dabei zu beachten, daß schon die kleinste zufällig vorhandene Elektrizitätsmenge genügt, um schließlich merkbare Größen zu erhalten; auch ist durch nicht zu vermeidende Reibungen bei dem Vorgang eine Selbsterregung leicht möglich. Aus diesen Gründen ist eine solche Apparatur zu Meßzwecken, wie man es beispielsweise mit einer Messung des beliebig vervielfachten Elementarquantums im Auge hatte, nicht zu verwenden.

Die späteren Erfinder, wie Cavallo (1795) legten das Hauptgewicht auf schnelle und bequeme Handhabung.

Der erste Apparat, welcher das Prinzip drehbarer isolierter Metallteile benutzte und so schon nahe an die spätere Influenzmaschine herankam, war Nicholsons Revolving Doubler. R. Jaeger.

Duplizitätstheorie. Die Verschiedenheit der Funktionsweise des Sehorgans im Zustande der Helligkeit und der Dunkeladaptation sowie die Verschiedenheit des Verhaltens, welche in dieser Hinsicht zwischen den einzelnen Netzhautbezirken besteht, hat den Gedanken nahegelegt, die Leistungen des Sehorgans aus der Annahme gesondert funktionierender Apparate in der Netzhaut zu erklären und für die Stäbchen und die Zapfen eine verschiedene Rolle bei der Vermittlung der Gesichtsempfindungen anzunehmen. Die Art der Verteilung der beiden Elemente auf das Sinnesepithel der einzelnen Netzhautteile (s. Stäbchen und Zapfen) ist dieser Auffassung entschieden günstig, da die örtlichen Besonderheiten der Funktionsweise dem Gehalt der Netzhaut an Stäbchen und Zapfen vielfach parallel gehen. Die „Duplizitätstheorie“, wie sie auf Grund dieser Feststellungen von M. Schultze inauguriert und von Parinaud und v. Kries zu ihrer jetzigen Form weiter entwickelt wurde, hat folgenden wesentlichen Inhalt: sie schreibt den Stäbchen die Eigenschaft zu, sehr stark durch adaptative Einwirkungen in ihrer Erregbarkeit beeinflussbar zu sein, dabei ausschließlich farblose Helligkeitsempfindungen auszulösen, endlich von den verschiedenen spektralen Lichtern in eben denjenigen Verhältnissen affiziert zu werden, wie es der beim Dämmerungssehen gegebenen Helligkeitsverteilung (s. d.) im Spektrum entspricht. Dagegen wird den Zapfen eine relativ geringe Adaptationsfähigkeit für Hell und Dunkel zuerkannt; sie sind die farbentüchtigen Elemente der Netzhaut und werden, wie die Helligkeitsverteilung im Spektrum beim Tagesehen lehrt, im Unterschied zu den Stäbchen gerade von den langwelligen Lichtern relativ stark erregt.

Eine weitere Stütze findet die Duplizitätstheorie in dem Parallelismus, der einerseits zwischen dem Sehpurpurgelb der Stäbchenaußenglieder und der Erregbarkeit des Auges, andererseits zwischen den Dämmerungswerten der spektralen Lichter und ihrer Bleichungswirkung auf den Sehpurpur (den sog. Bleichungswerten) besteht. Man wird hier nach zu der Vermutung geführt, daß der Vorgang der Stäbchenregung in irgendeiner Weise mit der Zersetzung des Sehpurpurs zusammenhängt und daß die enorme Erregbarkeitssteigerung der Netzhaut bei der Dunkeladaptation auf ihrem zunehmenden Purpurgelb beruht. Es sei aber bemerkt, daß trotz dieser Beziehungen über die physiologische Bedeutung des Sehpurpurs (s. d.)

noch keine endgültige Einigung erzielt werden konnte.

Dittler.

Näheres s. v. Kries, Nagels Handb. d. Physiol., Bd. 3, S. 184 ff. 1904.

Dur s. Akkord und Tonleiter.

Durchbiegen einer Linse (Optik), eine Änderung beider Halbmesser, so daß die Brennweite ungeändert bleibt.

H. Boegehold.

Durchdringende Strahlung. Nicht nur die atmosphärische Luft, sondern auch die in geschlossenen Gefäßen abgesperrte Luft weist stets eine gewisse elektrische Leitfähigkeit auf, die, wie Rutherford und Cooke sowie Mc Lennan und Burton 1903 zuerst gezeigt haben, zum Teil einer allorts stets vorhandenen durchdringenden Strahlung von ähnlicher Natur, wie die Gammastrahlung radioaktiver Substanzen ihren Ursprung verdankt. Man findet nämlich, wenn man ein vollkommen abgeschlossenes Ionisationsgefäß allseitig mit möglichst dicken Schichten von Materie umgibt, die frei von radioaktiven Verunreinigungen ist, daß die Ionisation im Gefäß wesentlich verringert ist. Die Erforschung der Eigenschaften und des Ursprungs der durchdringenden Strahlung hat seither viele Forscher beschäftigt und hat zu Ergebnissen und neuen Problemstellungen geführt, welche weit über den Rahmen der ursprünglichen recht speziellen und kaum allgemein interessierenden Frage hinausreichen. Das Prinzip der Messung ist folgendes: Man mißt den Sättigungsstrom, den die im Gefäße wirkenden Ionisierungsquellen hervorbringen. Bezeichnen wir die Kapazität des Ionisationsgefäßes mit C , den beobachteten Voltabfall pro Zeiteinheit mit dV/dt , das Volumen des Gefäßes mit v , das Elementarquantum mit e , so ist die Zahl der pro sec und cm erzeugten Ionenpaare q („Ionisierungsstärke“) aus der Beziehung $C \cdot dV/dt = q \cdot e \cdot v$ zu berechnen. In

Gefäßen, welche frei von radioaktiven Verunreinigungen sind, ist der Betrag von q sehr gering (etwa 4—15 Ionen/ $ccm \cdot sec$). Um daher hinreichenden Voltabfall zu erhalten, muß man die Kapazität des Ionisationsgefäßes und des damit verbundenen Elektrometers so klein als möglich wählen. Bei größerer Eigenkapazität des Elektrometers muß mit entsprechend großer Voltempfindlichkeit gearbeitet werden. Die beobachteten Stromstärken betragen in Gefäßen von einigen Litern Inhalt der Größenordnung nach nur 10^{-15} Ampere. Einen für diese subtilen Messungen sehr geeigneten Apparat hat Th. Wulf angegeben: dieser „Wulfsche Strahlungsapparat“ ist eine Modifikation des Wulfschen Zweifadenelektrometers, wobei die Fäden selbst als Zerstreuungskörper dienen und eine besondere Vorrichtung die gesonderte Bestimmung des Isolationsverlustes gestattet. Die Fäden sind im Zentrum eines zylindrischen Zinkgefäßes von 2—3 Litern Rauminhalt angebracht. Die Kapazität des Instrumentes beträgt nur ca. 1 cm , so daß man innerhalb einer Stunde ablesbare Spannungsverluste von 20 Volt und mehr erhält. Verbesserungen des Apparats insbesondere für Messungen in großen Höhen wurden von Kolhörster angegeben.

Ein Teil der Ionisation rührt immer von einer dem Gefäß eigentümlichen Eigenstrahlung der Gefäßwände her, die zum Teil von den bei der hüttenmäßigen Darstellung der Metalle unvermeid-

lichen, wenn auch minimalen Beimengungen an radioaktiven Substanzen, zum Teil vielleicht auch von einer schwachen Eigenaktivität der Metalle erzeugt wird. Den Gesamtbetrag der nach Abschirmung der durchdringenden Strahlung im Gefäß noch vorhandenen Ionisation nennt man „Restionisation“ (q_0). Diese Restionisation entspricht meist einer Ionisierungsstärke von 2—8 Ionen/ $ccm \cdot sec$. Die kleinsten Werte für die Restionisation wurden im Innern von Steinsalzbergwerken gefunden ($q_0 = 0,2$ bis $0,8$). Um den Betrag der durchdringenden Strahlung zu erhalten, muß man zuerst die Gesamtionisation in dem geschlossenen Apparat messen, dann durch Umgeben des Apparats mit inaktivem Wandmaterial (am besten durch Eisenken unter Wasser, in Eishöhlen oder Gletscherspalten) die durchdringende Strahlung abschirmen und den so erhaltenen Betrag an Restionisation von der Gesamtstrahlung abziehen. Derartige Versuche wurden von Wulf, Gockel, Hess, Mc Lennan, Schweidler, Bergwitz u. a. an verschiedenen Orten ausgeführt und ergaben, daß die durchdringende Strahlung örtlich recht erheblich verschieden sein kann, wie aus folgender kleinen Tabelle ersichtlich:

Ort	Betrag der durchdringenden Strahlung (nach Abzug der Restionisation) Ionenpaare/ $ccm \cdot sec$
Valekenburg (Holland)	10
Paris	6
Braunschweig	7,2
Wien	2—3
Seeham (Salzburg)	4
Innsbruck	14

Die angegebenen Ionisierungsstärken sind meist mit Zinkgefäßen erhalten worden. Es ist klar, daß in Gefäßen aus anderen Metallen wegen der Verschiedenheit der von der durchdringenden Strahlung an den Gefäßwänden erregten weichen Sekundärstrahlung etwas abweichende Werte sich ergeben. Der Anteil der durchdringenden Strahlung an der Ionisation der Freiluft ist geringer, als die oben gegebenen Ionisierungsstärken in Metallgefäßen angeben. Nach Bergwitz ist in Zinkgefäßen die Wirkung der primären durchdringenden Strahlung beiläufig ebenso stark, nach Eve und Hess ist sie etwa doppelt so groß, wie der von ihr erregten sekundären Strahlen der Wand des Gefäßes.

Im folgenden sei unter „durchdringender Strahlung“ immer die Wirkung der primären und der von ihr im Metall erregten sekundären Strahlung verstanden. Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung geben am besten die Beobachtungen der örtlichen Verschiedenheiten der Strahlung Aufschluß. Übereinstimmend finden alle Beobachter, daß die Strahlung über Wasserflächen geringer ist, als über Festland. Ein Teil der Strahlung rührt also von den Bestandteilen des Bodens, und zwar offenbar von den radioaktiven Beimengungen desselben her („Erdstrahlung“). Überschlagsrechnungen zeigten, daß der Radium- und Thoriumgehalt der meisten Gesteine und Bodenarten fast ausreicht, um durch Gammastrahlung die beobachteten Effekte zu erzeugen. Die radioaktiven Beimengungen der Luft (Emanationen und Zerfallsprodukte) sowie der Oberflächenbelag der gegen die Atmosphäre negativ geladenen Erdoberfläche liefern keinen nennenswerten Beitrag zur durchdringenden Strahlung.

An der Erdoberfläche wurden mannigfache Änderungen der durchdringenden Strahlung festgestellt. Eine tägliche Periode ist an vielen Orten nicht feststellbar. An anderen Orten wurde eine doppelte tägliche Periode mit Maximen um 8 bis 10 Uhr morgens und abends und Minimen um 2—4 Uhr früh und nachmittags festgestellt. Niederschläge bringen oft Erhöhung der durchdringenden Strahlung (Ausfällung radioaktiver Suspensionen aus der Luft). Die Einflüsse der übrigen meteorologischen Faktoren sind nicht sehr deutlich. Eine jährliche Periode wurde von Mache, Gockel und Hess-Kofler gefunden: das Minimum der Strahlung fällt auf Februar, das Maximum auf die Sommermonate. Nach Gockel verhalten sich Maximum zu Minimum wie 12,2 zu 10,6. Die beobachteten Änderungen der durchdringenden Strahlung an der Erdoberfläche lassen sich durch die Verschiedenheiten der Menge und Verteilung der Zerfallsprodukte der Radium- und Thoriumemanation im Boden und in der Atmosphäre ausreichend erklären.

Wenn die durchdringende Strahlung der Hauptsache nach vom Erdboden ausgeht, läßt sich aus der bekannten Absorption der Gammastrahlen in Luft berechnen, daß die Strahlung mit zunehmender Erhebung über dem Boden ziemlich rasch abnehmen sollte. Beobachtungen auf Türmen (Wulf, Mc. Lennan, Bergwitz) zeigten auch tatsächlich eine Abnahme der Strahlung mit der Höhe. Die gefundene Abnahme gegen den Betrag am Erdboden betrug aber nur etwa 3 Ionen/ccm·sec. Beobachtungen von Gockel, Bergwitz und Hess im Freiballon lieferten dann das Resultat, daß die Abnahme der durchdringenden Strahlung nur innerhalb des ersten Höhenkilometers der Atmosphäre merklich ist. In Höhen von 1000—2000 m wurde die Strahlung fast konstant und von nicht geringerem Betrag als am Erdboden gefunden. Später (1912) fand zuerst Hess bei einer Ballonfahrt bis über 5000 m eine unzweifelhafte, beträchtliche Zunahme der durchdringenden Strahlung, die erst bei 4000 m stark merklich zu werden beginnt. In 5000 m wurde $q=16-18$ Ionen höher gefunden, als am Erdboden. Kolhörster konnte später diese Ergebnisse bei Fahrten bis zu 9000 m Höhe vollinhaltlich bestätigen und ergänzen. Hess nahm zur Erklärung dieser Beobachtungen an, daß eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft von oben her in die uns zugänglichen Schichten der Atmosphäre eindringt und auch noch in deren untersten Schichten einen Teil der in geschlossenen Gefäßen beobachtbaren Ionisation hervorruft. Die Quelle dieser neuen, nach Schweidlers Vorschlag „Hesssche Strahlung“ benannten Strahlung ist noch nicht sichergestellt (vgl. unten).

Die Existenz dieser Strahlung, für die in neuester Zeit die Bezeichnung „Höhenstrahlung“, Ultra-Gammastrahlung oder auch Ultrastrahlung gebraucht wird, ist durch zahlreiche Versuche auf Bergen, im Flugzeug usw. bestätigt worden, so insbesondere von Millikan und seinen Mitarbeitern in Kalifornien.

Die Bezeichnung „Ultra-Gammastrahlung“ und Ultrastrahlung wurde in neuester Zeit von Hess deswegen vorgeschlagen, weil es nach den Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten dieser Strahlung in Wasser, Eis, Blei u. dgl. nun sichersteht, daß diese Strahlung bedeutend größeres

Durchdringungsvermögen besitzt als die gewöhnlichen Gammastrahlen der radioaktiven Substanzen. Die ersten verläßlichen Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten der Ultra-Gammastrahlung wurden von Kolhörster ausgeführt. Nach diesen würde eine Wasserschicht von ca. 3 m Dicke erforderlich sein, um die Strahlung auf die Hälfte zu verringern. In neuester Zeit konnten Hoffmann, Steinke, Regener u. a. nachweisen, daß ein Teil der Strahlung viel durchdringender ist. Im Bodensee konnte noch bei 290 m Tiefe ein Resteffekt der Strahlung beobachtet werden.

Untersuchungen über die Richtung und die Schwankungen der Ultra-Gammastrahlung haben bisher noch keine Ergebnisse geliefert, welche sichere Schlüsse auf die Herkunft der Strahlung zulassen. Nach Kolhörster scheint die Strahlung aus einem relativ eng begrenzten Himmelsgebiet zu kommen, das mit der Milchstraße ziemlich koinzidiert. Andere Autoren konnten — vielleicht wegen ungenügender Abschirmung der sekundären Strahlung von der Erde her — keine bevorzugte Richtung der Strahlung feststellen. Auch hinsichtlich der Schwankungen der Strahlung sind die Ergebnisse keineswegs einheitlich. Nach Steinke, Hess und Mathias, Hoffmann, Lindholm betragen die Schwankungen der Strahlung im Verlaufe eines Tages nur 1 bis 3 Prozent der Gesamtintensität. Nachdem die Strahlung bei Nacht und bei Sonnenfinsternissen nicht geringer ist als bei Tag, so kann man wohl sicher sagen, daß die Ultra-Gammastrahlung nicht direkt in geradliniger Ausbreitung von der Sonne herkommen kann.

Von den zahlreichen seit der Entdeckung der Ultra-Gammastrahlung aufgestellten Hypothesen über die Natur und Herkunft dieser Strahlung sollen hier nur die wichtigsten Erwähnung finden.

Man hat angenommen, daß kosmischer Staub in der Atmosphäre in feiner Verteilung — etwa von 10—80 km Höhe — die Quelle der Ultra-Gammastrahlung sei (Linke und Seeliger). Doch führte diese Annahme zu recht unwahrscheinlichen Ziffern über die Radioaktivität dieser Staubmengen. Heute neigt man mehr der Ansicht zu, daß die Ultra-Gammastrahlung aus dem Weltraum her komme: entweder indirekt von der Sonne verursacht sei, indem die von der Sonnenoberfläche ausgehenden Elektronen oder Atomkerne die harte Strahlung als eine Art Sekundärstrahlung erzeugen oder daß im Kosmos an bestimmten Stellen (z. B. in der Milchstraße) Atome von hohem Atomgewicht aus solchen von niedrigerem Atomgewichte sich bilden, wobei die Ultra-Gammastrahlung als Begleitwirkung auftritt (Nernst). Ähnlich vermutet Millikan, daß bei der Bildung eines Heliumatoms aus Wasserstoffkernen oder bei Aufnahme von Elektronen im Atomkern Energie in Form einer Strahlung emittiert wurde, deren Eigenschaften sich mit denen der Ultra-Gammastrahlung decken.

Die Wellenlänge der Ultra-Gammastrahlung wird auf etwa $4 \cdot 10^{-12}$, bei der härtesten Komponente gar nur auf $0,9 \cdot 10^{-13}$ cm geschätzt.

Im Meeresniveau bewirkt die Ultra-Gammastrahlung samt den von ihr erzeugten weicheren Sekundärstrahlen in geschlossenen Gefäßen eine Ionisierungsstärke von etwa 1—2 Ionen/ccm·sec. In 4 km Höhe beträgt dieser Effekt schon etwa 8 Ionen, in 9 km Höhe etwa zehnmal so viel.

Der Name „Ultrastrahlung“ statt Ultra-Gammastrahlung wurde 1929 von V. F. Hess vorge-

schlagen, da nach den Versuchen von W. Bothe und W. Kolhörster mit Elektronenzählrohren es durchaus möglich erscheint, daß ein großer Teil dieser harten Strahlung aus schnellbewegten Elektronen (Ultra-Betastrahlen) besteht. *V. F. Hess.* Näheres s. Benndorf u. Hess, *Luftlektrizität in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik*, V. Band, 1. Hälfte (11. Auflage). Braunschweig 1928.

Durchdringungsvermögen. Die Fähigkeit radioaktiver und verwandter Strahlen, Materie zu durchdringen, bezeichnet man als D ; je größer dieses, desto „härter“ die Strahlung, desto kleiner der Absorptionskoeffizient μ ; so daß $\frac{1}{\mu}$ ein Maß für

das D darstellt. Zum Beispiel werden die härtesten Sorten der γ -Strahlung erst von 46 cm Aluminium, die härteren β -Strahlen von 0,5 cm Al auf ein Promille ihres Anfangswertes geschwächt, während α -Strahlung bereits 0,01 cm Al nicht mehr zu durchdringen vermögen (vgl. den Artikel „Absorption“).

K. W. F. Kohlrausch.

Durchflußpyrometer s. Gaspyrometer.

Durchflußzahl s. Düse, Staurand, Stauscheibe.

Durchflutung s. Erregerstrom.

Durchführungen dienen zur Isolation elektrischer Leitungen beim Durchgang durch Wände, Maschinengehäuse, Transformator- und Ölschalterbehälter (Fig. 1). Sie müssen Sicherheit gegen direkten Durchschlag, gegen Überschlag und gegen Gleitfunkenentladungen längs ihrer Oberfläche bieten. Als Baustoffe verwendet man hauptsächlich Por-

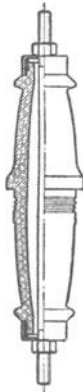


Fig. 1. Durchführung.

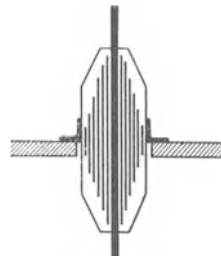


Fig. 2. Längsschnitt durch eine Kondensatordurchführung (schematisch).

zellan und Hartpapier. Die Durchführungen werden entweder massiv oder als Hohlkörper mit einer Füllung von Öl oder Compoundmasse ausgeführt. Die Beanspruchung ist unmittelbar am Leiter am größten und fällt nach außen hin ab. Um eine möglichst gleichmäßige Spannungsverteilung im Innern und auf der Oberfläche der Durchführung zu erzielen, bringt man nach einem Gedanken von Nagel im Innern des Dielektrikum leitende Belege an, die in der Längsrichtung abgestuft sind. Man wickelt solche Durchführungen aus lackgetränktem Papier mit Zwischenlagen aus Stanniol oder Aluminiumfolie. Es wird also das Feld in eine Reihe von Zylinderkondensatoren unterteilt (Kondensatordurchführung) (Fig. 2).

K. Pohlhausen.

Näheres s. A. Schwaiger, *Elektrische Festigkeitslehre*. 1924. Springer, Berlin.

Durchgangsinstrument s. Passageninstrument.

Durchgriff, eine dimensionslose Konstante, welche in einer elektrostatischen Anordnung mit mindestens drei Elektroden angibt, wie groß der Einfluß der Potentialänderung einer Elektrode auf das Potential oder die Feldstärke an einem bestimmten Orte des elektrischen Feldes im Vergleich zu dem entsprechenden Einfluß der Potentialänderung der zweiten Elektrode ist. In dieser allgemeinen Form wird der Begriff „Durchgriff“ nur selten gebraucht, er ist meistens auf folgenden Fall beschränkt: Zwischen zwei Elektroden K und G besteht ein elektrisches Feld; die eine Elektrode, etwa G , ist durchlöchert oder gitterförmig gestaltet; außerhalb des Raumes zwischen K und G , etwa hinter G , liegt die dritte Elektrode A ; dann ergibt sich das Potential P an einem bestimmten Punkte des Raumes KG (hier soll K das Potential Null haben) sowohl proportional dem Potential P_G von G , als auch proportional dem Potential P_A von A , und zwar ist, wie aus der Potentialtheorie hervorgeht: $P = g P_G + a P_A$, wobei g und a Konstanten sind. Der Quotient der beiden Einflüsse von P_A und P_G ,

d. h. $\frac{a}{g} = D$ heißt der Durchgriff des Potentials P_A

durch die Elektrode G , oder kurz gesagt, der Durchgriff der Elektrode A durch die Elektrode G . Das Durchgriffsproblem ist schon von J. C. Maxwell sowie von P. Lenard behandelt worden. In neuerer Zeit hat es durch die Theorie der Glühkathodenröhren mit Gitter vielfache Behandlung gefunden. Hierbei kommen auch bei derselben Anordnung mehrere Durchgriffskonstanten vor. Ist z. B. eine Anordnung von vier Elektroden in der Reihenfolge K, G, S, A gegeben, von denen G und S gitterförmig sind, und gibt a den Durchgriff der Elektrode A durch S an, ferner σ der Durchgriff von S durch G , dann ist $a\sigma$ der Durchgriff von A durch S und G zusammen. In diesen Fällen sind die Durchgriffskonstanten stets Zahlen, die kleiner als 1 sind; sie lassen sich bei Gittern, die aus parallelen Drähten von kreis- oder ellipsenförmigem Querschnitt in gleichen Abständen zu Zylinderflächen oder Ebenen angeordnet sind, berechnen. Ihre Messung kann bei Glühkathodenröhren dadurch geschehen (W. Haußer), daß man zwei Elektrodenpotentiale so ändert, daß sich die Änderungen in ihrem Einfluß auf den Strom gerade aufheben. Der Durchgriff wächst an, wenn das Gitter weitermaschig wird, sowie wenn die durchgreifende (dritte) Elektrode näher an das Gitter herankommt, während er sich mit der Entfernung der ersten Elektrode vom Gitter nicht ändert, solange die Maschenweite klein gegen diese Entfernung ist.

H. Rukop.

Näheres s. M. v. Laue, *Ann. d. Phys.* 59, 465, 1919.

Durchlässigkeit beim Fließen von Wasser durch Erdböden. Mit Durchlässigkeit bezeichnet man entweder den Beiwert k (Dimension = Geschwindigkeit) im Darcyschen Gesetz (s. d.) oder in moderneren, die Wichtigkeit der Größe der Kornoberfläche (prop. d^2) berücksichtigenden Ansätzen:

$$v = k_1 \cdot d^2 \cdot J \text{ den Wert } k_1 \left(\text{Dimension} = \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{sek}} \right)!$$

schließlich auch den Beiwert k_2 , in der in der Praxis noch vielfach benutzten Mengenformel

$$Q = k_2 \cdot J \text{ liter/Std.}$$

Mit einigem Erfolg gelang die zahlenmäßige Angabe von k_1 als Funktion des Porenvolumens p ,

wenn zugleich bei einem Korngemisch für d^2 ein nach bestimmten Verfahren zu ermittelnder Wert des Quadrates eines „wirksamen“ Korndurchmessers eingeführt wird (Kozěny, Zunker, Terzaghi). Dabei sind gewisse Voraussetzungen über die Erfüllung der Zwischenräume durch sich bewegendes, bzw. teilweise haftendes oder gebundenes Wasser u. ä. zu machen. Die nachstehenden Zahlen sollen nur Beispiele für die Größenordnung solcher Werte sein; für Rechnungsunterlagen sind trotz gewisser grundsätzlicher Bedenken gegen die Voraussetzungen und Dimensionen, die Kozěny-Donath'schen Beziehungen für $k_1 = f(p)$ oder die Angaben in den anderen genannten Quellen heute bereits allen anderen Zahlen vorzuziehen.

Man erhielt z. B. (vgl. über die Bedeutung von m und k Darcsy'sches Gesetz):

	m	k
Reiner Kies (d zwischen 8 und 50 mm)	1,54	2512
Gemisch aus Sand u. Kies (Korngrößen 44,7% unt. 2 mm, sonst 8—50 mm)	0,87—1,10	1,05—5,00
Reiner Sand (Korngrößen 86,8% unt. 2 mm sonst 8 bis 15 mm)	0,87—1,10	1,53—3,06
bzw. bei h% Hohlräumen für gleichmäßigen Sand:		
$h = 0,26$ $0,28$ $0,30$ $0,32$ $0,34$ $0,36$ $0,38$ $0,40$		
$0,42$ $0,44$ $0,46$ $0,47$		
$k_1 = 3,32$ $4,25$ $5,33$ $6,60$ $8,07$ $9,73$ $11,6$ $13,8$		
$15,2$ $18,9$ $21,8$ $23,7$		
oder für Sand $d = 0,1 - 0,8$ mm . . $k_2 = 32$		
$d = 0,1 - 0,3$ mm = 1,8—9		
Sand mit Spuren von Lehm = 3		
feucht gestampfter Lehm = 0,0020		

Eisner.
 Näheress. Kozěny-Donath, Wasserkraft und Wasserwirtschaft 1927—1929; Kozěny, Wiener Ber. 1927 (Über kapillare Leitung); Terzaghi, Erdbaumechanik 1925; Zunker, Der Kulturtechniker, Breslau 1923 u. ff.; ferner: Zusammenfassendes Referat 1930 von Neměnyi, Handb. der phys. u. techn. Mechanik (Auerbach-Hort).

Durchlässigkeit, magnetische s. Permeabilität.

Durchlässigkeitsvermögen, Verhältnis des durchgelassenen Energiestroms zum auffallenden s. Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen, Nr. 1 und 3.

Durchmusterung s. Sternkatalog.

Durchrechnung einer Folge optischer Flächen nennt man das Verfahren, einzelne Strahlen durch eine Linsenfolge vom Gegenstande aus rechnerisch zu verfolgen, und dadurch ein Urteil über die Güte der Abbildung zu gewinnen (s. den Artikel sphärische Abweichung).

Als Beispiel sollen die Formeln für die sphärische Abweichung eines Achsenpunktes (die sphärische Abweichung im engeren Sinne) angegeben werden (nach M. v. Rohr, Die Bilderzeugung usw.).

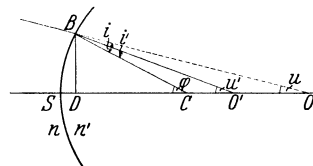


Fig. 1. Die Brechung eines zum Achsenpunkte O gehörigen Strahls endlicher Öffnung u an einer Kugelfläche.

$$SO = f, SO' = f', SC = r.$$

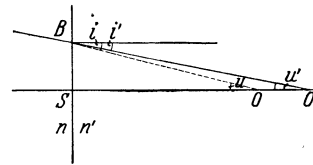


Fig. 2. Die Brechung eines zum Achsenpunkte O gehörigen Strahls endlicher Öffnung u an einer ebenen Fläche.

$$SO = f, SO' = f'.$$

Es sei SB eine der brechenden Flächen der zu untersuchenden achsensymmetrischen Folge, SCO die Achse; $SC=r$ der Halbmesser. Die Brechungsverhältnisse der beiden durch die Fläche getrennten Mittel seien n, n' . Man betrachte einen von links auf die Fläche fallenden Strahl BO, der die Achse in O unter dem Winkel $BOS = u$ schneide (für die Zeichnung nur in seiner Verlängerung), weiter setze man $SO = f$. Aus den gegebenen Größen soll der Verlauf des Strahls BO' nach der Brechung berechnet werden, er ist gekennzeichnet durch die Achsenschnittweite $SO' = f'$ und den Winkel $BO'S = u'$. Die Strecken und Winkel $r, f, f'; u, u'$, auch die bei der Rechnung benutzten Einfallswinkel und Brechungswinkel i, i' werden als positiv angesehen, wenn sie den in der Abbildung erkennbaren Sinn haben.

Aus der Fig. 1 kann man ablesen:

$$\sin CBO : \sin BOC = CO : BC \text{ oder:}$$

$$1. \sin i : \sin u = (f-r) : r, \sin i = (f-r) \sin u / r.$$

Das Brechungsgesetz ergibt:

$$2. \sin i' : \sin i = n : n', \sin i' = n \sin i / n'.$$

Weiter folgt aus Fig. 1:

$$3. i + u = i' + u' = \varphi, u' = u + i - i'.$$

$$4. \sin i' : \sin u' = (f'-r) : r, f' = r + r \sin i' / \sin u'.$$

Für eine ebene Fläche sieht man aus Fig. 2:

$$5. \sin i = -\sin u, \sin i' = -\sin u'; \text{ also } \sin u' = n \sin u / n'.$$

$$6. BS = f \cdot \text{tg } u = f' \cdot \text{tg } u', f' = f \cdot \text{tg } u / \text{tg } u'.$$

Um nun für einen Achsenpunkt O des Gegenstandes die sphärische Abweichung zu erhalten, bestimme man zunächst seinen Abstand $S_1O = f_1$ vom Scheitel der ersten Fläche, für einen greifbaren Gegenstand ist f_1 negativ. Man wähle dann eine Anzahl Strahlen des durch O gehenden Bündels aus, sie sind durch verschiedene Werte von $u = u_1$ gekennzeichnet. Mit Hilfe der Gleichungen 1—4 oder 5—6 kann man den Verlauf der gebrochenen Strahlen festlegen, und zwar durch die entsprechenden Werte f_1' und u_1' , dabei ist f_1' von u_1' abhängig. Ist nun der Abstand der beiden ersten Flächenscheitel $S_1S_2 = d_{1,2}$, so setzt man

$$7) f_2 = f_1' - d_{1,2}, u_2 = u_1'$$

und wendet nun auf f_2, u_2 und die Bestimmungsstücke der zweiten Fläche die Gleichungen 1) bis 4) oder 5) bis 6) an, um f_2', u_2' zu erhalten usw., bis man für die letzte Fläche die Schnittweiten f' und die Öffnungswinkel u' erhält. f' ist im allgemeinen von u' abhängig.

Für einen verschwindenden Wert von u' wird f' sich einem Werte s' nähern, der aus den im Artikel „Gaußsche Abbildung“ angegebenen Formeln zu bestimmen ist. Man kann ihn aber auch durch Durchrechnung ableiten. Bei einem Grenzübergang $\text{Lim}(u=0)$ erhält man für eine Fläche aus den Gleichungen 1) bis 4):

$$8) n'/s' = n/s + (n' - n)/r.$$

Ferner gilt auch hier die Gleichung:

$$7) \quad s_2 = s_1' - d_{1,2}.$$

Man kann also für die erste Fläche s_1' aus $s_1 = f_1$ nach 8) ableiten, aus s_1' nach 7) dann s_2 usw., bis man auf s' kommt. Für jeden Strahl gibt $\gamma - s'$ die sphärische Abweichung, die verschiedenen Strahlen zeigen deren Abhängigkeit von u' .

Die Durchrechnung ergibt ferner nach der Sinusbedingung (s. d.) ein Urteil über die Abbildung achsennaher Punkte oder über die Koma in der Nähe der Achse.

Die angeführten Formeln dienen auch zur Berechnung der Verzeichnung (vgl. den Artikel „Strahlenbegrenzung“). Für ein achsensenkrechtcs Linienstück OO_1 bestimme man nach 8) für den Achsenpunkt O den Gaußschen Bildpunkt O' und nach Angaben im Artikel „Gaußsche Abbildung“ die Vergrößerung β . Dann gehe man von der Öffnungsblende aus, behandle ihre Mitte wie einen Dingpunkt, rechne nach 1) bis 7) durch den vor ihr befindlichen Teil der Linsenfolge rückwärts durch und bestimme den Punkt P und den Winkel w für den durch O_1 gehenden Hauptstrahl (s. „Strahlenbegrenzung“), die genaue Bestimmung ist durch Versuche mit einer Reihe von der Öffnungsblende unter verschiedenem Öffnungswinkel ausfahrender Strahlen möglich. Auf der Bildseite bestimmt man durch Durchrechnen desselben Strahls P' und w' . Ist $PO = \xi$, $P'O' = \xi'$, so geben die Formeln 4) und 5) im Artikel „Strahlenbegrenzung“:

$$9) \quad V_z = (\xi' \operatorname{tg} w' / \xi \operatorname{tg} w) / \beta - 1.$$

Für ein Bündel, das vom Punkte O , außer der Achse ausgeht, kann man nur die in einer Ebene mit der Achse verlaufenden Strahlen mit Hilfe der Formeln 1) bis 7) verfolgen. Für windschiefe Strahlen sind indessen ebenfalls Gleichungen abgeleitet. In der Regel berechnet man für solche Punkte O_1 den Hauptstrahl in der soeben angegebenen Weise und sodann nach besonderen Formeln die beiden astigmatischen Bildpunkte (s. „sphärische Abweichung“). *H. Boegehold.*

Näheres s. von Rohr, M. Die Theorie der optischen Instrumente. 1. Bd. Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkte der geometrischen Optik. Berlin, J. Springer 1904, S. 36—82. — Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth 1924, S. 72—134. — H. Boegehold, Geometrische Optik. Berlin, Gebr. Borntraeger 1927, S. 320—330. Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XVIII. Berlin, J. Springer 1927, im Kap. I, Abschn. C, b. — Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. XX, 2. Leipzig, Akad. Verlagsges. 1929, S. 36—44.

Durchscheinende Substanzen, wie z. B. Milchglas, Opalglas, Albatrin, zerstreuen das darauffallende Licht so, daß sich die Gestalt der dahinterliegenden Gegenstände nicht mehr erkennen läßt, s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“, Nr. 3. Diese Substanzen werden vielfach als Material für Lampenglocken zum Schutze gegen Blendung (siehe „Leitsätze“), Milchglas wird außerdem, obwohl es sich selektiv verhält, nämlich die roten Strahlen besser durchläßt als die blauen, als Material für Photometerschirme (z. B. Webersches, Bechsteinsches Universalphotometer, Ulbrichtsche Kugel) verwandt. *Liebenthal.*

Durchschiebemethode s. Teilungsfehler.

Durchschlagsfestigkeit s. Dielektrische Festigkeit.

Durchschlagskennlinie s. Kennlinien.

Dyade, dyadisches Produkt s. Affinorrechnung. **Dyn** s. Dyne.

Dyname s. Kräfteerduktion.

Dynamiden. Lenards Untersuchungen über den Durchgang von Kathodenstrahlen durch die Materie haben als erste gezeigt, daß die Atome für schnelle Elektronen sehr durchlässig sind, so daß ihnen ein sehr lockerer Bau zugeschrieben werden muß. Als einfachste Vorstellung nahm Lenard 1903 an, daß jedes Atom aus einer Anzahl von Paaren positiver und negativer Elementarquanten der Elektrizität bestehe und daß jedes derartige Paar aus Stabilitätsgründen eine rotierende Bewegung ausführe. Die Anordnung dieser „Dynamiden“ im Atom blieb unbestimmt, ihre Anzahl wurde wegen der Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption dem Atomgewicht proportional vorausgesetzt. Wie später namentlich in Verbindung mit dem Rutherford'schen Atommodell (s. Atommodelle) erkannt worden ist, hat man die bei der Kathodenstrahlabsorption wirksame Dynamidenzahl der nicht genau masseproportionalen Ordnungszahl der Elemente gleichzusetzen. Aus den modernen Erkenntnissen über den Bau der Atomkerne (s. Atomkern) folgt jedoch, daß im Atomkern genau so viele positive Elementarquanten der Elektrizität oder Protonen vorhanden sind, als das Atomgewicht in Atomgewichtseinheiten ausgedrückt, ergibt. Mit der gleich großen Anzahl der Kern- und Hüllelektronen zusammengenommen, besteht demnach jedes Atom tatsächlich aus einer masseproportionalen Dynamidenanzahl. Über die Vereinigung aller positiven Dynamidenbestandteile im Atomkern und die Existenz von „Kerndynamiden“ konnten die Kathodenstrahlversuche jedoch keinen Aufschluß geben.

Näheres s. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen II. Aufl. Heidelberg 1925.

Dynamische Adiabate = Hugoniot-Adiabate s. Detonationsgleichungen.

Dynamischer Äquator. Verbindungslinie der Punkte größter Total- bzw. Horizontalintensität des Erdmagnetismus (s. d.). *A. Nippoldt.*

Dynamische Charakteristik s. auch Kennlinien. Eine Kurve, die die Abhängigkeit des Wechselstroms in irgendeinem Leiter von der an dem Leiter liegenden Wechselspannung angibt. Die Kurve ist nur dann für zunehmenden Strom die gleiche wie für abnehmenden und von der Frequenz unabhängig, wenn in dem Leiter keine Trägheitserscheinungen vorhanden sind. Die häufigste derartige Trägheitserscheinung ist Veränderung der Temperatur des Leiters durch den Strom und Veränderung des Widerstands durch die Temperaturänderung. Die dynamische Charakteristik bildet in diesem Fall eine Schleife.

Von besonderer Wichtigkeit ist die dynamische Charakteristik beim Wechselstromlichtbogen (s. d.). *Güntherschulze.*

Dynamischer Druck. Während in einer ruhenden Flüssigkeit der Druck in jeder Richtung gleich groß ist, und sein Wert nur von der Wirkung äußerer Kräfte (Schwerkraft) abhängt, ist der Druck in einer strömenden Flüssigkeit abhängig von der Richtung der Fläche, auf die er wirkt. Das kommt daher, daß von dem gesamten Flüssigkeitsdruck ein Teil, den man als dynamischen Druck bezeichnet, nicht als Druck, sondern als kinetische Energie der bewegten Flüssigkeit in Erscheinung tritt.

In einer Ebene parallel zur Strömungsrichtung wird dieser Teilbetrag nicht gemessen, das In-

strument zeigt nur den statischen Druck p_{st} an. In einer Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung wird die Strömungsgeschwindigkeit durch Stau (vgl. Staudruck) in Druck verwandelt und mitgemessen. In diesem Falle zeigt das Instrument den Gesamtdruck der Flüssigkeit $p_g = p_{st} + p_{dyn}$ an. Den dynamischen Druck p_{dyn} erhält man durch Subtraktion des statischen von dem Gesamtdruck. Bei Benützung eines Differentialmanometers kann der dynamische Druck unmittelbar am Instrument abgelesen werden.

Abgesehen von der durch Reibung in Wärme verwandelten Energie bleibt der Gesamtdruck eines Stromfadens immer konstant. Einer Vermehrung des dynamischen Druckes (Vermehrung der kinetischen Energie, Beschleunigung) entspricht also eine Verminderung des statischen Druckes (der potentiellen Energie) der Strömung und umgekehrt. (Vgl. Bernoullische Gleichung.)

Entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung (s. d.) ist auch der dynamische Druck in einem Strömungsquerschnitt im allgemeinen nicht konstant.

S. Erk.

Dynamische Gleichgewichtsformen. In der geographischen Wissenschaft bezeichnet man damit häufig wiederkehrende Oberflächenformen, die auf dynamische Wirkungen der umgestaltenden Kräfte (s. Exogene Vorgänge) zurückzuführen sind. Sie treten besonders deutlich an den Grenzflächen von Luft, Wasser oder Festland auf, wenn erhebliche Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen diesen Medien vorhanden sind. Meereswellen (s. d.), Dünen (s. d.) und Rippelmarken (s. d.), Hakenbildungen an Anschwemmungsküsten und Mäander (s. d.) bei Flüssen sind besonders auffällige Typen derartiger Formen. Solche Gebilde sind als sichtbare Wirkungen eines geographischen Gestaltungsgesetzes, des Gleitflächengesetzes (s. d.) aufzufassen, das sich dem aufmerksamen Auge an zahlreichen Stellen auf unserer Erde offenbart, und das die Herstellung eines dynamischen Gleichgewichtszustandes zum Endziel hat. Sind die Grenzflächen der verschiedenen Medien leicht beweglich, wie es bei Luft und Wasser der Fall ist, so kann es zur Ausbildung von Wogen kommen, deren Größe und Gestalt der Theorie entspricht, die H. von Helmholtz für die Luftwogen (s. d.) und die Meereswellen (s. d.) gegeben hat. Bei der Bewegung von Luft oder Wasser gegen das Festland dagegen wird es wegen der Unnachgiebigkeit des Landes nur höchst selten zur vollen Ausbildung der Gleichgewichtsformen kommen, die als solche dadurch charakterisiert sind, daß nach einer künstlichen Zerstörung die alte Form sich von selbst wieder herstellt. Dagegen wird die Tendenz zur Herstellung eines dynamischen Gleichgewichtszustandes sehr häufig erkennbar sein. Auch bei der gleitenden Reibung fester Körper gegeneinander kommt es gelegentlich zur Bildung von wellenförmigen Rippeln.

O. Baschin.

Näheres s. O. Baschin, Der Einfluß des dynamischen Gleichgewichts auf die Formen der festen Erdoberfläche. Die Naturwissenschaften. Bd. 6, S. 355—358, 521—522. 1918.

Dynamische Korrektur s. Nivellement.

Dynamische Theorie der Gezeiten. Diese Behandlungsweise des Flutproblems, die von Laplace stammt, beruht auf den Grundgleichungen der Hydrodynamik. Es werden jene Bewegungen untersucht, die das Wasser unter dem Einfluß der flut-erzeugenden Kraft ausführt. Indem von den freien

Schwingungen der Wassermenge abgesehen wird, unter der Annahme, daß diese durch innere Reibung vernichtet werden, enthält die Lösung nur solche Bewegungen, deren Perioden durch die Perioden der störenden Kraft gegeben sind: die sogenannten erzwungenen Schwingungen.

Die hebende Komponente der Flutkraft kommt gegenüber der Schwere kaum in Betracht; Laplace vernachlässigt sie daher ganz. Das Wesentliche ist die Horizontalkomponente, welche dem Wasser eine seitliche Geschwindigkeit erteilt. Das Steigen des Wassers kommt nur durch das Zusammenströmen zustande. Zu den vereinfachenden Voraussetzungen, die die Lösung des Problems ermöglichen, gehört die Annahme, daß alle Wasserteilchen, welche sich in einer Vertikalen befinden, während der ganzen Bewegung in dieser gegenseitigen Lage bleiben. Es wird ferner angenommen, daß das Meer die ganze Erde bedeckt, und von konstanter oder nur mit der Breite veränderlicher Tiefe ist. Es gelingt auf Grund dieser Theorie, manche Eigentümlichkeit des Gezeitenphänomens zu erklären.

Die Theorie wurde weiter ausgebaut und ergänzt von Hough. Er untersucht besonders die freien Schwingungen eines Meeres von konstanter Tiefe, welches die ganze Erde bedeckt. Die Kenntnis ihrer Perioden ist von großer Wichtigkeit. Erstens scheint die innere Reibung des Wassers doch nicht groß genug zu sein, um die stets neu erregten freien Schwingungen sofort zu vernichten; sie spielen vielleicht eine nicht unbedeutende Rolle; zweitens wird bei genauem Zusammentreffen einer Periode der freien Schwingung mit einer der erzwungenen, die zugehörige Amplitude durch Resonanz bedeutend verstärkt. Das Zusammentreffen muß aber sehr genau sein (auf ca. 1 Minute).

Unter Heranziehung der Theorie der Kugelfunktionen werden die Ausdrücke für die Fluthöhe entwickelt.

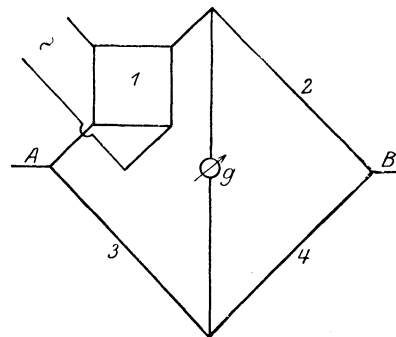
Eine dynamische Theorie der Gezeiten ist auch die sog. Kanalthorie (s. d.) von Airy, sowie die Methode von Sterneek zur Berechnung der Fluterscheinungen in kleinen Meeresteilen (s. auch Gezeiten).

A. Prey.

Näheres s. H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik (deutsche Ausgabe von Friedel). 1907.

Dynamoblech s. Dynamostahl.

Dynamobolometer (Paalzow-Rubens). Ein für Wechselstrommessungen bestimmtes Hitzdraht-



Dynamobolometer.

instrument (s. d.), bei dem der Hitzdraht den einen Zweig einer Wheatstoneschen Brücke bildet. Die durch den Wechselstrom bewirkte Wider-

standsänderung des Hitzdrahtes wird dann durch eine Gleichstrommessung in der Brücke bestimmt. In der Figur ist der den Wechselstrom führende Hitzdraht, der selbst Brückenform hat, mit 1 bezeichnet; die anderen Zweige der Brücke mit 2, 3, 4, das Galvanometer mit g. Der Hitzdraht besitzt die angegebene Form, damit die Gleichstrombrücke nicht durch den Wechselstrom beeinflusst wird. Bei A und B wird der Brücke der Gleichstrom zugeführt.

W. Jaeger.

Näheres s. Paalzow und Rubens, Wied. Ann. 37, 529; 1889.

Dynamoelektrisches Prinzip s. Selbsterregung.

Dynamomaschinen. Die Technik versteht hierunter alle Vorrichtungen, die mit Hilfe der Relativbewegung zweier magnetisch verketteter Wicklungssysteme gegeneinander mechanische in elektrische Energie (Generatoren), elektrische in mechanische Energie (Motoren) oder elektrische Energie der einen Form in elektrische Energie einer anderen Form (Umformer) umwandeln. Die magnetelektrische Maschine, die nur ein Wicklungssystem benutzt und vor der Veröffentlichung des sog. dynamoelektrischen Prinzips (vgl. Selbsterregung) durch Werner v. Siemens allein bekannt war, stellt einen Sonderfall dar, der heute nur noch für Spezialaufgaben der Elektrotechnik Bedeutung hat (Induktoren der Fernmeldetechnik, Zünddynamos für Verbrennungskraftmaschinen u. a. m.) und auf die Lieferung kleinster elektrischer Leistungen beschränkt ist. Zum Dynamobau im weitesten Sinne zählt die Technik gelegentlich auch den Bau ruhender Umformer (Transformatoren), bei denen ein pulsierendes magnetisches Feld die elektrische Energie von dem einen Wicklungssystem auf ein anderes überträgt (vgl. Gleichstromgeneratoren, Wechselstromgeneratoren).

E. Rother.

Näheres s. Gisbert Kapp, Dynamomaschinen für Gleich- und Wechselstrom.

Dynamometer. Wie der Indikator zur Bestimmung der inneren (indizierten) Leistung der Kolbenkraftmaschinen dient, so wird die Nutz- (effektive) Leistung jeder Art von Kraftmaschinen, der Verbrauch von Arbeitsmaschinen und von Transmissionen mittels des Dynamometers festgestellt. Die gebräuchlichsten und ihre Art kennzeichnenden Apparate sind:

a) der Pronysche Zaum (s. Fig. 1). Dieser ist ein Bremsdynamometer einfachster Art. Auf

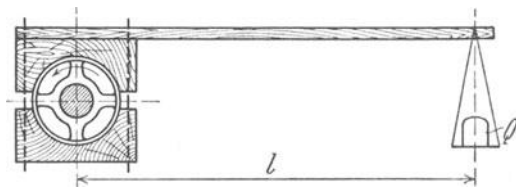


Fig. 1. Pronyscher Zaum.

die Maschinenwelle wird eine gußeiserne Scheibe aufgekeilt, welche von zwei meist hölzernen Bremsbacken umschlossen wird. Die Bremsbacken werden durch Schrauben gegeneinander gehalten. Einer derselben ist durch eine Stange verlängert, an dessen Ende eine Belastung Q angebracht werden kann. Die Backenschrauben werden so stark angezogen, daß das Reibungsmoment dem Moment Q mal l das Gleichgewicht hält. Ist n die minutliche Umdrehungszahl der Scheibe, so beträgt die Leistung

$$N = \frac{2\pi l n Q}{60 \times 75} \sim \frac{l n Q}{716} \text{ Ps.}$$

b) Die Bandbremse (s. Fig. 2) beruht auf demselben Grundgedanken wie der Pronysche Zaum. Um das Schwungrad oder eine Scheibe wird ein Bremsband gelegt, welches die Scheibe ganz oder teilweise umschlingt. Das eine Ende des Bandes wird unter Zwischenschaltung einer Federwaage W irgendwie befestigt, das andere so viel belastet, bis die normale Umlaufzahl n der Maschine erreicht ist. Die Berechnung der Bremsleistung erfolgt wie beim Bremszaum, wenn man den

D Radhalbmesser $\frac{D}{2}$ als Hebelarm l in die Formel einsetzt und als Nettobelastung die Gewichtsbelastung Q vermindert um die Angabe q der Federwaage annimmt.

c) Die Wasserbremse besteht aus zwei oder mehreren runden Scheiben, die auf der Welle der Kraftmaschine aufgekeilt sind und in einem mit Wasser angefüllten Gehäuse rotieren. Das Wasser vernichtet durch Wirbelbildung die Energie der Maschine, wobei es sich erwärmt. Das Gehäuse ist auf einem Zapfen, dessen Achse die Verlängerung der Wellenachse bildet, leicht drehbar gelagert und an seinem Umfang mit einem Tangentialhebel versehen, der die Umfangskraft (Reaktion der im Wasser vernichteten Leistung an der Gehäusewandung) mit einer Schneide auf die Schale einer Dezimalwaage überträgt. Das Wasser fließt dauernd durch das Gehäuse. Durch Änderung des Wasserinhalts wird der Bremswiderstand variiert. Ist die Länge des Tangentialhebels l, der Druck auf die Waage Q und die Umdrehungszahl n, so ist die abgebremsste Leistung

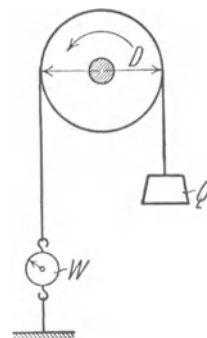


Fig. 2. Bandbremse.

$$N = \frac{2\pi l n Q}{60 \times 75} \text{ Ps.}$$

Während die Dynamometer a und b nur für Leistungen bis zu einigen hundert PS verwendet werden können, ist die Wasserbremse noch bei Leistungen von mehreren tausend PS bei schnelllaufenden Maschinen (Turbinen!) brauchbar. (Bauarten der Wasserbremse von Stumpf und von Brotherhood.)

d) Die Wirbelstrombremse. In einem durch Gewichtshebel in Ruhe erhaltenen Aluminiumgehäuse sind eine Anzahl von Elektromagneten derart gelagert, daß ihre Kraftlinienströme durch zwei von der Welle der zu prüfenden Maschine angetriebene kupferne Ringe hindurchtreten müssen. Die Rückwirkung der in den Ringen geweckten Wirbelströme auf das Magnetgehäuse wird durch Gewichte gemessen. Die Stärke der Wirbelströme wird durch verschiedene Erregung der Elektromagnete geändert. Die Kupferringe erwärmen sich derart, daß ihre Bremskraft sich ändert. In eigenen Eichkurven werden deshalb die Beziehungen zwischen Umlaufzahl, Bremsleistung und Dauer des Bremsversuches zusammengestellt. Man kann z. B. eine und dieselbe Bremse bei n=100 eine Stunde lang mit 8, eine Viertelstunde mit 12, drei Minuten mit 18 und eine Minute mit

24 PS belasten, ohne die Temperatur von 60° C zu überschreiten.

e) Das Hefner-Altenecksche Einschalt-dynamometer. Während bei den bisher besprochenen Dynamometern die Leistung abgebremst, d. h. vernichtet wurde, dient das Einschalt-dynamometer dazu, aus der Spannungsdifferenz in den beiden Trums eines Riemens oder Seiles und der Laufgeschwindigkeit die durch das Zugorgan übertragene Leistung festzustellen. Die zum Ausgleich der Spannungsdifferenz in den Trums erforderliche Kraft in Kilogramm wird unmittelbar festgestellt und ergibt mit der Riemen-geschwindigkeit multipliziert die Kraftleistung bzw. den Kraftbedarf der mit dem Riemen laufenden Maschine.

f) Torsionsdynamometer. Auch diese vernichten nicht die festzustellende Leistung, sondern beruhen auf Messung des durch eine Welle geleiteten Torsionsmomentes auf mechanischem, elektrischem oder optischem Weg durch den Verdrehungswinkel der Wellenoberfläche.
L. Schneider.

Dynamometer s. Elektrodynamometer.

Dynamostahl, Dynamoblech. — Zur Konstruktion von Dynamomaschinen, Transformatoren usw. ist Material erforderlich, welches sich leicht und hoch magnetisieren läßt und das den remanenten Magnetismus (s. d.) leicht wieder abgibt, also Material von hoher Permeabilität, hoher Sättigung und geringer Koerzitivkraft; dann ist auch der Energieverbrauch bei der Ummagnetisierung von selbst gering. Diese Bedingungen sind um so besser erfüllt, je reiner das verwendete Eisen ist, und namentlich in dem durch Ausglühen vom Wasserstoffgehalt befreiten Elektrolyteisen besitzt man heute ein geradezu ideales Material für diese Zwecke. Abgesehen von den hohen Herstellungskosten hat es nur den einen Nachteil, daß es infolge seiner hohen elektrischen Leitfähigkeit das Entstehen von Wirbelströmen begünstigt, die beim Gebrauch dauernd Energieverluste bedingen. Um diese herabzusetzen, gibt es zwei Wege: weitgehende Unterteilung des Materials, also Auswalzen zu möglichst dünnen Blechplatten bzw. Ausziehen zu Drähten, und Legierung mit Materialien, die magnetisch möglichst unschädlich sind, aber die elektrische Leitfähigkeit herabsetzen. Das erstere Verfahren ist allgemein üblich; die verwendeten Blechdicken betragen zumeist 0,35 bzw. 0,5 mm; für schnelle Schwingungen, wie sie die drahtlose Telegraphie gebraucht, werden schon Eisenbleche von einigen hundertstel Millimeter hergestellt, doch ist bei ihnen wegen der unvermeidlichen Oxydschicht („Zunderschicht“) und auch wegen der zwischen den einzelnen Tafeln erforderlichen Isolationsschicht die Raumaussnutzung sehr schlecht. Es war deshalb ein großer Fortschritt, als es auf Vorschlag der Physikalischen Technischen Reichsanstalt den Eisenwerken gelang, die etwas spröden Legierungen von Eisen mit 4–5% Silizium, welche etwa den 5–6fachen spezifischen Widerstand besitzen wie reines Eisen, ebenfalls zu Blech auszuwalzen. Dies Material, das sog. legierte Blech, welches in kurzer Zeit beim Transformatorenbau alles andere verdrängt hat, besitzt nebenbei auch noch vorzügliche magnetische Eigenschaften, nur der Sättigungswert sinkt entsprechend dem durch das Silizium verdrängten reinen Eisen; es ist also da nicht verwendbar, wo es auf besonders

hohe Induktionen ankommt, beispielsweise in den Zähnen der Dynamoanker usw.

Das Auswalzen und das unumgänglich notwendige Ausglühen (s. d.) der Dynamobleche erfolgt in den sog. Feinblechwalzwerken.
Gumblich.

Dynatron, eine Hochvakuumröhre mit Glühkathode, zur Verstärkung von Wechselströmen sowie zur Schwingungserzeugung, welche durch sekundäre Kathodenstrahlung wirkt. Die Anordnung der Röhre ist: Die von einer Glühkathode (mit dem Potential Null) emittierten Elektronen werden von einer der Glühkathode zunächst stehenden durchbrochenen Elektrode (einem Gitter), welche eine hohe positive Spannung (z. B. 1000 Volt), von einer Batterie herkommend, hat, beschleunigt und treten zum größten Teil durch die Öffnungen des Gitters in den Raum hinter dem Gitter ein, wo sich eine dritte Elektrode, eine Platte oder ein Zylinder, befindet. Diese Platte hat ebenfalls eine positive Spannung, die variabel gedacht sei. Bei der Spannung Null erhält die Platte keinen Strom, bei allmählich ansteigender Spannung nimmt sie den größten Teil des Elektronenstroms auf. Es tritt jedoch bald mit höherwerdender Plattenspannung und infolgedessen erhöhter Geschwindigkeit der Elektronen beim Auftreffen auf die Platte eine sekundäre Kathodenstrahlung ein, welche zu dem hoch positiven Gitter hinübertritt. Daher nimmt der Elektronenstrom zu der Platte durch die abgegebenen sekundären Elektronen nach Erreichung eines Maximums wieder ab, und da bei größeren Primärgeschwindigkeiten pro auftreffendes Elektron mehrere sekundäre austreten, kehrt sich der Plattenstrom sogar um, nachdem er durch Null hindurchgegangen war, und erreicht beträchtliche negative Werte, die das Mehrfache des Emissionsstroms der Glühkathode betragen können. Nähert sich die Plattenspannung der Gitterspannung, so kann die Sekundärstrahlung nicht mehr an das Gitter gelangen, so daß der Plattenstrom nach Erreichung eines Minimums wieder ansteigt und durch Null hindurch zu der Stromrichtung übergeht, die der Elektronenaufnahme entspricht.

Zwischen dem genannten Maximum und Minimum sinkt der Plattenstrom also, trotz steigender Spannung zwischen Kathode und Platte, d. h. er hat dort ein Gebiet negativer Charakteristik. Daher ist dieses Gebiet zur Verstärkung und zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen geeignet. Man kann die Röhre in diesem Gebiet einen negativen Widerstand nennen, dessen Größe gleich der Spannungsänderung dividiert durch die entsprechende Stromänderung ist.

Die Dynatronröhre besitzt eine spannungs-gesteuerte Charakteristik. Sie ist daher bei kleinem Vorschaltwiderstand stabil und nur zur Erregung in Schwungradschaltung geeignet.

Das Pleiodynatron ist eine Dynatronröhre, welche ein zweites Gitter zwischen Glühkathode und dem oben beschriebenen Gitter besitzt. Dieses Gitter kann benutzt werden, um die Intensität der Schwingungserzeugung in einem gewünschten Takte zu ändern, z. B. im Takte der menschlichen Sprachfrequenzen, so daß eine Aussendung von Hochfrequenztelephonie damit möglich ist. Zu diesem Zwecke erhält das zweite Gitter gegen die Kathode Wechselspannungen, wie sie von einem besprochenen Mikrophon erzeugt werden.
H. Rukop.

Näheres s. A. W. Hull, Jahrb. Drahtl. Tel. 14, 47 u. 157. 1919.

Dyne (oder Dyn) ist im absoluten Maßsystem (cm-g-s) die Kräfteinheit. Sie ist für die Messung der Kraft, was die Sekunde, das Gramm, das Zentimeter für die Messung der Länge, der Masse, der Zeit sind. Man definiert sie durch die Größe derjenigen Kraft, die, wenn sie eine Zeiteinheit (Sekunde) lang auf die Masseneinheit (Gramm) wirkt, dieser eine Beschleunigung von der Geschwindigkeitseinheit (1 cm/s) erteilt. — Anschaulich wird die Größe der Dyne durch folgende Überlegung: Die Kraft $m \cdot g$ Dynen, mit der die Schwerkraft auf m Gramm Masse wirkt — g ist die durch die Erdschwere hervorgerufene Beschleunigung (g cm/s) — ist die Schwere (das Gewicht) von m . Unter 45° n. Br. ist $g = 980$ cm/s. Das Gewicht von 1 Gramm ist dort also 1.980 Dynen, daher ist 1 Dyne gleich dem Gewicht von 1.980 Gramm, d. h. etwas mehr als das Gewicht von 1 mg.

δ-Strahlen. Wenn α-Strahlen (s. d.) auf Materie treffen, so werden langsame β-Strahlen (s. d.), das sind negative, mit einem Elementarquantum ($4,77 \cdot 10^{-10}$ st. E.) geladene Korpuskeln mit rund $\frac{1}{2000}$ der Masse des Wasserstoffatoms, ausgelöst, die sich nur quantitativ, nämlich durch ihre wesentlich kleinere Geschwindigkeit von den stammverwandten β-Strahlen unterscheiden und unter dem Namen δ-Strahlen bekannt sind. Ihre Geschwindigkeit ist unabhängig vom Strahlermaterial, in dem sie ausgelöst werden, und sie gelangen wegen der Kleinheit dieser Geschwindigkeit und daher der Reichweite (s. d.) nur aus den äußersten Oberflächenschichten — etwa 10—20 Moleküle stark — ins Freie. Sie wirken weder

ionisierend noch fluoreszenzerregend und sind in praxi vorwiegend deshalb bemerkenswert, weil sie anfangs den Nachweis der zu erwartenden negativen Selbstladung eines positive α-Teilchen abgebenden Strahlers verhinderten, ja im Gegenteil eine positive Selbstaufladung vortäuschten. Da die α-Teilchen sowohl in der Hülle des eigenen Atoms, als in der radioaktiven Schicht selbst, als auch in dem Unterlagsmaterial solche Elektronen auslösen, durch deren negativen Ladungstransport der von den α-Teilchen getragene positive überkompensiert werden kann, ist dieses Ergebnis begreiflich. Erst durch Verwendung schwacher Magnetfelder, welche die langsamen δ-Strahlen auf Schraubenlinien wieder zu ihrem Ausgangspunkt zurückführen, lernte man ihren Einfluß zu vermeiden.

Auch β-Strahlen erregen sekundär die δ-Strahlen, ja nach einigen Versuchen zu schließen scheint es fast so, als ob die Erregung durch α-Strahlen nur eine mittelbare wäre, indem von den primären α-Strahlen zuerst sekundäre β-Strahlen, deren Geschwindigkeit gegenüber normalen β-Strahlen klein, gegenüber den δ-Strahlen groß ist, ausgelöst würden, die nun ihrerseits, also tertiär, die δ-Strahlen erregen.

Die Unabhängigkeit der Geschwindigkeit vom Strahlenmaterial sowie der Umstand, daß z. B. an luftfrei hergestellten Zinkflächen im Hochvakuum keine δ-Strahlen-Erregung zustande kommt, sprechen dafür, daß größtenteils die an der Metalloberfläche anliegenden (adsorbierten) Gas-Schichten Sitz der Emission sind. *K. W. F. Kohlrausch.*

δ-Cephei-Sterne s. Veränderliche Sterne.

E

Ebbe und Flut. Ebbe und Flut, Tiden, Gezeiten nennt man das zweimal täglich erfolgende Steigen (Flut) und Fallen (Ebbe) des Meeresspiegels, bzw. des Spiegels sehr großer Binnenseen (s. Fig. 1),

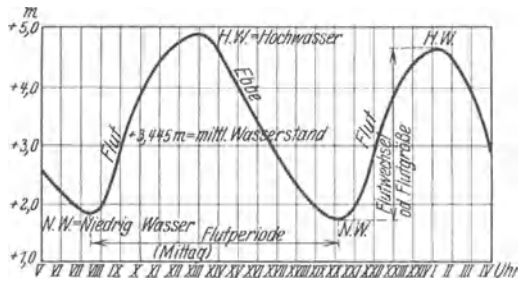


Fig. 1. Flutkurve von Cuxhaven.

das mit gewissen Horizontalströmungen, den Gezeitenströmungen, verbunden ist. Bewegungsursache sind die Anziehungskräfte von Mond und Sonne auf die Wassermassen der Ozeane und Seen. Die Wirkung des Mondes ist dabei etwa 2,3 mal so groß wie die der Sonne, wie man aus den Massen und Abständen leicht überschlagen kann. Daß die Erscheinung zweimal täglich eintreten muß, erkennt man daraus, daß (s. Fig. 2, die einen

Horizontalschnitt durch den festen Erdkern mit seiner Ozeanhülle darstellen soll) — wenn man der Einfachheit halber die anziehenden Gestirne sich in der Äquatorebene der Erde stehend denkt —

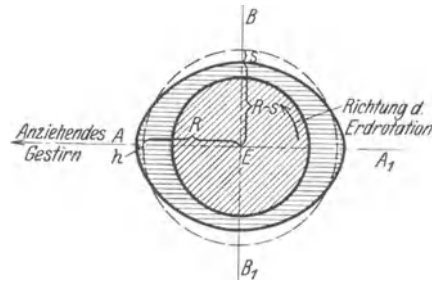


Fig. 2. Horizontalschnitt.

die Wasserteilchen auf der den Gestirnen zugewendeten Seite A stärker angezogen werden („fluterzeugende“ Kraft prop. $\frac{1}{r^3}$) als der Erdmittelpunkt E, dieser aber wieder stärker als die Teilchen in A¹. Es wandern also bei einer täglichen Umdrehung zwei „Anziehungshügel“ A in der Reihenfolge A¹, B, A, B¹ an jedem Ort der Erdoberfläche vorbei.

Die Beobachtung zeigt, daß der Eintritt des Hoch- bzw. Niedrigwassers (s. Fig. 1) an den meisten Stellen jeden Kalendertag (der mit einem Stern- tag, d. i. Dauer zwischen zwei Kulminationen, nicht übereinstimmt; letzterer ist für Sonne und Mond verschieden) etwas später geschieht, auch die Fluthöhe ändert sich im allgemeinen von Tag zu Tag. Die beiden Fluten eines Tages sind für Orte, die nicht auf dem Äquator liegen, fast stets ungleich. Die Gezeitenströmungen sind im allgemeinen am stärksten etwa kurz nach HW oder NW, während kurz nach dem Durchgang des Spiegels durch die Normallage Bewegungsumkehr oder „Kentern“ (s. d.) eintritt. Beim Eindringen der Flut in Flußmündungen (s. u.) spielt hierbei die Stärke des Wasserzuströmes aus dem Fluß eine wichtige Rolle, sowie der Ausgleich zwischen Süß- und Salzwasser; daher sind Strömungsbilder wie Fig. 3 möglich, bei denen z. B. an der Oberfläche

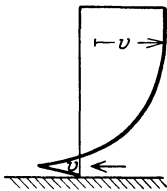


Fig. 3. Vertikalgeschwindigkeitskurve kurz vor dem Kentern des Stromes.

Bewegung flußaufwärts, in der Tiefe aber Bewegung seawärts herrscht bzw. umgekehrt. Ähnliches wird an Küsten mit flachem Abfall beobachtet. Starke Höhendifferenzen („Springflut“ s. d.) treten ein beim Zusammenwirken von Mond und Sonne zur Zeit des Neu- und Vollmondes (Opposition und Konjunktion), schwächere Differenzen („Nippflut“ s. d. oder „taube“ Flut) zur Zeit der

beiden Quadraturen. Die Fluthöhen bei Springflut und Nippflut verhalten sich im Mittel etwa wie 3:1 bis 4:1; mittlere Nordseefluthöhen sind etwa 3–4 m.

Die tatsächlich zu beobachtenden Gezeitenerscheinungen sind eine durch verschiedenartige Einflüsse recht verwickelte Bewegung.

So beeinflussen örtliche Sekundärererscheinungen das Bild sehr stark; sieht man von örtlichen meteorologischen Einflüssen ganz ab, so findet vor allem stets Überlagerung der „erzwungenen“ Wellen, die unmittelbar durch die Anziehungskraft der Gestirne entstehen, mit „freien“ Wellen statt, die je nach der Gestalt des Meeresbeckens und seiner Lage auf der rotierenden Erde (Corioliskräfte) verschieden sind. Die Eigengeschwindigkeit und Amplitude der freien Wellen sind dabei häufig von der Größenordnung der erzwungenen und es ergeben sich vielfach stehende Wellen. Damit hängen dann Erscheinungen zusammen wie z. B. die Amphidromien. Sie entstehen durch Interferieren von zwei stehenden Wellen mit Phasendifferenz bei gleicher Periode und sich schneidenden Knotenlinien (s. Fig. 4). Bei Amphidromien gehen die Linien gleichzeitigen Fluteintritts, die „Flutstundenlinien“ (das sind die Verbindungslinien der Orte, die vom Scheitel der Flutwelle gleichzeitig erreicht werden), die normalerweise fortschreiten, als Strahlen von einem Punkt ohne Tidebewegung aus. Einen gewissen Einfluß hat auch die Reibung am mehr oder weniger tiefen Meeresboden (Energieentzug).

Aber auch die unmittelbar von Mond und Sonne erregte Bewegung besteht aus einer ganzen Reihe von Teileinflüssen. Die statische Gezeitentheorie, die die Meeresoberfläche in jedem Augenblick als Niveaufläche (s. d.) im Schwerfeld von Erde, Mond und Sonne ansieht, unterscheidet —

wie man auch auf Grund harmonischer Analyse von langen Messungsreihen der Gezeitenbewegung nachzuweisen in der Lage war — neben vielen anderen folgende besonders deutlich ausgeprägte „Partialtiden“, die sich überlagern:

1. eine ungefähr 12¹/₂stündige Mondtide, die größte Komponente der Gezeitenbewegung,

2. eine 12stündige Sonnentide, — in dem Zeitunterschied von 1 u. 2 kommt die verschiedene Dauer des „Sonnetages“ und des „Mondtages“ zum Ausdruck —,

3. eine ungefähr 24stündige Sonnentide,

4. eine ungefähr 25stündige Mondtide, diese beiden wegen der verschiedenen großen Maximalerhebungen an den Enden eines Breitenkreisdurchmessers.

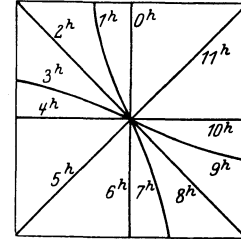


Fig. 4. Schema einer Amphidromie bei Superposition zweier stehender Wellen mit um 90° verschiedener Achsenrichtung, 2 Stunden Phasendifferenz und gleicher Huhöhe.

Von den drei letzten Partialtiden ist jede etwa halb so stark wie die erste. Von den weiteren Teiltiden, unter denen z. B. auch 14tägige und monatliche Mondtiden, halbjährliche Sonnentiden vorkommen, ist keine von größerer Amplitude als von einem Fünftel der Amplitude der halbtägigen Mondtide. Die einzelnen Teiltiden sind im allgemeinen phasenverschoben und verursachen auf diese Weise den Wechsel zwischen den verschiedenen Flutstärken (Springflut, Nippflut).

Die dynamische Theorie der Gezeiten (zuerst von Laplace) versucht die Integration der Bewegungsgleichungen der Flüssigkeiten (s. d.) auf der ganz mit Wasser bedeckten, rotierenden Erde unter der Wirkung des Gravitationspotentials der drei Himmelskörper. Man erhält so u. a. eine von der Massenträgheit herrührende Verspätung des Gezeiteneintritts, sowie die Möglichkeit des Auftretens freier Schwingungen, die von den Meeresabmessungen abhängen. Airy stellte die Kanaltheorie der Gezeiten auf, indem er erzwungene Schwingungen in einem Kanal parallel zum Äquator oder zu einem Meridian (Sonne und Mond in der Äquatorebene) untersuchte; er fand eine Gezeitenperiode von der halben scheinbaren Umlaufzeit des Gestirns; auch die bereits erwähnte Verspätung.

Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Flutwelle von der Tiefengestaltung abhängt, weicht auch je nach der Ufergestaltung (Meeresbucht u. ä.) das Eintreffen des HW an einem Hafenort ab. Als Hafenzzeit bezeichnet man die Zeit zwischen Mondkulmination bei Neumond und Fluteintritt zu diesem Datum; hieraus kann man angenähert die Eintrittszeiten bei anderen Mondstellungen ermitteln. Genauere Angaben sind in sog. Gezeiten- tafeln festgelegt, die das Reichsmarineamt jährlich herausgibt. Über die deutsche Gezeitenrechen- maschine s. Zeitschrift für Instrumentenkunde 1924.

Defant, Sterneck u. a. haben für bestimmte Meeresbecken (z. B. die Adria) mit recht gutem Erfolge genauere Untersuchungen angestellt; für einen endlich langen rechteckigen Kanal (angenähert für die Nordsee gültig) hat Taylor 1920 theoretisch interessante Berechnungen veröffentlicht. Diese Arbeiten sind Erweiterungen der unter : See-

spiegelschwankungen angedeuteten Berechnungen der freien Schwingungen in abgeschlossenen Becken. Das Eindringen von Ebbe und Flut in ein Becken, das mit dem Meer durch einen zeitlich variablen Querschnitt in Verbindung steht (Unterlagen für ein Ebbe- und Flutkraftwerk) untersuchte S. Chapman 1923.

Von besonderem Interesse ist das Eindringen von Ebbe und Flut in Buchten und Flußmündungen und die (nur überschläglich mögliche) Ermittlung des Einflusses baulicher Änderungen [Zuydersee-Projekt (Rechnungen von H. A. Lorentz), Dammbau Sylt und Dammpjekt Norderney (Rechnungen von Krey und Öltjen-Reineke)], sowie der oben angedeuteten Wechselwirkung zwischen Fluß und Meer. Über das Auftreten der häufig fast senkrecht mit mehreren Metern Höhe auftretenden „Bore“ oder „Maskaret“ in Flußmündungen s. Bore. Bei den Formeln für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in Flußmündungen (Schwallwellenformel s. Hebungswellen) darf dann weder die Wandreibung, noch die Wirkung des Oberwasserzustromes aus dem Fluß außer acht gelassen werden (Flut mit Flutstrom, Flut mit Ebbestrom, Ebbe mit Ebbestrom, Ebbe mit Flutstrom), vgl. Krey: „Die Flutwelle in Flußmündungen und Meeresbuchten“, Mitteilung Nr. 2 der Preuß. Versuchsanst. f. Wasserbau und Schiffbau Berlin. 1926.

Eisner — O. Schrenk.

Näheres s. Lehrbücher von Lamb, Darwin, Krümmel, ferner Einzelarbeiten von Jeffreys, Taylor, Proudman, Defant u. a.

Ebbe- und Flutwellen s. Ebbe und Flut.

Ebene, neutrale s. Biegung.

Eberhard-Effekt. Sehr stark geschwärzte Flächen auf fotogr. Platten bzw. Films zeigen, zumal wenn sie an sehr wenig geschwärzte Flächen angrenzen, helle Umrandungen, d. h. also, daß nahe der Grenzlinie der stark geschwärzten Fläche der Schleier (falls die angrenzende Fläche unbelichtet ist), geringer ist als der normale Schleier an anderen Stellen der Platte. Dieser (Eberhard)-Effekt wird auf eine Entwicklerverarmung in der Schicht zurückgeführt, die durch die stark geschwärzte Fläche in deren nächster Umgebung hervorgerufen wird.

Meidinger.

Ebertscher Ionenaspirator s. Ionenzähler und Ionenzahl.

Echelon s. Stufengitter.

Echo nennt man einen reflektierten Schall, wenn der primäre Schall so kurzdauernd und die Schallquelle von der reflektierenden Wand so weit entfernt ist, daß der reflektierte und der primäre Schall zeitlich deutlich getrennt sind. Bezüglich der relativen Intensität des Echos ist in erster Linie das Material der reflektierenden Wand maßgebend. Eine feste, zusammenhängende Wand reflektiert anders als der Rand eines Waldes. Bezüglich der Tonhöhe sind die sog. harmonischen Echos zu erwähnen, bei denen der reflektierte Schall eine andere Tonhöhe haben soll als der primäre. Das dürfte stets darauf zurückzuführen sein, daß der primäre Schall schon aus mehreren Partialtönen besteht, von denen infolge der Beschaffenheit der reflektierenden Wand der eine oder andere in einer bestimmten Richtung besonders gut reflektiert wird („selektive“ Reflexion).

Infolge eigenartiger Beschaffenheit der Atmosphäre (Temperatur-Inversion) können auch sog.

Luftechos auftreten. So wurden nach einer heftigen Detonation (1917 in Flandern) mehrere aus der Luft kommende Echos gehört, ähnlich, als wenn sich der ganze Vorgang in einer großen, geschlossenen Glasglocke abspielte.

Über „pfeifende“ oder „flötende“ Echos s. Reflexionstöne. S. auch Reflexion des Schalles.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Echolot (Behmloot). Seit einigen Jahren mißt man in der Schiff- und Luftfahrt die Meerestiefe, bzw. die Höhe mit reflektierten Schallwellen. Das Echolot ermittelt zu diesem Zweck die Sekundenzahl zwischen der Abgabe eines Knallsignals unter Wasser, bzw. in der Luft, und der Ankunft seines vom Meeresboden oder Erdboden zurückgeworfenen Echos. Aus der beobachteten Zeitdauer und der bekannten Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Wasser, bzw. Luft, kann die Tiefe des Gewässers, bzw. die Höhe, berechnet werden.

v. Staal.

Economiser (Wärmefang). Economiser, vom engl. to economise = sparen, sind Einrichtungen zur Vorwärmung des Speisewassers der Dampfkessel mittels der Abgase des Kessels. Durch die Übertragung der Abwärme an das Speisewasser wird Brennmaterial gespart, außerdem wird der Kessel durch Anwendung vorgewärmten Wassers sehr geschont, da in ihm geringere Temperaturdifferenzen und Spannungen auftreten, auch weniger Luft und Schlamm, bzw. Kesselstein in den Kessel gelangt. Die üblichen Bauarten der Economiser bestehen im wesentlichen aus einer großen Zahl stehender Rohre, durch welche das Wasser strömt. Die Rohre sind in Gruppen geordnet, welche durch Klappen ausgeschaltet werden können und von außen durch Kontrolltüren im Mauerwerk zugänglich gemacht sind. Vom Ruß werden diese Rohre durch langsam auf- und abzubewegende Kratzer oder durch Abblasen mittels Dampf gereinigt. Das Wasser durchströmt die Rohre im Gleich- oder im Gegenstrom zu den Abgasen. Im Dauerbetrieb rechnet man mit einer Wärmedurchgangszahl durch die Economiserrohre von 8—13 Cal/m²St °C.

L. Schneider.

Edelsteine, künstliche s. Rubinherstellung.

Edison-Akkumulator s. Akkumulator.

Edison-Effekt. Der Elektronenstrom, der schon mit einer Spannung von wenigen Volt in einer Glühlampe von dem glühenden Faden als Kathode zu einer in der Glühlampe angebrachten kalten Anode fließt, heißt nach ihrem angeblichen Entdecker Edison-Effekt.

Güntherschulze.

Edison-Schrift s. Phonograph.

Effektive Kernladung. Befinden sich innerhalb einer Elektronenschale oder eines Elektronenringes irgendwelche dem Atomkern näherstehende Elektronen (s. Bohr-Rutherfordsches Atommodell), so „schirmen“ diesen einen Teil der Kernladung $Z \cdot e$ ab, wodurch die betrachtete Schale (bzw. der Ring) als unter der Wirkung einer kleineren, ebenfalls als punktförmig gedachten sog. „effektiven“ Kernladung $Z' \cdot e$ stehend angesehen werden kann (dieser fiktive Kern wird oft auch als „Ersatzkern“ bezeichnet). Befinden sich p Elektronen (Ladung e) innerhalb der betrachteten Schale, so ist $Z' \cdot e = Z \cdot e - p \cdot e = (Z - p) \cdot e$. Eine weitere Verminderung der Kernwirkung auf ein Einzelelektron einer Schale wird durch die gegenseitige Abstoßung der Elektronen dieser Schale selbst verursacht, welche

somit die „effektive Kernladung“ noch um einen von der Besetzungszahl dieser Schale abhängigen, im allgemeinen unganzzahligen Betrag verkleinert.

Effektive Spannung nennt man den quadratischen Mittelwert der Spannung eines Wechselstromes von der Form $e = E_m \sin \omega t$.

Sie ist gleich:

$$E = \frac{E_m}{\sqrt{2}} = 0,707 E_m.$$

Vgl. Mittelwerte von Wechselstromgrößen.

v. Staal.

Effektive Steigung s. Steigung einer Luftschraube.

Effektive Stromstärke s. Effektivwert.

Effektive Wellenlänge. In der optischen Pyrometrie spielt die Wien-Plancksche Strahlungsgleichung (s. Strahlungs-pyrometer) $\log n \frac{H_2}{H_1} =$

$\frac{c}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$ eine große Rolle, durch die das Helligkeitsverhältnis $H_2:H_1$ zweier schwarzer Körper der Temperaturen T_2 und T_1 bei einer bestimmten Wellenlänge λ in Beziehung gesetzt werden. Die Größe c bedeutet eine Konstante. Handelt es sich um spektral zerlegtes Licht, so ist die Wellenlänge λ verhältnismäßig einfach zu bestimmen. Wird die Wellenlänge aber durch ein Farbglas festgelegt, das einen gemischten Spektralbereich hindurchläßt, so spricht man von der effektiven Wellenlänge des Farbglases. Sie ist als diejenige Wellenlänge λ_e definiert, bei der das spektrale Helligkeitsverhältnis das gleiche ist wie bei der gemischten Strahlung. Wenn man mit $\varphi(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Auges, mit $D(\lambda)$ die spektrale Durchlässigkeit des Glases und mit $E(\lambda, T)$ die spektrale Energieemission des schwarzen Strahlers der Temperatur T bezeichnet, so gilt

$$\ln \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot E(\lambda, T_2) \cdot d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot E(\lambda, T_1) \cdot d\lambda} = \frac{c}{\lambda_e} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right).$$

Man erkennt, daß λ_e eine Funktion von T_1 und T_2 ist; deshalb wird in diesem Falle die effektive Wellenlänge vollständiger als $\lambda(T_1, T_2)$ geschrieben. Läßt man T_1 und T_2 zusammenfallen, derart, daß $T_2 = T_1 = T$ ist, so liefert eine einfache Rechnung für die effektive Wellenlänge $\lambda_e = \lambda(T)$, die jetzt nur von T abhängt.

$$\lambda(T) = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot E(\lambda, T) \cdot d\lambda}{\int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \varphi(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot E(\lambda, T) \cdot d\lambda}.$$

Weiter läßt sich zeigen, daß die beiden effektiven Wellenlängen $\lambda(T_1, T_2)$ und $\lambda(T)$ in der Beziehung stehen:

$$\frac{1}{\lambda(T_1, T_2)} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \frac{T_2}{T_1} \frac{dT}{T^2 \cdot \lambda(T)}$$

Als bewährte Annahme hat sich erwiesen,

$$\frac{1}{\lambda(T)} = \frac{1}{\lambda_0} - \frac{2\gamma}{T} \text{ und dementsprechend}$$

$$\frac{1}{\lambda(T_1, T_2)} = \frac{1}{\lambda_0} - \gamma \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right)$$

zu setzen. Zur Berechnung der effektiven Wellenlängen verfährt man praktisch so, daß man $\lambda(T)$ nach der zweiten oben angegebenen Gleichung für zwei Temperaturen T durch graphische Auswertung

der Integrale ermittelt und damit die beiden Konstanten λ_0 und γ berechnet.

Für Farbgläser mit schmalem Durchlässigkeitsbereich ist die effektive Wellenlänge wenig von der Temperatur abhängig. Z. B. wurden für ein bestimmtes Exemplar des Jenaer Rotfilters 4512 folgende Zahlen gefunden:

T	1000	2000	3000	ω^0 abs.
λ	0,6604	0,6542	0,6521	0,6480 μ .

Ist der betrachtete Strahler kein schwarzer Körper, so ist überall die wahre Temperatur T durch seine Farbtemperatur (s. d.) F zu ersetzen.
Henning.

Effektive Wellenlänge (astronomisch). Durch ein vor das Fernrohr objektiv gesetztes Gitter werden auf der photographischen Platte neben dem Zentralbild zwei noch leidlich kreisrunde Beugungsbilder erzeugt, deren Abstand vom Zentralbild eine Funktion der im Sternlicht hauptsächlich wirksamen Strahlungsgattung, d. h. der Sternfarbe, ist. Hieraus errechnet sich als rein empirischer Begriff die effektive Wellenlänge. Da die beobachteten Werte aber von Expositions-dauer, Sternhelligkeit, Dispersionskurve des Objektivs und Plattensorte abhängen, so hat die Methode nur eine sehr geringe Genauigkeit und kommt nur für Durchmusterungen in Betracht.

Ebenso steht es mit den visuellen Farbenschätzungen, obwohl einige Beobachter dabei recht gute Resultate erzielt haben.

Der Farbenindex (s. d.) steht in enger Beziehung zum Spektraltypus d. h. zum Liniencharakter des Spektrums. Doch ist diese Beziehung nicht eindeutig. Vor allem bei den späten Typen ist ein Stern von einem bestimmten Spektraltypus um so stärker gefärbt, je größer seine absolute Helligkeit ist.
Bottlinger.

Näheres s. Handbuch d. Astrophysik. Bd. 2. Kolorimetrie.

Effektivwert. Der Effektivwert I eines periodischen Stromes i ist durch die Beziehung definiert

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} \quad (T = \text{Periodendauer}).$$

Für den einwelligen Strom $i = I_m \sin \omega t$ ergibt sich hieraus $I = 0,707 I_m$. (Effektive Stromstärke). Vgl. Mittelwerte von Wechselströmen.

R. Schmidt.

Effektkohlen. Mit Metallsalzen versetzte Kohlenelektroden für Bogenlicht. Der Spannungsabfall des Bogens ist bei ihnen wesentlich geringer als an reinen Kohlenelektroden. Der Bogen ist durch das Linienspektrum des Metalls des benutzten Salzes gefärbt, so daß sich äußerst intensive Licht- und Farbenwirkungen bei sehr großer Ökonomie durch Zusatz geeigneter Salze erzielen lassen. Da die Kohlen jedoch beim Brennen vielfach schädliche Gase entwickeln, können sie nicht in Innenräumen verwandt werden.
Güntherschulze.

Eigenbewegungen der Fixsterne. Die räumliche Bewegung der Fixsterne wird durch 2 Komponenten in der Tangentialebene an die Himmelssphäre im Sternort und eine radiale Komponente bestimmt. Erstere beiden Komponenten werden schlechthin mit Eigenbewegung bezeichnet und sind nur im Bogenmaß angebar, letztere, die Radialgeschwindigkeit (s. d.) wird mit dem Spektroskop in linearem Maßstab gemessen.

Die Eigenbewegungen, deren Vorhandensein Halley nachwies, sind seitdem in weitem Maße

studiert worden. Vor allem wurde zuerst von Herschel aus den Eigenbewegungen die Sonnenbewegung abgeleitet (s. Apex). Ist die mittlere Translationsgeschwindigkeit der Sterne in verschiedenen Himmelsgegenden gleich, so muß die mittlere Eigenbewegung mit der Parallaxe abnehmen. Diese Überlegung hat Kapteyn veranlaßt, eine Interpolationsformel aufzustellen, aus der man für Sterne mit unmeßbar kleinen Parallaxen aus der Eigenbewegung parallaktische Mittelwerte erhält. Ein Teil der scheinbar hellsten Sterne hat unmeßbar kleine Eigenbewegungen. Daß die Ursache hiervon nicht darin liegt, daß diese Sterne keine Relativbewegungen zur Sonne ausführen, also etwa eine Gruppe mit dieser bilden, folgt aus ihren Radialgeschwindigkeiten, die von 0 verschieden sind. Sie sind somit sehr entfernte und absolut sehr helle Sterne, meistens Vertreter der Spektraltypen O und B, oftmals aber auch von gelbem oder rotem Typus.

Kapteyn hat die Entdeckung gemacht, daß es im Sternsystem 2 bevorzugte Richtungen der Sternbewegung gibt und daß sich scheinbar 2 Schwärme von Sternen durchdringen. Ihre gegenseitige Bewegungsrichtung, der Vertex, liegt in der Milchstraße. Neuere Untersuchungen von Strömberg zeigten jedoch viel kompliziertere Verhältnisse, indem physisch ähnliche Gebilde auch eine gewisse Gemeinsamkeit in ihrer Bewegung zeigten. Über Ansätze zur Erklärung dieses Verhaltens siehe Universum.

Besonders wichtig sind die Sterne, von denen wir außer der Eigenbewegung noch die Parallaxe und die Radialgeschwindigkeit kennen. Wir können hier die räumliche Bewegung nach Richtung und Größe bestimmen. Es zeigt sich, besonders bei den seltenen Sternen mit besonders großer Geschwindigkeit, den Schnellläufern eine auffallend einseitige Geschwindigkeitsverteilung, für die Oort eine Erklärung gegeben hat (s. Universum).

Die ganz großen Eigenbewegungen betragen mehrere Bogensekunden im Jahr (Maximum 10). Werte unter 0,01 sind als ganz unsicher anzusehen. Doch wird in absehbarer Zeit durch Neuobachtung von Sternkatalogen die Genauigkeit erheblich vergrößert werden.

Bottlinger.

Eigendrehung (eines Flugzeugs) s. Autorotation.

Eigenfrequenz von Spulen s. Eigenschwingung von Spulen.

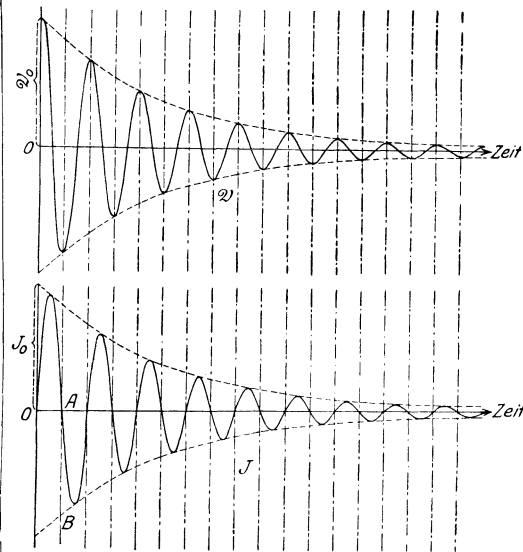
Eigenlicht der Netzhaut. Wenn man die Augen vor jeglichem Lichteinfall schützt und das Abklingen der bestehenden Netzhauterregungen abwartet, so erscheint das Gesichtsfeld keineswegs schwarz, sondern es machen sich eigenartige Lichterscheinungen bemerkbar, die wegen ihrer Unabhängigkeit von äußeren Lichtreizen als das Eigenlicht der Netzhaut bezeichnet werden. Einerseits handelt es sich um bewegte Lichtphänomene, die bald als wallende Nebel, bald als wandernde konzentrische Ringe, gefäßartig verzweigte Figuren oder auch als zahlreiche kleine Flecke oder Pünktchen beschrieben werden und um so deutlicher hervortreten, je mehr bei der fortschreitenden Dunkeladaptation die Erregbarkeit des Sehorgans sich steigert. Ihre Entstehung verdanken sie „inneren Reizungen“ offenbar vorwiegend mechanischer Natur, worauf ihre häufig nachweisbaren nahen Beziehungen zu Augenbewegungen sowie zu den periodischen Vorgängen im Kreislaufsystem

hindeuten. Andererseits sind auch die zwischen diesen bewegten Lichterscheinungen liegenden Teile des Gesichtsfeldes keineswegs „lichtfrei“, sondern erscheinen in einem, je nach den Kontrastverhältnissen, helleren oder dunkleren Grau. Während eine Reihe von Autoren geneigt ist, auch diese allgemeine Aufhellung des Gesichtsfeldes mit inneren Reizvorgängen zu erklären, entspricht sie nach E. Hering dem beim Fehlen äußerer Reize bestehenden autonomen Gleichgewicht der Schwarzweiß-Substanz, dessen psychisches Korrelat nach seiner Theorie der Gegenfarben (s. Farbentheorie) das mittlere Grau ist. In diesem Sinne spricht Hering auch vom Eigengrau der Netzhaut. Bei der Beurteilung der Reizwirkung schwacher objektiver Lichter darf das Eigenlicht der Netzhaut nicht unberücksichtigt bleiben.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Opt., III. Aufl., Bd. 2, 1911.

Eigenschwingung, elektrische (freie Schwingung), ist eine Schwingung, welche sich in einem Kondensatorkreis nach einer einmaligen Erregung desselben eine Zeitlang aufrecht erhält, ohne daß



Abklingende Schwingung.

während dieser Zeit eine Beeinflussung von außen erfolgt. Sie ist demnach nur abhängig von den Konstanten des Kreises. Entlädt sich ein Kondensator über eine Selbstinduktion und Widerstand, so gilt die Gleichung

$$J + WC \frac{dJ}{dt} + LC \frac{d^2J}{dt^2} = 0,$$

die Lösung ist, wenn $W^2 < \frac{4L}{C}$

$$J = J_0 e^{-\beta t} \sin \omega t \quad \beta = \frac{W}{2L}$$

d. h. wir erhalten eine abklingende Schwingung, deren Schwingungszahl gegeben ist durch

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{W}{2L}\right)^2} \quad (\text{Thomson'sche Formel})$$

bzw. $\lambda = \lambda_0 \left[1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2 \right]$ das letzte Glied ist selbst bei $\delta = 0,5$ kleiner als 0,007, also immer zu ver-

nachlässigen. Die Periode T der Eigenschwingung ist dann $\frac{2\pi}{\omega}$ oder ungefähr gleich $2\pi\sqrt{LC}$.

Die Spannung am Kondensator ist

$$V = J_0 \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \cos(\omega t + \varphi).$$

$\text{tg } \varphi = \frac{\beta}{\omega} = \frac{W}{\omega L} \sim \text{meist} = \varphi$ (sehr klein) $= \frac{\beta}{\pi}$ (Verlustwinkel des Kreises). β ist andererseits gegeben durch die Dämpfung:

$$\frac{J_1}{J_0} = e^{\beta T} = \frac{e^{-\beta t}}{e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} = \log. \text{ Dekrement.}$$

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 2.

Eigenschwingung s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Eigenschwingung einer Antenne ist diejenige Schwingung, die man in der Antenne ohne Zuschaltung von Induktivität oder Kapazität erhält, wenn man sie durch Stoßerregung erregt und frei ausschlagen läßt. Für jede Antenne lassen sich einfache empirische Beziehungen der Eigenschwingungen zu den Längenabmessungen der Antenne aufstellen:

$\lambda_0 = k \cdot l$ und zwar ist dann l die größte in dem Gebilde auftretende Längendimension. Der Faktor k ist um so größer, je größer bei gleicher Antennenkapazität das Verhältnis der Antennenkapazität zur Selbstinduktion und je großflächiger die Antenne ist.

Für den geraden Draht gilt $\lambda_0 = 4,1 l$

Neigt er sich mehr zu Boden, d. h.

wird die Kapazität größer, so gilt $\lambda_0 = 4,2 l$

Wird die Antenne breiter, z. B. für eine Antenne mit einer Breite

$$= \frac{1}{2} l \dots \dots \dots \lambda_0 = 5-7 l$$

Z. B. alte Γ -Antenne Nauen . . . $\lambda_0 = 5,5 l$

Für eine schmale T-Antenne, z. B.

Schiff gilt $\lambda_0 = 4,5-5 l$

Für eine Schirmantenne je nach Drahtzahl $\lambda_0 = 6-8 l$

Bei sehr großer Drahtzahl und geringerer Höhe $h < \frac{1}{3} l$ $\lambda_0 = 8-10 l$

A. Meißner.

Näheres s. Meißner, Physikal. Zeitschr. 1919, S. 130.

Eigenschwingung von Spulen (beide Enden frei). Die Wellenlänge λ_0 der Eigenschwingung von Spulen ist eine Funktion der Drahtlänge l , aber stark abhängig vom Verhältnis $\frac{\text{Höhe}}{\text{Durchmesser}} = \frac{h}{2r}$

$$\text{Für } \frac{h}{2r} = 6 \quad 1 \quad 0,1$$

ist näherungsweise λ_0 1,3 l 2,6 l 3,6 l .

Das Verhältnis Ganghöhe zu Drahtdurchmesser hat eine untergeordnete Bedeutung. Ist die Spule auf Hartgummi gewickelt, sind obige Werte um 8—25% höher. Da die Wellenlänge in der Größenordnung der Länge des Spulendrahtes liegt, handelt es sich bei den Eigenschwingungen um nicht quasi-stationäre Vorgänge. Die Spule ist ein System mit verteilter Kapazität und Selbstinduktion.

Neben der Grundschwingung tritt eine Reihe von Eigenschwingungen auf, die aber nur angenähert harmonische Oberschwingungen der Grundschwingung sind. Nach Rogowski kann man

zwei Arten von Eigenschwingungen unterscheiden. Bei den Eigenschwingungen erster Art gerät die Spule in Stromresonanz, d. h. in der Mitte der Spule liegt ein Strombauch, an den Enden Stromknoten (Spannungsbäuche). Bei den Eigenschwingungen zweiter Art tritt Spannungsresonanz auf. In der Spulenmitte ist ein Stromknoten, an den Enden Spannungsknoten. *E. Alberti.*

Näheres s. A. Gothe, Archiv f. Elektrot. 9, 1, 1920.

Eigenspannungen oder **innere Spannungen** sind solche Spannungssysteme, die sich innerhalb des betrachteten Körpers das Gleichgewicht halten und somit ohne äußere Kräfte bestehen. Die Voraussetzung für die Entstehung von Eigenspannungen ist eine bleibende Formänderung des Körpers. Bei den Metallen und Legierungen entstehen Eigenspannungen vorwiegend auf drei Wegen:

1. bei der schnellen Abkühlung von Gußstücken. Die schnellere thermische Kontraktion der schneller gekühlten Teile bewirkt ihre plastische Verschiebung gegenüber den anderen Körperteilen während der Abkühlung, wodurch nach der Abkühlung und nach vollzogenem Temperaturengleich Eigenspannungen verbleiben;

2. bei heterogenen Umwandlungen und Reaktionen im festen Zustande, die mit Volumenänderungen verbunden sind. Solche Umwandlungen vollziehen sich nicht gleichzeitig im ganzen Körper, und verursachen plastische Verschiebungen einzelner Körperteile gegeneinander;

3. bei der plastischen Formänderung durch äußere Kräfte (Reckung, Ziehen), wobei Körperteile gegeneinander verschoben werden.

Die Eigenspannungen sind in vielen Beziehungen technisch nachteilig. Sie setzen die Festigkeit des Körpers herab und können sein freiwilliges Aufreißen herbeiführen. Durch Ausgleich von Eigenspannungen oder durch stoffabhebende Behandlung (Abdrehen, Abhobeln usw.) des Körpers kann sich derselbe verkrümmen usw. Zur Beseitigung der Eigenspannungen genügt bei Metallen und Legierungen in der Regel eine Erhitzung auf Temperaturen unterhalb der Rekristallisationsgrenze, so daß die Verfestigung hierbei nicht beseitigt wird. *G. Masing.*

Eigenwellenlängen s. Lichtelektrischer Effekt.

Eigenzeit heißt die längs einer Weltlinie gemessene Zeit, wenn sie mit einer Uhr gemessen wird, deren Bewegungszustand durch die Weltlinie gegeben ist. Die Eigenzeit ist gleich dem Intervall $\int ds$. S. Relativitätsprinzip. *Reichenbach.*

Eikonale, von H. Bruns 1895 angegebenes Mittel zur Ableitung allgemeiner Gesetze der geometrischen Optik. Das Eikonale oder vielmehr die Eikonale stehen in einfachen Beziehungen zur optischen Weglänge (s. Optische Abbildung) und zur charakteristischen Funktion Hamiltons. Neuerdings sind die Eikonale besonders benutzt worden in den Abhandlungen von T. Smith, M. Herzberger und H. Boegehold. *H. Boegehold.*

Näheres s. Die neuesten Bände der Trans. Opt. Sec. London und der Ztschr. f. Phys., sowie Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. VIII. Berlin, J. Springer, 1929.

Einankerumformer s. Umformer.

Einbeulen s. Stabilität elastischer Systeme.

Eindecker heißt ein Flugzeug mit nur einem Flügel(paar). Beim Eindecker kann die Tragfähigkeit der Flügel besser ausgenützt werden als beim Mehrdecker; daraus folgt aber noch nicht etwa die grundsätzliche Überlegenheit des Eindeckers (s.

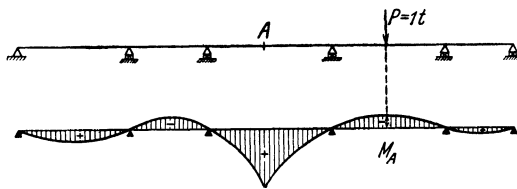
Doppeldecker). Die früher nötige umständliche Verspannung brachte den Eindecker konstruktiv bald hinter den Doppeldecker zurück. Seit man (nach dem Vorgang von Junkers) verspannungslose Eindecker bauen konnte, trat diese Konstruktion wieder mehr in den Vordergrund. *L. Hopf.*

Eindringungsfestigkeit s. Härte.

Einfachheit s. Ökonomieprinzip.

Einfallswinkel s. Reflexion des Lichtes.

Einflußfunktion. Eine bekannte „Last“ L , z. B. eine Kraft, ein Kräftepaar usw., erzeugt in einem bestimmten Punkte A eines starren oder elastischen Körpers eine „Wirkung“ (z. B. eine Spannung oder Verschiebung, Verzerrungsgröße, Biegemoment usw.), deren Betrag von Größe, Verteilung und Angriffsstelle B der Belastung abhängt. Ist der Körper starr oder genügt ein elastischer Körper dem Hookeschen Gesetz (s. d.) und erleidet er nur kleine Formänderungen, so sind Wirkung und Intensität der Belastung proportional.



Einflußlinie für das Biegemoment M_A eines kontinuierlichen Balkens auf sechs Stützen infolge vertikaler Lasten $P = 1t$ (schematisch).

Die Funktion $g = g(A, B)$, welche den „Einfluß“ einer Einheitslast $L = 1$ an der beliebigen Angriffsstelle B auf die Wirkung W in einem anderen Punkte A des Körpers angibt, heißt *Einflußfunktion*. Sie ist mit der Greenschen Funktion des Problems identisch. Der Gesamteinfluß $W(A)$ einer Gruppe von n Lasten L_i mit den Angriffspunkten B_i ($i = 1, 2, \dots, n$) auf die Wirkung W in einem beliebigen, aber bestimmten Punkte A des Körpers setzt sich aus den Einzeleinflüssen $L_1 \cdot g(A, B_1), L_2 \cdot g(A, B_2) \dots$ zusammen und ist gleich ihrer Summe

$$W(A) = \sum_{i=1}^n [L_i \cdot g(A, B_i)],$$

da (nach Voraussetzung das Superpositionsgesetz gilt. In der Statik wird viel mit solchen Einflußfunktionen gearbeitet, wo sie insbesondere dann große Vorteile bieten, wenn bewegliche Lasten vorhanden sind und es sich darum handelt, jene Belastungsgruppierung aufzufinden, welche ein Maximum der betreffenden Wirkung verursacht und deswegen für die Querschnittsbemessung usw. maßgebend ist.

In den Sonderfällen, wo der betrachtete Körper ein Stab oder eine Schale (Platte) ist, kann man die Einflußfunktion leicht anschaulich darstellen. Denkt man sich z. B. über der Mittelebene einer Platte an jeder Angriffsstelle (x, y) den Einflußwert $g[A, B(x, y)]$ als Höhe z abgetragen, so entsteht eine Fläche, welche man *Einflußfläche* für die Wirkungen g im Punkte A nennt. Die Fläche zeigt sehr anschaulich, in welchen Teilflächen der Platte die Last einen positiven Beitrag ($z > 0$) zur Gesamtwirkung liefert und wo einen negativen Beitrag ($z < 0$). Die Grenze zwischen beiden Gebieten heißt *Belastungsscheide*. Bei Stäben erhält man auf gleiche Weise die sogenannte *Ein-*

flußlinie. Die obenstehende Figur zeigt als Beispiel die Einflußlinie für das Biegemoment M_A im Punkte A eines Balkens auf sechs Stützen infolge einer vertikalen Einheitskraft an beliebiger Stelle des Balkens.

Unter Einflußfunktion (Einflußlinie bzw. Einflußfläche) im engeren Sinne versteht man die Greensche Funktion $g(A, B)$ für eine Einzelkraft \mathfrak{R} oder für ein Kräftepaar \mathfrak{M} vom Betrag eins, welche Funktionen sich natürlich mit den Richtungen der Einheitsvektoren \mathfrak{R} bzw. \mathfrak{M} ändern. Zwischen den Einflußfunktionen $g_{\mathfrak{R}}(A, B)$ und $g_{\mathfrak{M}}(A, B)$ bestehen übrigens Differentialbeziehungen, die es ermöglichen, $g_{\mathfrak{M}}(A, B)$ aus $g_{\mathfrak{R}}(A, B)$ zu berechnen. Für ein bestimmtes System genügt somit eigentlich bereits die Kenntnis der Einflußfunktion $g_{\mathfrak{R}}(A, B)$ für beliebig gerichtete Einzelkräfte \mathfrak{R} , da $g_{\mathfrak{M}}(A, B)$ auf diese zurückgeführt werden kann.

Es ist ferner möglich, die Einflußfunktion für eine beliebige Gruppe von Kräften zu bestimmen, so daß zu jeder bestimmten Stellung B der Lastgruppe (gekennzeichnet z. B. durch die Lage des Angriffspunktes B einer der Kräfte), die zugehörige Gesamtwirkung $W(A, B)$ an der Stelle A ermittelt wird. Es ist dabei vorausgesetzt, daß die Lastgruppe konstant ist. Solche Einflußfunktionen, die man i. a. am einfachsten durch Addition der Einzelwirkungen aus der Einflußfunktion $g_{\mathfrak{R}}(A, B)$ für eine Einzelfunktion \mathfrak{R} herleitet, heißen *Summeneinflußfunktionen* bzw. *Summeneinflußlinien* usw. Solche fanden in neuerer Zeit u. a. gelegentlich Verwendung zur Analyse der Ergebnisse von Messungen verschiedener Einflüsse auf Bauwerte unter Lastenzügen. *F. Schleicher.*

Näheres s. die Lehrbücher der Statik der Baukonstruktionen, z. B. Müller-Breslau, Graphische Statik, Leipzig 1907—1914.

Einfrieren s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Eingeprägte Kräfte nennt man in der Regel solche, die, wie die Massenanziehung oder die elektrischen oder magnetischen Kräfte, nicht von den kinematischen Bedingungen des Systems abhängen. Zuweilen (jedoch schwankt hier der Sprachgebrauch) werden auch noch solche Kräfte zu den eingeprägten gezählt, die, wie die Gleitreibung, nicht von den kinematischen Bedingungen allein abhängen (vgl. Impulssätze). S. auch Prinzip der virtuellen Verschiebungen. *R. Grammel.*

Einheiten, absolute s. Absolutes Maßsystem.

Einheiten, CGS s. CGS-System.

Einheitsgeschoss s. Sprenggeschoss.

Einheitslichtquellen (Einheitslampen, Lichtmaße, weniger genau auch wohl Normlampen oder Normallichtquellen genannt). Hierunter werden Lichtquellen verstanden, welche die *Einheit der Lichtstärke* (*Lichteinheit*) verkörpern.

1. Die Einheitslichtquellen zerfallen in solche, bei denen ein Stoff mittels Flammenbildung verbrennt (Flammeneinheitslichtquellen), und in solche, bei denen ein Körper glüht (Glühkörpereinheitslichtquellen).

Die Grundbedingung einer Lichteinheit besteht darin, stets in der *gleichen Stärke* herstellbar (*reproduzierbar*) zu sein. Hierzu ist erforderlich:

a) der Brennstoff oder der Glühkörper der Einheitslichtquelle muß sich stets in der gleichen

Zusammensetzung herstellen und auch während des Leuchtens unverändert erhalten lassen;

b) die Abmessungen der wichtigsten Teile der eigentlichen Lampe müssen sich genau definieren und einhalten lassen; die Temperatur des Glühkörpers muß genau reproduzierbar sein.

Von einzelnen Photometrikern wird außerdem noch gefordert, daß die Lichtstärke möglichst groß ist und daß die Lichtfarbe mit der der gebräuchlichsten Beleuchtungslampen übereinstimmt.

A. Flammeneinheitslichtquellen.

2. Die Kerze. Sie ist die älteste, aber auch die unvollkommenste aller solcher Lichtquellen und wird deshalb heute kaum noch gebraucht.

Die englische Kerze wird aus echtem Walratöl nach genauen Vorschriften für Gewicht und Durchmesser hergestellt. In England läßt man die Kerze ungestört brennen, und es wird die horizontale Lichtstärke bei einem stündlichen Verbrauch von 120 grains (7,78 g) als normal (= 1) angesehen. Liegt der Verbrauch zwischen 114 und 126 grains, so wird die Lichtstärke diesem Verbrauch proportional gerechnet; liegt er außerhalb dieser Grenzen, so ist die Messung zu verwerfen. Die Bestimmung nach Gewicht ist sehr ungenau. In Deutschland läßt man die Kerze bei einer Flammenhöhe von 45 mm brennen, bei welcher sie etwa die gleiche Lichtstärke wie bei der Gewichtsbestimmung besitzt. Es ist dann

$$1 \text{ englische Kerze} = 1,14 \text{ HK} \quad \dots 1)$$

Die deutsche Vereinsparaffinkerze wird seit 1868 unter Aufsicht des Deutschen Vereins von Gas- und Wasserfachmännern hergestellt und bei einer Flammenhöhe von 50 mm gebrannt. Sie hat dann eine Lichtstärke von 1,20 HK.

3. Die Carcellampe, die 1800 von Carcel eingeführt wurde, wird mit Colzaöl (Sommerrapsöl) gespeist. Das Öl wird durch eine mittels Uhrwerks betriebene Pumpe aus dem im Fuße der Lampe befindlichen Behälter einem Argandbrenner (Hohldochtbrenner mit Luftzufuhr von außen und innen) zugeführt. Der auf und nieder bewegbare Glaszylinder ist in der Nähe der Flamme mit einer Einschnürung versehen. Nach den Vorschriften von Dumas und Regnault soll der Brenner eine lichte Weite von 23,5 mm besitzen, die Oberkante des Dochtes 10 mm, die Einschnürung des Zylinders 17 mm über der oberen Dochtrohrkante liegen, und es soll die horizontale Lichtstärke als normal angesehen werden, wenn der stündliche Ölverbrauch 42 g beträgt. Bleibt er zwischen 39 und 45 g, so soll, wie bei den englischen Vorschriften für die Kerze, die Lichtstärke dem Konsum proportional gesetzt werden. Verbraucht die Lampe weniger als 39 g oder mehr als 45 g, so ist die Messung zu verwerfen. Nach Versuchen von Laporte wird ein Verbrauch zwischen 41 und 43 g erreicht, wenn Docht und Zylinderschnürung 3 mm tiefer als nach obigen Vorschriften gestellt werden.

Um einen einigermaßen zuverlässigen Lichtstärkenwert zu erhalten, muß man wie bei der Kerze viele Messungen machen.

Auf Grund von vergleichenden Versuchen, welche die Staatslaboratorien Deutschlands, Englands und Frankreichs zwischen der Carcellampe, der Hefnerlampe und der 10-Kerzen-Pentanlampe anstellten, hat die Internationale Lichtmeßkommission im Jahre 1907 in Zürich festgesetzt

$$1 \text{ Carcel (10 l Feuchtgk.)} = 10,75 \text{ HK} \quad \dots 2)$$

4. Die Hefnerlampe wurde 1884 von Hefner-Alteneck vorgeschlagen. Sie wird mit chemisch reinem Amylazetat (Essigsäure-Isoamyläther $C_7H_{14}O_2$) gespeist. Der Brennstoff wird aus dem etwa $\frac{1}{10}$ l fassenden Behälter A (Fig. 1) mittels Dochtes zu dem 25 mm aus dem Brennerkopf B hervorragenden Dochtrohr C von 8 mm innerem und 8,3 mm äußerem Durchmesser emporgeführt. Nach den Vorschriften von v. Hefner-Alteneck soll die horizontale Lichtstärke der in ruhig stehender, reiner atmosphärischer Luft frei brennenden Flamme bei einer Flammenhöhe von 40 mm gemessen werden. Diese Höhe muß sehr genau eingestellt werden, da einer Änderung derselben um 1 mm eine Änderung der Lichtstärke um etwa 3% entspricht. Die Flammenhöhe wird mittels

eines Visiers nach v. Hefner-Alteneck E oder mittels eines optischen Flammenmessers nach Krüß F eingestellt. D ist ein Deckel, G eine Lehre zur Kontrolle des Flammenmessers.

Die Lichtstärke hängt außer von der Flammenhöhe noch stark vom Kohlensäuregehalt der Luft und von der Luftfeuchtigkeit, ferner noch in geringerem Maße — jedoch nur für ein und denselben

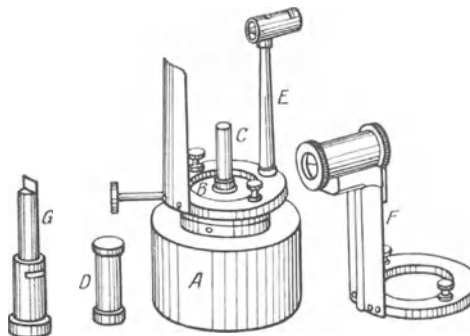


Fig. 1. Hefnerlampe.

Ort, s. unten — vom Barometerstande ab. Der erstere Übelstand kann durch Benutzung größerer gut ventilierter Arbeitsräume vermieden werden. Nach dem Vorgange der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wird der Mittelwert, den die Lichtstärke der Hefnerlampe im Laufe mehrerer Jahre in Charlottenburg zeigte, als Lichteinheit angenommen. Diese Einheit wird mit **Hefnerkerze** (*Abkürzungszeichen HK*) bezeichnet. Ihr entspricht eine Feuchtigkeit von 8,8 Liter in 1 cbm Luft und ein Barometerstand von 760 mm. Für den Barometerstand b und die Luftfeuchtigkeit x (= 1000 e/b, wo e die — am besten mittels eines Abmannschen Aspirationspsychrometers zu bestimmende — Dunstspannung bedeutet) ist dann nach Liebenthal die Lichtstärke y in Hefnerkerzen

$$y = 1,050 - 0,0057 x + 0,00015 (b - 760) \quad \dots 3$$

Gemäß den Schwankungen der Feuchtigkeit x ist die Lichtstärke im Winter durchschnittlich größer, im Sommer kleiner als 1 HK, im Frühjahr und Herbst nahezu gleich 1 HK, und es ist in Charlottenburg der höchste Wert (bei x = etwa 31 an kalten Wintertagen mit starkem Ostwind) um etwa 8% größer als der kleinste Wert (bei x = etwa 18 1 an heißen Sommertagen).

In Charlottenburg schwankt der Barometerstand b um rund 40 mm (735 bis 775 mm); dieser Schwankung entspricht eine Änderung der Lichtstärke um nur 0,6%.

Die Hefnerkerze ist auf etwa 1% genau reproduzierbar; sie genügt also allen praktischen Bedürfnissen. Die Hefnerlampe wird seit 1893 von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beglaubigt.

5. Die Harcourtsche 10-Kerzen-Pentanlampe. Sie ist die wichtigste der 5 von Harcourt angegebenen Lampenformen. Die Lampe wurde zuerst 1898 beschrieben und ist von den Gas-Referees in London sowie vom National Physical Laboratory in Teddington als offizielle Einheitslampe anerkannt. Das flüssige Pentan [C_5H_{12}] ein Destillat des amerikanischen Petroleums befindet sich im Metallgefäß A (Fig. 2), welches durch einen Gummischlauch B mit dem Brenner C verbunden ist. Der ringförmige Specksteinkopf ist außen 24, innen 14 mm weit und enthält 30 Löcher; für den Durchmesser der Löcher ist — was als ein Übelstand zu bezeichnen ist — ein gewisser Spiel-

raum (1,25 bis 1,5 mm) gelassen. Genau 47 mm über dem Brenner sitzt ein Metallschornstein E, der von einem unten offenen Metallmantel F umgeben ist. Die Luft dringt durch den Hahn S_1 in den Behälter A und mischt sich mit Pentandampf. Das Gemisch tritt durch den Hahn S_2 aus und fällt zum Brenner C. Die Flamme ragt in den Schornstein E hinein, leuchtet also nur mit dem unteren Teile; ihre Höhe kann an einem in E an-

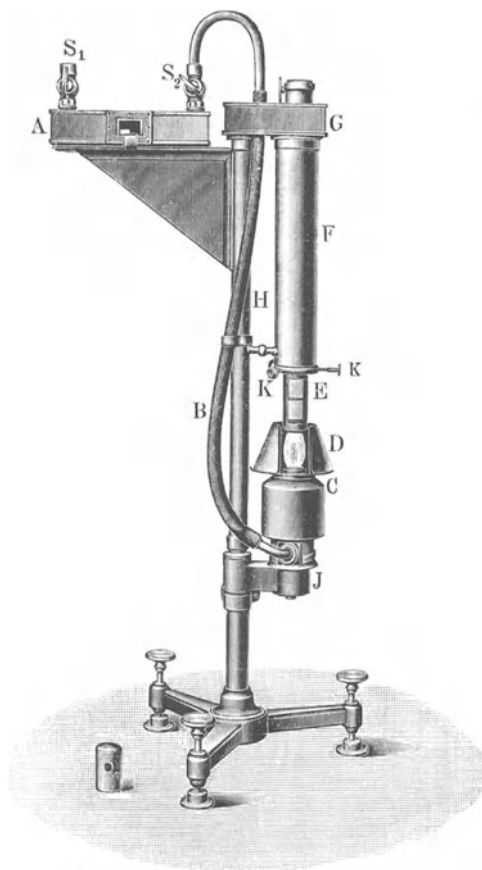


Fig. 2. Harcourtsche 10-Kerzen-Pentanlampe.

gebrachten Glimmerfenster beobachtet werden. Zum Schutz gegen Luftzug dient der konische Metallschirm D, der auf der dem Photometerschirm zugewandten Seite einen Ausschnitt besitzt.

Die Lampe wird nach Liebenthal und nach Paterson durch die Feuchtigkeit ebenso stark, durch den Barometerstand aber weit stärker als die Hefnerlampe beeinflusst. Der zehnte Teil der Lichtstärke, der nach der Absicht des Herstellers gleich der englischen Kerze, nach Gleichung 1) also gleich 1,14 HK sein sollte, wird mit **Pentankerze** bezeichnet.

Auf Grund der in Nr. 3 erwähnten vergleichenden Versuche hat die Internationale Lichtmeßkommission im Jahre 1911 der Verhältniszahl 1 Pentankerze (81 Feuchtgk.) = 1,11 HK 4) zugestimmt, nachdem sie 1907 für 10 l die Zahl 1,095 HK angenommen hatte.

Die 10-Kerzen-Pentanlampe steht der Hefnerlampe an Reproduzierbarkeit der Lichtstärke nach,

zeichnet sich vor ihr aber durch größere Lichtstärke, weißere Lichtfarbe und größere Steifigkeit der Flamme aus.

B. Glühkörpereinheitslichtquellen.

6. Die Viollesche Platin-Einheitslichtquelle
In einem Schmelztiegel aus ungelöschtem Kalk wird Platin mittels eines Sauerstoffleuchtgasgebläses bis weit über den Schmelzpunkt (1771°C) erhitzt. Sodann wird eine wassergekühlte Blende von genau 1 qcm Öffnung über das Platin gebracht und das vom Platin vertikal nach oben gehende Licht durch einen Metallspiegel auf das Photometer geworfen. Nach Abstellung des Gebläses nimmt die Lichtstärke zunächst sehr schnell, bei der Annäherung an den Erstarrungspunkt immer langsamer ab und bleibt nach Violle, solange die geschmolzene Masse im Erstarren begriffen ist, konstant. Während dieser Periode, deren Ende durch ein Aufleuchten gekennzeichnet sein soll, ist zu photometrieren. Als Einheit der Lichtstärke soll demnach die Lichtstärke von 1 qcm erstarrenden Platins senkrecht zur Oberfläche dienen.

Violle fand seine Einheit zu 2,08 Carcel. Hieraus würde nach Gleichung 2) folgen

1 Violle = 22,4 HK 5
während Violle durch direkten Vergleich 19,5 HK gefunden hatte. Diese Werte sind jedoch unsicher, weil sich beim Schmelzverfahren nach Viollescher Vorschrift Verunreinigungen des Platins durch Kohlenwasserstoffe nicht vermeiden ließen. Lummer ermittelte bei elektrischen Schmelzversuchen, bei denen eine Verunreinigung durch den Schmelzprozeß ausgeschlossen war, für sog. reines Platin die Einheit zu 26 HK. Bis heute ist ihre Größe nicht einmal angenähert festgestellt. Nach E. Warburg ist ihre Reproduzierbarkeit durch Versuche von Lummer und Kurlbaum, nach welchen die Strahlung des Platins relativ stark von seiner Reinheit abhängt, in Frage gestellt, da es chemisch reine Metalle nicht gebe.

Die Pariser internationale Elektrikerkonferenz nahm 1884 die Viollesche Einheit, der Pariser internationale Kongreß vom Jahre 1889 den zwanzigsten Teil dieser Einheit unter dem Namen **bougie décimale** als internationale Lichteinheit an. Der internationale Elektrikerkongreß zu Genf vom Jahre 1896 wählte die bougie décimale zur theoretischen, die Hefnerkerze zur praktischen Lichteinheit. Man ging hierbei von der irrigen Annahme aus, daß beide Einheiten nahezu übereinstimmten. Nach Gleichung 5) wäre vielmehr, falls die Viollesche Zahl 2,08 Carcel richtig ist

$$1 \text{ bougie décimale} = 1,12 \text{ HK} \dots\dots 6)$$

7. Der schwarze Körper hat vor den bisher benutzten Einheitslichtquellen den sehr großen Vorzug, daß seine Strahlung von der Beschaffenheit des Materials unabhängig ist, vielmehr nur durch die Temperatur des strahlenden Körpers und die Größe der strahlenden Blendenöffnung bedingt ist.

Der Vorschlag, die Lichteinheit an die Strahlung des schwarzen Körpers anzuknüpfen, ist bereits mehrfach, zuerst wohl von Lummer gemacht, von E. Warburg (1917) weiter verfolgt worden, der sich zur Aufgabe gemacht hat, die Normaltemperatur unabhängig von einer Materialeigenschaft, wie z. B. dem Schmelzpunkte, zu verwirklichen. Als Normaltemperatur empfiehlt Warburg eine Temperatur von 2300°abs. , bei welcher der schwarze Körper die gleiche Flächenhelle wie die

normalbrennende Wolframlampe besitzt. Wenn wir die Flächenhelle bei dieser Temperatur auf $\frac{1}{2}\%$ genau reproduzieren wollen, müssen wir die Temperatur auf 1° genau reproduzieren können. Nach Vorversuchen liegt diese Forderung an der Grenze des zur Zeit Erreichbaren.

Ives (1924) empfiehlt zur Darstellung der Lichteinheit hohlzylindrische Körper aus reinem Platinblech, die elektrisch bis zum Durchschmelzen erhitzt werden. Die Strahlung, die durch eine zur Zylinderachse parallele schlitzförmige Öffnung austritt, konnte nach Ives als schwarz angesehen werden. Es ergab sich beim Platinschmelzpunkt die Flächenhelle zu $61,5 \text{ HK/cm}^2$.

Brodhun und Hoffmann (1926) zeigen, daß sich die Flächenhelle des schwarzen Körpers beim Palladium- und Platin-Schmelzpunkt mit einer Genauigkeit von $0,5\%$ reproduzieren läßt, wenn man einen kleinen Hohlraum inmitten eines größeren schon sehr gleichmäßig glühenden anordnet und seine Temperatur bei diesen beiden Schmelzpunkten nach der Drahtmethode festlegt. Der schwarze Körper ist also in dieser Gestalt zur Darstellung einer Lichteinheit geeignet, die eine etwa doppelt so große Genauigkeit wie die Hefnerlampe und 10-Kerzen-Pentanlampe gibt. Es betrug die Flächenhelle beim Pd-Schmelzpunkt (1830° abs.) $15,66 \text{ HK/cm}^2$
 „ Pt- „ „ (2044° abs.) $65,24$ „
 Der letztere Wert ist um etwa 6% größer als der von Ives gefundene.

8. Internationale Kerze. Auf Grund der in den Gleichungen 4) und 6) angegebenen Verhältniszahlen haben sich die Staatslaboratorien von England, Frankreich und den Vereinigten Staaten 1908 auf eine neue Einheit geeinigt, die den Wert $1,11 \text{ HK} (= 10^{10}/9 \text{ HK})$ hat und von ihnen als „Internationale Kerze“ bezeichnet wird.

Der Wert $1,11 \text{ HK}$ gilt nur für die Farbe der Kohlenfadenlampe. Für die Farbe der luftleeren bzw. gasgefüllten Metallfadenlampe ist der Wert $1,14$ bzw. $1,17 \text{ HK}$ angenommen. Diese Unstimmigkeit rührt her von der Schwierigkeit der „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“; s. d. unter d.

Diese Einheit, für welche man passender den Namen Standardkerze vorgeschlagen hat, wird jedoch nicht durch Zurückgehen auf eine Einheitslichtquelle, sondern durch Sätze von elektrischen Glühlampen aufrecht erhalten, welche in den einzelnen Instituten aufbewahrt werden. Das amerikanische Staatslaboratorium benutzt einen Satz von 50 Kohlenfadenlampen, die sorgfältig aufbewahrt sind und nur bei der Auswertung von neuen zu den gewöhnlichen Messungen zu benutzenden Normallampen (s. „Zwischenlichtquellen“) gebrannt werden. Von den beiden anderen Instituten ist aber nicht bekannt, ob sie die Standardkerze durch Kohlenfaden- oder Metallfadenlampen aufrecht erhalten.

Liebenthal.

Näheres zu 1—6 s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn 1907; Liebenthal . . . 1923; zu 7 . . . s. Ives, Journ. Frankl. Inst. Bd. 197, S. 147 u. 359, 1924; Brodhun und Hoffmann, Zschr. f. Phys. Bd. 37, S. 137, 1926. Liebenthal, Zschr. f. Instrk. Bd. 43, S. 209, 1923.

Einheitsvektor s. Vektorrechnung.

Einkesselschalter s. Schalter.

Einleitungsenergie s. Sensibilität.

Einphasige Wechselstrom-Kommutatormotoren.

Der einphasige Kommutatormotor entstand seinerzeit aus dem Bestreben, in Anlehnung an den bereits leidlich erprobten Gleichstrommotor mit Ring- oder Trommelwicklung einen brauchbaren Wechselstrommotor zu schaffen, war also zunächst ein Produkt des von etwa 1880—1890 währenden Kampfes um die Vorherrschaft zwischen der Energieverteilung mit Gleich- bzw. einphasigem Wechselstrom. Kaum bekannt geworden, wurde er in der Zeit von 1890—1900 wiederum völlig in den Hintergrund gedrängt von den kommutatorlosen, mehrphasigen Drehfeldmaschinen, bis um die Jahrhundertwende deren relativ schlechte Eignung für Vollbahnbetrieb seine Neuentdeckung bzw. stürmische Fortentwicklung bewirkte, die u. a. an die Namen Lamme, Déri, Latour, Winter, Eichberg und Alexanderson geknüpft ist, die auf den früheren Arbeiten Eickemeyers, Thomsons und Atkinsons weiterbauten. Von den unzähligen, meist patentierten Bauarten der einphasigen Kollektormotoren ist, wenigstens für ihre Verwendung im Vollbahnwesen, nur die einfachste, d. i. die als sog. kompensierter Serienmotor, übriggeblieben, auf die nachstehend kurz eingegangen sei.

Das Drehmoment einer jeden dynamoelektrischen Maschine ist von 2 Faktoren abhängig: Dem sog. Stromvolumen und dem (phasengleichen!) Treibfeld am Ankerumfang. Das Stromvolumen stellt seinerseits das Produkt aus der Summe aller Leiter in den Nuten mit dem sie durchfließenden Strom dar, also eine magnetmotorische Kraft. Ist demnach für ein bestimmtes gefordertes Drehmoment ein relativ schwaches Treibfeld wie im vorliegenden Fall vorgeschrieben, so muß das Stromvolumen am Ankerumfang groß werden. Das hat aber, wie unter „Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen“ ausgeführt wurde, ein starkes Querfeld zur Folge, das sich infolge des mit Rücksicht auf das Treibfeld bzw. den $\cos \varphi$ relativ klein zu wählenden Luftspaltes gerade beim Einphasen-Kollektormotor gut ausbilden kann und das Treibfeld stark verzerrt. Verzerrung des letzteren bedeutet wiederum schlechte Kommutierung bei Lauf, bzw. verlangt starken Bürstenrückschub bei Last, der z. B. bei Bahnmotoren nicht ausführbar ist. Da außerdem das Ankerquerfeld genau so eine den Leistungsfaktor stark herabsetzende EMK der Selbstinduktion zwischen den Bürsten erzeugt wie das Treibfeld, an den Klemmen der Erregerwicklung des Ständers, muß es unbedingt unterdrückt werden, um die Maschine technisch brauchbar zu machen. Hierzu dient eine besondere, im Ständer untergebrachte Kompensationswicklung, die der unter „Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen“ beschriebenen völlig gleicht. Nach dem Vorhergehenden dürfte nunmehr das prinzipielle Schaltbild nebst Diagramm der Fig. 1a und b im Verein mit den folgenden Grundformeln verständlich sein.

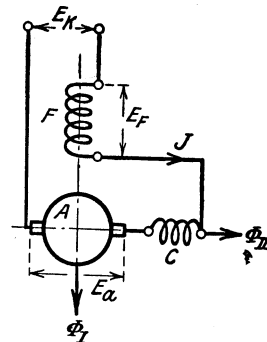


Fig. 1a. Schaltungsschema des einphasigen Wechselstrom-Kommutatormotors.

- E_K : Klemmenspannung (Netzspannung I).
- E_f : Reaktanzspannung an den Feldklemmen.
- E_a : Arbeitende Rotationsspannung an den Ankerbürsten.
- J : Maschinenstrom.
- Φ_I : Treibfeld.
- Φ_{II} : Querfeld (unterdrückt durch die Kompensationswicklung C).

Die Spannung F_f an den Klemmen der Erregerwicklung F ist analog jeder statisch induzierten Wechsel-EMK. mit den unter „Klemmenspannung“ gegebenen Bezeichnungen bestimmt aus

$$E_f = k_f \cdot f \cdot z_{fs} \cdot \Phi_{Ip} \cdot 10^{-8} \text{ V.} \quad \dots 1)$$

Da die Feldwicklung nicht immer eine einfache Spulenwicklung (konzentrierte Wicklung!) ist,

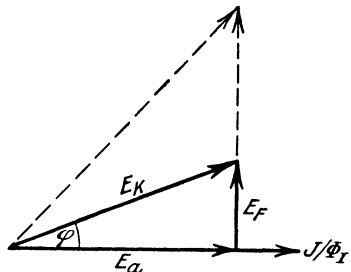


Fig. 1b. Zusammenhang zwischen Klemmenspannung, Rotationsspannung und Reaktanzspannung.

sondern genau wie bei Asynchronmotoren (siehe dies!) in mehreren Statornuten verteilt sein kann, ist es zweckmäßig, anstatt mit „Windungen“ wie bei Drosselspulen mit „Stäben in Serie“ zu rechnen; die Konstante k_f ist unter dieser Voraussetzung näherungsweise = 2. Nach den Grundgesetzen der Wechselstromtechnik ist E_f gegen Φ_I , bzw. den erregenden Maschinenstrom J um $1/4$ -Periode phasenverschoben.

Im Gegensatz hierzu muß die arbeitende Rotationsspannung E_a an den Ankerbürsten in Phase mit dem Treibfeld sein. Ihre algebraische Größe ist gegeben durch:

$$E_a = \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot f_r \cdot Z_{as} \cdot \Phi_{Ip} \cdot 10^{-8} \text{ V.} \quad \dots 2)$$

Die Beziehung ist leicht verständlich durch die Überlegung, daß es sich um eine in einer gewöhnlichen Gleichstrom-Trommelwicklung mit Kommutator dynamisch in einem Wechselfeld induzierte Spannung handelt. Geht Φ_{Ip} gerade durch sein zeitliches Maximum, so gilt offenbar für diesen Augenblick die unter „Gleichstrommotoren“ gegebene Beziehung.

$$E_{a \max} = 2 \cdot f_r \cdot Z_{as} \cdot \Phi_{Ip} \cdot 10^{-8} \text{ V.}$$

Da aber in der Elektrotechnik meist mit Effektivwerten gerechnet wird, muß hierfür noch mit $1/\sqrt{2}$ multipliziert werden. f_r bedeutet selbstverständlich die Periodenzahl der Rotation (siehe „Klemmenspannung“!).

In erster Annäherung, d. h. unter der praktisch selten zulässigen Vernachlässigung aller induktiven Abfälle durch Streufelder, der Einwirkung der Bürstenkurzschlußströme usw., ergibt sich die Klemmenspannung gemäß Fig. 1 b zu

$$E_K = \sqrt{E_a^2 + E_f^2} \dots 3)$$

Die strichlierten Linien der Fig. 1 b sollen zeigen, wie bedeutend sich der Leistungsfaktor verschlechtern würde, wenn die mit E_f phasengleiche induktive Ankerspannung nicht unterdrückt würde. Unmittelbar aus der Figur folgt ferner, daß bei konstanter Stromstärke die Phasenverschiebung um so kleiner wird, je größer die dynamische Ankerspannung E_a ist, d. h. je rascher eine gegebene Maschine läuft.

Bezüglich der Umdrehungszahl läßt Gl. 2 erkennen, daß sie proportional E_a , also auch bei konstantem Strom J bzw. konstantem Treibfeld mit E_K wachsen muß. Ferner ist sie umgekehrt proportional Φ_{Ip} , d. h. auch der Wechselstromserienmotor geht genau wie der Gleichstromserienmotor bei völliger Entlastung durch.

Die Drehmomentbildung verläuft insofern ungünstig, als das Moment mit doppelter Netzfrequenz zwischen 0 und einem Maximum schwankt, denn es gilt nach den Grundgesetzen der Wechselstromtechnik

$$i = J_{\max} \cdot \sin \omega t = J \cdot \sqrt{2} \cdot \sin \omega t$$

$$\varphi = \Phi_{Ip} \cdot \sin \omega t$$

$$M_d = C \cdot J \cdot \sqrt{2} \cdot \Phi_{Ip} \cdot \sin^2 \omega t$$

$$M_d = \frac{C}{\sqrt{2}} \cdot J \cdot \Phi_{Ip} (1 - \cos 2 \omega t) \dots 3)$$

Den notwendigen Ausgleich schafft also bei konstantem Lastmoment nur die kinetische Energie der umlaufenden Massen. Aus Gleichung 3 folgt sehr einfach unter Anlehnung an die Drehmomentbeziehung für Gleichstrommotoren (siehe dies!) und mit den gleichen Bezeichnungen das mittlere Drehmoment des Einphasen-Serienmotors.

$$M_d = \frac{3,24}{\sqrt{2}} \cdot Z_{as} \cdot J \cdot p \cdot \Phi_{Ip} \cdot 10^{-10} \text{ mkg} \quad 4)$$

Auch hier steigt also, solange die Sättigung vernachlässigt ist, d. h. J und Φ_{Ip} einander proportional sind, das Drehmoment ungefähr quadratisch mit dem Strom.

Der einfache kompensierte Serienmotor ist eine sog. Stehfeldmaschine, d. h. der wirksame Wechselkraftfluß steht im Raume still. Im Gegensatz hierzu arbeitet

eine andere Gruppe einphasiger Kommutatormotoren, deren bekanntester Vertreter der Repulsionmotor ist, bei Lauf mit einem mehr oder minder

vollkommenen, d. h. elliptischen, 2-phasigen Drehfeld. Von den zahllosen Bauarten dieser Motoren kann nur die einfachste, d. i. der Atkinsonmotor,

wenigstens kurz besprochen werden.

Schaltungstechnisch entsteht diese Maschine aus dem einfachen Serienmotor durch Abtrennung und Kurzschließen der Ankerbürsten (s. Fig. 2).

Durch diese Maßnahme wird offenbar bezüglich des Treibfeldes Φ_I nichts geändert, in der Achse des Querfeldes Φ_{II} (Bürstenachse!) dagegen entsteht eine Transformatorwirkung, indem ein dem in der

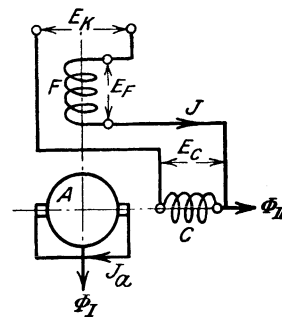


Fig. 2. Schaltung des Repulsionmotors.

früheren Kompensationswicklung C fließenden Strom J äquivalenter Ankerstrom J_a (statisch!) induktiv erzeugt wird, der mit dem Treibfeld Φ_I zusammen das nutzbare Drehmoment liefert. Sobald der Anker sich zu drehen beginnt, entsteht durch dynamische Induktion in Φ_I eine Rotations-EMK., E_{ar} zwischen den Bürsten, die der statisch induzierten Spannung E_{ai} genau so entgegenwirkt, d. h. eine Arbeit-EMK. ist, wie die Gegen-EMK. eines jeden Gleichstrommotors der aufgedrückten Bürstenspannung. Der Repulsionsmotor unterscheidet sich von dem einfachen Serienmotor also nur dadurch, daß die Leistung dem Anker nicht wie bei letzterem direkt, sondern durch Transformatorwirkung zugeführt wird, was bei hoher Klemmenspannung des beliebig wählbaren Übersetzungsverhältnisses der Spannungen zwischen C und A wegen sehr vorteilhaft ist, da Gleichstromkollektorwicklungen für Spannungen von mehr als einigen 100 Volt schwierig herzustellen sind.

Vernachlässigt man wiederum alle Resistanzen und Streureaktanzen, so müssen für den kurzgeschlossenen Bürstenkreis nach dem Gesagten folgende Beziehungen gelten:

$$E_{ai} = \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot f \cdot Z_{as} \cdot \Phi_{IIp} \cdot 10^{-8} \text{ V. } 1)$$

$$E_{ar} = \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot f_r \cdot Z_{as} \cdot \Phi_{Ip} \cdot 10^{-8} \text{ V. } 2)$$

$$E_{ar} = E_{ai} \text{ } 3)$$

und demgemäß

$$\Phi_{IIp} = \frac{f_r}{f} \cdot \Phi_{Ip} \text{ } 4)$$

In seinem allgemeinen Verhalten zeigt also der Atkinsonmotor keinen Unterschied gegenüber dem einfachen Serienmotor.

In der Praxis wesentlich verbreiteter, aber dem Verständnis schwerer zugänglich ist die von E. Thomson herrührende Bauart des Repulsionsmotors, bei dem die Erregerwicklung F und die Arbeitswicklung C in einer Wicklung vereinigt sind, deren Achse bei Lauf um 20—30° el. gegenüber der Bürstenkurzschlußachse geneigt ist. Eine weitere Verbesserung des Thomsonmotors ist der Dérimotor mit Doppelbürstensatz, der spez. für Hebezeugbetrieb häufig verwendet wird. Im Gegensatz zum Einphasen-Kommutatormotor mit Seriencharakteristik haben die gleichen Maschinen mit Nebenschlußcharakteristik bei gewöhnlicher 2-Bürstenschaltung pro Polpaar entsprechend der gewöhnlichen Gleichstromschaltung infolge prinzipieller Fehler (große Phasenverschiebung zwischen Treibfeld und Arbeitsstrom, also schlechte Drehmomentbildung und niedriger Leistungsfaktor) keine nennenswerte Verbreitung gefunden. Durch Hinzufügung eines zweiten Bürstensatzes pro Polpaar können aber auch sie in Drehfeldmaschinen mit guten Betriebseigenschaften umgewandelt werden.

Näheres s. u. a. Niethammer, Die Elektromotoren. Bd. II.

Einpressungswiderstand s. Geschosse.

Einschalter s. Schalter.

Einschienebahn s. Stabilisierung (gyroskopische).

Einschießen s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Einschlußthermometer sind Flüssigkeitsthermometer, deren Stand an einer hinterlegten Papier- oder Milchglasskala abgelesen wird. Thermometer-

kapillare und Skale sind von einem zugekitteten, besser zugeschmolzenen Umhüllungsrohr umgeben; s. Flüssigkeitsthermometer. Scheel.

Einsteinsche Quantengleichung. Die 1905 von Einstein aufgestellte Gleichung

$$eV - P = h\nu \text{ } 1)$$

(e Elementarquantum der Elektrizität, h Plancksches Wirkungsquantum) besagt, daß ein irgendwie gebundenes Elektron, welches Strahlung von der Frequenz ν absorbiert, nach Überwindung einer „Austrittsarbeit“ P jene Energie besitzt, die dem Durchlaufen einer Potentialdifferenz V entspricht (*Lichtelektrischer Effekt*). Wird das Elektron von einem freien Atom oder Molekül entfernt, so heißt P in Volt gemessen, bei peripheren Elektronen insbesondere „Ionisierungs-“ oder „Abloesepotential“, bei den Röntgenspektren „Anregungspotential“. Die Einsteinsche Gleichung gilt aber auch für den zur gänzlichen Entfernung eines Elektrons durch Strahlungsabsorption inversen Vorgang, d. h. wird ein freies Elektron von der Energie eV an ein Atom oder Molekül angelagert und dabei mit der Energie P gebunden, so wird bei diesem Vorgang *monochromatische* Strahlung von der Frequenz ν emittiert. Die Einsteinsche Gleichung stellt somit nur eine andere, gegen die eigentliche Fassung allerdings erweiterte Form der *Bohrschen Frequenzbedingung* (s. d.)

$$E_1 - E_2 = h\nu$$

dar. (E_1 und E_2 bedeuten hier die Energie des Bildes: Atom plus Elektron vor und nach der Emission.)

Für $V=0$ erhält man aus (1) die Grenze der durch den Term P/h (s. Bohrsche Frequenzbedingung) charakterisierten Spektrallinienserien des Atoms. Da nun V eine stetig veränderliche Größe ist, im Gegensatz zu P, das nach der Quantentheorie nur diskreter Werte fähig ist, erzeugt Anlagerung verschieden schneller Elektronen ein *kontinuierliches* Spektrum, das sich — in voller Übereinstimmung mit der Erfahrung — an die verschiedenen, den Werten von P entsprechenden Seriengrenzen gegen den *kurzwelligigen* Teil des Spektrums hin anschließt. Besitzt die Elektronengeschwindigkeit, oder damit gleichbedeutend V, eine obere Grenze, wie das z. B. in den Röntgenröhren der Fall ist, die mit einer bestimmten konstanten Spannung betrieben werden, so folgt aus der Einsteinschen Gleichung (1) das Auftreten einer *scharfen kurzwelligigen Grenze* des kontinuierlichen Spektrums. Wenn V, wie stets im Röntgengebiete, sehr groß ist, kann P meist gegen eV vernachlässigt werden und man erhält:

$$eV = h\nu \text{ } 2)$$

welche Gleichung ebenso die kurzwellige Grenze bestimmt.

Die exakte Gültigkeit der Einsteinschen Quantengleichung ist bis zu den kürzesten Röntgenwellen und den γ -Strahlen experimentell gesichert. Sie stellt demnach ein prinzipiell höchst bedeutungsvolles Hilfsmittel dar, die Bestimmung von Spektralfrequenzen, bzw. Wellenlängen ohne Benutzung der wellentheoretischen Interferenzmethoden auf elektrische Messungen zurückzuführen. So bilden (1) und (2) eine einfache Möglichkeit der Wellenlängen-, (bzw. ν -)Bestimmung innerhalb des Gebiets zwischen Millikanschem Ultraviolett-(300 Angström) und langwelligstem Röntgengebiet (13 Angström). Duane und seine Mitarbeiter, sowie Wagner haben auf (2) eine Präzisionst-

messung des Zahlenfaktors h/e (rund $1,36 \cdot 10^{-17}$ abs. Einh.) gegründet, welche mit Millikans e -Wert kombiniert, das Wirkungsquantum h ergibt. Innerhalb des gewöhnlichen lichtelektrischen Gebiets hat Millikan die Einsteinsche Gleichung (1) zur h -Bestimmung herangezogen.

Als rein energetische Beziehung sagt die Einsteinsche Gleichung nichts über die Wahrscheinlichkeit dafür aus, welche Elektronen eines Atoms bei der Absorption monochromatischer Strahlung aus demselben am ehesten entfernt werden können. Die Beantwortung solcher Fragen ist erst durch den kürzlichen Ausbau angebahnt worden, welchen die Bohrsche Theorie (s. d.) insbesondere in der Wellenmechanik Schrödingers (s. d.) gefunden hat.

Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. IV. Aufl. Braunschweig 1924.

Einsteinsche Schwankungen s. Strahlungsschwankungen.

Einsteinsches Äquivalenzprinzip. Nach den Newtonschen Bewegungsgesetzen ist die Beschleunigung, die verschiedene Massenteilchen im selben Kraftfeld erleiden, deren Masse verkehrt proportional. Dabei sind die Beschleunigungen auf ein Inertialsystem bezogen. Wenn man sie auf ein Koordinatensystem bezieht, das gegenüber dem Inertialsystem eine Bewegung hat, die nicht geradlinig gleichförmig ist, so muß man wie im Art. „Relativbewegung“ gezeigt ist, zu den Kräften noch die Reduktionskräfte, z. B. die Zentrifugalkräfte, hinzufügen, um die Beschleunigung in bezug auf das neue System zu erhalten. Nun sind diese Reduktionskräfte alle der Masse m des bewegten Teilchens proportional, infolge dessen die durch sie erzeugte Beschleunigung von der Masse m unabhängig, genau so wie unabhängig von seiner Masse jedes Teilchen im kräftefreien Raum die Beschleunigung Null erleidet. Auch dieses Beibehalten der Geschwindigkeit können wir als eine Wirkung des Inertialsystems ansehen, da ja nur relativ zu ihm die Erhaltung des Geschwindigkeitsvektors stattfindet. Wir wollen mit H. Weyl diesen Einfluß der Trägheit gemeinsam mit dem der Reduktionskräfte als „Führungsfeld“ dem eigentlichen „Kraftfeld“ gegenüberstellen. Die von diesem, z. B. den Kohäsionskräften, erzeugten Beschleunigungen sind von der Masse m abhängig. Nun ist es seit Galilei bekannt, daß im Schwerfeld die Teilchen auch Beschleunigungen erleiden, die von der Masse unabhängig sind. Diese Analogie zwischen Schwere- und Führungsfeld tritt am schärfsten im homogenen Schwerfeld zu Tage, wo die Kraft im ganzen betrachteten Raum nach derselben Richtung, nach „abwärts“ zeigt und gleich groß ist. Wenn wir nämlich die Bewegung von Teilchen in bezug auf ein Koordinatensystem betrachten, das sich geradlinig mit gleichförmiger Beschleunigung, die der Schwerbeschleunigung gleich ist, nach „aufwärts“ bewegt, so werden bei Abwesenheit äußerer Kräfte alle Massenteilchen unabhängig von m in bezug auf unser System sich so verhalten, als wäre ein homogenes Schwerfeld vorhanden. Das „Führungsfeld“ ist nämlich homogen und nach abwärts gerichtet. Ein homogenes Schwerfeld ist einem derartigen „Führungsfeld“ äquivalent.

Da jedes Schwerfeld in genügend engen Bezirken als homogen angesehen werden kann, läßt sich die Äquivalenz noch in folgendem Sinn fest-

halten: Man kann in der Umgebung jeder Stelle des Schwerfeldes ein „Miniaturkoordinatensystem“ sich so bewegen lassen, daß in seinem Bereich auch ohne Anwesenheit von wirklichen Schwerkraften, alle Massenteilchen sich so bewegen, als wäre das ursprüngliche Schwerfeld vorhanden. Und umgekehrt: Man kann ein Miniatursystem sich so bewegen lassen, nämlich mit der lokalen Schwerbeschleunigung, daß trotz des Schwerfeldes in bezug auf unser System sich alle Massenteilchen geradlinig gleichförmig bewegen. Man kann jedes Schwerfeld in kleinen Bezirken „wegtransformieren“.

Aber im ganzen Raum kann für beliebige Gravitationsfelder eine derartige Äquivalenz nicht gelten, weil es kein starres Koordinatensystem geben kann, dessen Beschleunigung überall mit der lokalen Schwerbeschleunigung übereinstimmt. Das Einsteinsche Äquivalenzprinzip sagt aus, daß auch in diesem Fall der Einfluß des Gravitationsfeldes durch Gleichungen derselben Gestalt sich darstellen läßt, wie der eines Führungsfeldes. Um dieser Aussage einen mathematisch faßbaren Sinn zu geben, untersucht Einstein zunächst die allgemeinste Gestalt eines Führungsfeldes. Um es ganz rein zu haben, geht er vom kräftefreien Raum aus. In bezug auf ein Inertialsystem, in dem im Sinne der speziellen Relativitätstheorie Zeit und Raumkoordinaten t, x, y, z eingeführt sind, beschreiben dann alle Massenpunkte geradlinig gleichförmige Bewegungen, die sich durch

$\delta \int ds = 0, ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \dots$ (1) darstellen lassen, wo ds das Linienelement der Weltlinie im Sinne des Art. „vierdimensionale Welt“ Gl. (17), (18) bedeutet. Anstatt des Inertialsystems, in bezug auf welches das Führungsfeld beschleunigungsfrei ist, führen wir das allgemeinste System von Raum- und Zeitkoordinaten ein, das nur noch gestattet, die Raumzeitereignisse überhaupt durch vier Größen x_0, x_1, x_2, x_3 darzustellen, durch die t, x, y, z bestimmt sein müssen. Dann bestehen Gleichungen der Form

$t = t(x_0, x_1, x_2, x_3), x = x(x_0, \dots, x_3),$
 $y = y(x_0, \dots, x_3), z = z(x_0, \dots, x_3) \dots \dots$ (2)
 Wenn etwa x_0 die Zeitkoordinate, x_1, x_2, x_3 die (krümmeligen) Raumkoordinaten bedeutet, so ist durch (2) ein Koordinatennetz bestimmt, das mit der Zeit seine Gestalt verändert, man spricht oft von einer „Koordinatenmolluske“. Da nach (2)

$dt = \frac{\partial t}{\partial x_0} dx_0 + \dots \frac{\partial t}{\partial x_3} dx_3$ usw., läßt sich nach

(1) ds^2 als quadratische Form der Differentiale der allgemeinen Koordianten x_j ausdrücken

$$ds^2 = \sum_{ik} g_{ik} dx_i dx_k = g_{00} dx_0^2 + 2g_{01} dx_0 dx_1 + \dots g_{33} dx_3^2 \dots \dots$$
 (3)

deren Koeffizienten g_{ik} offenbar Funktionen der x_j sind. Setzen wir diesen Ausdruck für ds in (1) ein, so erhalten wir die Gleichungen für die kräftefreie Bewegung eines Massenpunkts in bezug auf unsere Koordinatenmolluske. Nach den Regeln der Variationsrechnung lauten sie:

$$\frac{d^2 x_j}{ds^2} = - \sum_{ik} \left\{ \begin{matrix} ik \\ j \end{matrix} \right\} \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_k}{ds} \quad (j = 0, 1, 2, 3) \dots \dots$$
 (4)

$$\left\{ \begin{matrix} ik \\ j \end{matrix} \right\} = \sum_{l=0}^3 g^{jl} \left[\begin{matrix} ik \\ l \end{matrix} \right], \left[\begin{matrix} ik \\ l \end{matrix} \right] = \\ = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{il}}{\partial x_k} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x_i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x_l} \right) \dots \dots$$
 (5)

$$\sum_{h=0}^3 g^{ih} g_{ih} = 0 \quad (i = j), \quad \sum_h g^{ih} g_{ih} = 1 \quad \dots \quad (6)$$

Wäre unser System ein Inertialsystem und die x_1, x_2, x_3 rechtwinkelige Koordinaten, so würden aus (4) die Gleichungen der geradlinig gleichförmigen Bewegung, die offenbar $\frac{d^2 x_j}{ds^2} = 0, \quad (j=0, 1, 2, 3)$

lauten, wie auch aus (4) bei konstanten g_{ik} folgt. Die rechte Seite von (4) gibt also den Einfluß des Führungsfeldes, der von den partiellen Ableitungen der g_{ik} nach den x_j abhängt, die also eine ähnliche Rolle wie das Potential spielen. Das Äquivalentprinzip fordert also, daß sich die Bewegung eines Massenteilchens in einem Gravitationsfeld durch Gleichungen der Form (4) in bezug auf ein beliebiges Molluskensystem darstellt, wobei die partiellen Ableitungen der g_{ik} die Wirkung des Feldes bestimmen. Wie in der klassischen Mechanik ein Gravitationsfeld durch ein Potential V beschrieben wird, sind hier die zehn „Gravitationspotentiale g_{ik} “ dazu notwendig. Dem gravitationsfreien Feld entsprechen nach (1) offenbar die Werte

$$g_{00} = c^2, \quad g_{ik} = 0 \quad (i = k), \quad g_{ii} = -1 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (7)$$

Ein Gravitationsfeld ist also um so schwächer, je weniger die g_{ik} von den Werten (7) abweichen. Wenn das Feld so schwach ist, daß die Quadrate dieser Abweichungen vernachlässigt werden können und die Bewegung so langsam vor sich geht, daß die Geschwindigkeit, von der ja die rechte Seite von (4) auch abhängt, klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist, so reduzieren sich von den Gl. (4) die mit $j=1, 2, 3$ auf die Newtonschen Bewegungsgleichungen $\frac{d^2 x_j}{dx_0^2} = -\frac{\partial V}{\partial x_j}$, wobei g_{00} die Rolle des Potentials V spielt.

Philipp Frank.
Näheres s. A. Einstein, Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie. Braunschweig 1922.

Einsteinsches Relativitätsprinzip s. Relativitätsprinzip nach Einstein.

Einsturmturm s. Turmteleskop.

Einstellebene s. Strahlenbegrenzung.

Einstellwinkel heißt beim Flugzeug der Winkel zwischen Flügelsehne und Flugzeugachse (Luftschraubenachse). Dieser Winkel ist durch die Konstruktion fest gegeben und in der Regel während des Flugs nicht veränderlich, wie der „Anstellwinkel“, mit welchem er nicht verwechselt werden darf.

L. Hopf.

Eintauchrefraktometer s. Refraktometer.

Eintrittsluke, Eintrittspupille s. Strahlenbegrenzung.

Eintrittsstrahlung s. Austrittsstrahlung.

Eintrittsverlust. Tritt eine Flüssigkeit aus einem großen Behälter in ein kleineres Abflußrohr ein, so muß die zum Abfluß im Rohr erforderliche Geschwindigkeit erst erzeugt werden. Die dazu

erforderliche Druckhöhe kann $\alpha \cdot \frac{v_m^2}{2g}$ geschrieben

werden, wobei v_m die mittlere Geschwindigkeit im Rohr ist und $\alpha \cong 1,1$ (bei guter Abrundung) zum Ausdruck bringt, daß infolge der nicht gleichförmigen Geschwindigkeitsverteilung im Rohr (s. d., sowie An-

laufstrecke) zwar definitionsgemäß $v_m = \frac{1}{F} \int_F (v \cdot dF)$,

aber $v_m^2 < \frac{1}{F} \int_F (v^2 \cdot dF)$ ist. Jede nicht gleich-

förmige Verteilung bedingt mehr Druckhöhe als eine gleichförmige mit gleicher mittlerer Geschwindigkeit; α ist also stets größer als 1. Diese Druckhöhe kann unter Umständen bei späterer Verzögerung (s. Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck) teilweise (s. Borda-Carnotscher Stoßverlust) wieder „gewonnen“ werden. Bei dünner (scharfkantiger) Trennwand zwischen Behälter und Rohr wird unter Berücksichtigung der beim Eintritt aus dem Behälter in das Rohr auftretenden Einschnürung (contractio venae s. Ausfluß) und des bei der Wiederausbreitung auftretenden Verlustes α rund = 1,5 (Venturi). *Eisner.*

Einzelachsenantrieb s. elektrische Lokomotive.

Einzelwelle (Solitärwelle). Scott-Russell hat beobachtet, daß in einem Kanal Wellen, welche nur eine Erhebung über die ungestörte Oberfläche zeigen, unverändert fortschreiten können, auch wenn ihre Amplitude a von der Größenordnung der Wassertiefe h ist. Wellen mit einer Einsenkung an Stelle der Erhebung bleiben nicht unverändert, sondern lösen sich auf. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der Einzelwelle ist durch die Formel gegeben

$$c = \sqrt{g(h+a)}$$

Die Erscheinung ist der Schwallbildung der Hydraulik verwandt. Im Fall der Einzelwelle gelingt die theoretische Berechnung mit der Theorie des Geschwindigkeitspotentials ohne Beschränkung auf unendlich kleine Amplitude (s. Oberflächenwellen).

L. Hopf.

Eis. Das Eis tritt in der Natur in verschiedenen Formen auf, als meteorischer Niederschlag, Glatteis, Graupeln, Hagel, Raufrost, Reif, Schnee (s. d.) als Bedeckung der Erdoberfläche in Form der Schneedecke, des Firms und des Gletschereises (s. Gletscher), als Bestandteil des Erdbodens (s. Bodeneis), als Eisdecke und Grundeis (s. d.) in Flüssen (s. d.) und Seen (s. d.) und als schwimmendes Eis des Meeres (s. Eisberge und Meer). Die eigentümlichen physikalischen Eigenschaften des Eises, insbesondere sein hoher Ausdehnungskoeffizient, der hohe Betrag seiner spezifischen wie seiner Schmelzwärme, seine Plastizität bei Druck, seine innere kristallinische Struktur, die Fähigkeit der Regelation und seine in der Gletscherbewegung sich äußernde Tätigkeit als Transportmittel für Gesteinstrümmen verleihen ihm eine große morphologische wie klimatische Bedeutung. Der lockere Schnee, das durch Regelation unter Druck aus ihm entstandene Landeis, das Süßwassereis der Flüsse und Seen und das durch Gefrieren des salzigen Meerwassers entstandene Meereis (s. d.) weisen bedeutende physikalische Unterschiede auf, die auch geographisch wichtig sind.

Die für die Geographie, Geologie und Meteorologie wichtigsten physikalischen Konstanten des reinen Eises sind:

1. Dichte bei $0^\circ = 0,9167$.

2. Für die linearen Ausdehnungskoeffizienten sind Werte bestimmt worden, die zwischen 0,00024 und 0,00054 liegen. Er ist also noch ziemlich ungenau bekannt, jedenfalls aber ganz erheblich größer, als derjenige fast aller anderen festen Körper.

3. Schmelzwärme bei 0° —6°
cal 79,7 76

4. Schmelzpunkt bei 13000 Atmosphären Druck = —18°.

5. Dampfdruck bei 0° —5° —10° —15°
 mm Hg 4,58 3,0 1,95 1,24
 Dampfdruck bei —20° —25° —30° —35°
 mm Hg 0,77 0,47 0,28 0,17
 Dampfdruck bei —40° —45° —50°
 mm Hg 0,093 0,052 0,029
6. Härte=1,5 der 10teiligen Mohsschen Skala.
 7. Die Druckfestigkeit des Eises beträgt etwa 25, die Zugfestigkeit 7—8 kg pro qcm.
 8. Seine Kristallform ist dihexagonal-bipyramidal.

O. Baschin.

Eisberge. Im Meere schwimmende hohe Eismassen, die sich durch Abbruch (vielfach infolge des Auftriebs) von den ins Meer vorgeschobenen polaren Gletschern, Inlandeis (s. d.) oder Barriere-Eis (s. d.) losgelöst haben, ein Vorgang, den man als Kalbung bezeichnet. Meist den Meeresströmungen (s. d.) folgend, können sie weite Strecken zurücklegen und bis in die Nähe der Tropen gelangen. Ihre Reste sind noch bis 35° nördlicher und 26½° südlicher Breite nachgewiesen worden. Sie erreichen mitunter gewaltige Dimensionen von vielen Kilometern Länge und Breite und mehr als 100 Metern Höhe. Nur ein relativ kleiner Teil, dessen Größe von dem Unterschied zwischen der Dichte des (oft stark lufthaltigen) Eises und des Meerwassers abhängt und im Durchschnitt etwa 1/7 ausmacht, ragt über den Meeresspiegel empor. Die Eisberge bilden namentlich im Nordatlantischen Ozean, wo sie wegen ihres großen Tiefgangs von mehreren hundert Metern in großen Mengen auf dem flachen Meeresboden des von Nebeln häufig heimgesuchten Gebiets südlich von Neufundland festsitzen, eine große Gefahr für die Schifffahrt.

Nach dem Untergang des Schnelldampfers „Titanic“ am 14. April 1912 infolge Zusammenstoßes mit einem Eisberg versucht man durch Messung von Wassertemperaturen, Bestimmung des Salzgehalts und der elektrischen Leitfähigkeit des Wassers, akustische Methoden (Echo), sowie Warnungen durch besondere Eis-Wachtschiffe den Gefahren zu begegnen.

Die nordpolaren Eisberge haben sehr mannigfaltige, oft phantastische Formen, weil sie den stark zerklüfteten Inlandeisströmen Grönlands entstammen, welche durch enge Fjorde ins Meer hinausgepreßt wurden. Im Südpolargebiet dagegen, wo das Inlandeis ungehindert in breiter Front am Meere endet, brachen die Eisberge meist als Eistafeln mit ungestörter horizontaler Schichtung ab und erleiden erst später durch die Abschmelzung wesentliche Gestaltsveränderungen. Aus dem gleichen Grunde übertreffen die antarktischen Eisberge diejenigen der Arktis beträchtlich an Größe.

O. Baschin.

Eisenprüfapparate s. Magnetisierungsapparate.

Eisenverluste. Unter Eisenverlusten versteht die Technik den Energieverlust, der bei zyklischer Magnetisierung des Eisens durch Hysteresis und Wirbelströme entsteht.

Steinmetz hat für die Hysteresisverluste in 1 cm³ die empirische Beziehung aufgestellt

$$N_h = \eta \cdot f \cdot \mathfrak{B}_m^{1,6},$$

worin f die Frequenz des Wechselstroms, \mathfrak{B}_m die maximale Induktion und η eine vom Material abhängige Konstante ist, deren Werte bei den heute gebräuchlichen Eisensorten zwischen 0,001 und 0,025 liegen.

Die Wirbelströme entstehen im Eisen durch Induktion, ihre Bahnen verlaufen senkrecht zu den

Induktionslinien; mit ihrem Auftreten sind Energieverluste durch Joulesche Wärme verbunden. Um sie klein zu halten, setzt man den Eisenkern aus dünnen Blechen (bei Transformatoren und Dynamomaschinen in Dicken von 0,3—0,5 mm) zusammen und verwendet Eisenlegierungen (Silizium) von hohem elektrischen Widerstand. Die Größe des Energieverlustes durch Joulesche Wärme in 1 cm³ ist bei Blechen von der Dicke d cm und bei den Frequenzen der Starkstromtechnik durch die Beziehung gegeben

$$N_w = \beta \cdot \mathfrak{B}^2 d^2 f^2,$$

worin $\beta = \frac{\pi}{6\rho}$ eine durch die elektrische Leitfähigkeit ρ des Materials bestimmte Konstante ist.

Der gesamte Verlust in Watt/kg bei der Frequenz 50, bei 20°C und bei einer bestimmten Induktion \mathfrak{B} wird als Verlustziffer bezeichnet. Nach den Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker ist die Qualität des Eisens durch Angabe der Verlustziffern bei $\mathfrak{B}_m = 10000$ und $\mathfrak{B}_m = 15000$ (C. G. S.) zu kennzeichnen.

R. Schmidt.

Näheres s. Vorschriftenbuch des Verbandes Deutscher Elektrotechniker. Berlin 1930.

Eisenwiderstand. Man versteht hierunter meistens Draht- oder Stangenkombinationen aus Eisen, welche zur Reduktion eines elektrischen Stroms dienen sollen (vgl. Vorschalt- und Regulierwiderstände). Eisen zeichnet sich vor anderen, dem gleichen Zweck dienenden Metallen oder Legierungen durch die starke Abhängigkeit seiner spezifischen Leitfähigkeit von der Temperatur aus. Diese Eigenschaft verbietet auf der einen Seite Verwendung zur Konstruktion von Präzisionswiderständen, beschränkt Eisenwiderstände vielmehr auf jene Gebiete, auf denen entweder der niedrige Preis oder die mechanische Festigkeit des Eisens den Ausschlag geben: Anlasser, Regler elektrischer Maschinen, Vorschaltwiderstände von Bogenlampen, Ballastwiderstände im starkstromtechnischen Prüffeld. Auf der anderen Seite benutzt man gerade die genannte Temperaturabhängigkeit zum Bau von Regelwiderständen für konstanten Strom, sog. Variatoren. Sie bestehen aus feinen Eisendrähten, welche in einer Atmosphäre niedrig gespannten Wasserstoffgases in eine Glasglocke luftdicht eingeschlossen sind. Ihre Wirkungsweise beruht auf den eigentümlichen Gesetzen der Wärmeleitung in solchen Gasen, welche in Verbindung mit gewissen Forderungen eines elektrisch-stabilen Gleichgewichtszustandes die gleichzeitige Existenz zweier verschieden temperierter Stücke des Widerstandsdrabtes ermöglichen. Bei passender Wahl der thermisch-elektrischen Daten kann man erreichen, daß die Länge des hochtemperierten — meist glühenden — Drahtstückes proportional der am Widerstand liegenden Spannung, dagegen unabhängig vom Strom wird. Ersichtlich kann man mit Hilfe solcher Widerstände selbst aus Stromquellen langsam schwankender Spannung innerhalb gewisser Grenzen konstante Ströme beziehen. Man macht hiervon für den Heizkreis von Elektrohöhren, für Projektionslampen, gelegentlich für Eisenbahnbeleuchtung Gebrauch. F. Ollendorff.

Näheres über Variatoren s. F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik, 1926. Julius Springer, S. 108.

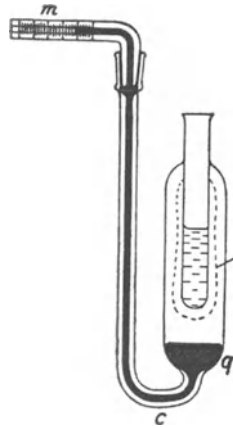
Eishöhlen. Höhlen, in denen die Lufttemperatur auch im Sommer unter dem Gefrierpunkt zu

bleiben pflegt, so daß alles durch die Gesteinsporen einsickernde Wasser gefriert. Nicht nur die Wände sind daher mit Eis überzogen, sondern auch die Stalagmiten und Stalaktiten (s. Höhlen) bestehen aus Eis. Der Eingang der Eishöhlen liegt meist höher als das Innere, so daß die dichtere kalte Luft des Winters sich ansammeln und durch die warme Sommerluft nicht verdrängt werden kann. Sie kommen deshalb nur in Gebieten vor, in denen die klimatischen Verhältnisse diese Art der Bildung zulassen, wo also namentlich die Wintertemperatur längere Zeit erheblich unter dem Gefrierpunkte bleibt.

O. Baschin.

Eiskalorie s. Wärmeeinheiten.

Eiskalorimeter. Das Eiskalorimeter wurde zuerst von Black in der Mitte des 18. Jahrhunderts benutzt. Es besteht in seiner einfachen Form aus einem mit einer Höhlung versehenen Eisblock, in welche man den auf der Temperatur t befindlichen Versuchskörper vom Gewicht M g einlegt. Der Körper kühlt sich dadurch auf 0° ab, verliert also, wenn man seine spezifische Wärme mit c bezeichnet, die Wärmemenge $M \cdot c \cdot t$ cal. Befindet sich in der vorher ausgetrockneten Höhlung nach dem Versuch die durch Wägung feststellbare Wassermenge m g, so sind von dem heißen Körper, da zum Schmelzen von 1 g Eis 79,7 cal nötig sind, 79,7 m cal abgegeben; es ist also $79,7 m = M \cdot c \cdot t$, also die mittlere spezifische Wärme des Versuchskörpers zwischen 0 und t° $c = \frac{1}{t} \cdot \frac{m}{M} \cdot 79,7$.



Bunsensches Eiskalorimeter.

Einen ganz neuen Weg beschritt Bunsen mit der Konstruktion des nach ihm benannten und seither viel gebrauchten Eiskalorimeters. Bunsen ermittelte zwar auch die Menge des geschmolzenen Eises, aber nicht wie seine Vorgänger durch Wägung des Schmelzwassers, sondern aus der Volumenverminderung, die das Eis beim Schmelzen erfährt. Anderweitig ausgeführte Untersuchungen haben ergeben, daß 1 g Eis von 0° das Volumen 1,0908 cm³, 1 g Wasser von 0° dagegen den Raum von 1,0001 cm³ einnimmt. Beim Schmelzen von 1 g Substanz tritt also eine Volumverminderung um 0,0907 cm³ ein; umgekehrt: hat sich das Volumen um 1 cm³ vermindert, so folgert man daraus, daß die Eismenge $\frac{1}{0,0907}$ g = 11,03 g geschmolzen ist.

Die neuere Form des Bunsenschen Eiskalorimeters ist in vorstehender Figur veranschaulicht. Das eigentliche Kalorimeter ist ein etwa 6 cm weites Rohr, in welches von oben her ein engeres reagenzglasähnliches Rohr eingeschmolzen ist. Das Kalorimeterrohr verjüngt sich nach unten in ein etwa 1 mm² weites Kapillarrohr c, das zweimal im rechten Winkel nach oben gebogen ist. Das Kalorimeterrohr ist um das reagenzglasähnliche Rohr herum mit einem Eismantel b, der dann noch verbleibende Raum mit Wasser gefüllt. Nach außen wird das Wasser durch Quecksilber q be-

grenzt, welches auch noch das Kapillarrohr erfüllt und in ein engeres horizontal verlaufendes Kapillarrohr m übertreten kann, das mittels Schliff in das Rohr c luftdicht eingesetzt ist.

Die Bildung des Eismantels erfolgt von innen her durch Abkühlung im inneren Röhrchen. Man füllt das Röhrchen mit einer Kältemischung. Später wird das wieder gut gesäuberte Röhrchen zur Erleichterung der Wärmeübertragung mit Alkohol beschickt.

Um mit dem Bunsenschen Eiskalorimeter die spezifische Wärme eines Körpers von der Masse M zu ermitteln, erwärmt man ihn zunächst wieder auf eine höhere Temperatur t und läßt ihn dann in das Röhrchen fallen. In demselben Maße, wie sich der Körper abkühlt, wird Eis geschmolzen, das Volumen Eis + Wasser verringert sich und infolgedessen wird Quecksilber in das Innere des Kalorimeters eingesaugt. Man beobachtet das Volumen v des eingesaugten Quecksilbers an dem zu diesem Zweck geteilten und kalibrierten, genügend langen horizontalen Rohre m. Die mittlere spezifische Wärme des Versuchskörpers zwischen 0 und t° berechnet sich dann zu

$$c = \frac{1}{T} \cdot \frac{v}{M} \cdot 11,03 \cdot 79,7 = \frac{1}{T} \cdot \frac{v}{M} \cdot 879.$$

Scheel.

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Eismaschinen s. Kältemaschinen.

Eispunkt. Der Eispunkt ist der wichtigste Fundamentalpunkt der Thermometrie, auf den man immer wieder zurückgreift, um die Unversehrtheit eines Thermometers zu prüfen. Das Eisbad wird aus feingeschabtem Eise bereitet, das mit destilliertem Wasser ausgewaschen und angefeuchtet wird. Die am meisten gefürchtete Verunreinigung des Eises ist diejenige durch Kochsalz, das bei der Herstellung des künstlichen Eises verwendet wird (0,03 Gew.-Proz. Kochsalz geben bereits eine Schmelzpunktserniedrigung von 0,01^o); man erkennt es durch die Chlorprobe: Entstehung eines weißlichen Niederschlags bei Zusatz von Silbernitrat zum Schmelzwasser. — Gewöhnliches salzfreies Natureis liefert den Eispunkt auf 0,003 bis 0,004^o sicher. — Bei einer Druckerhöhung um 1 Atm. erniedrigt sich die Schmelztemperatur des Eises um 0,0074^o. Weiteres über die Bedeutung des Eispunktes für die Thermometrie s. z. B. in den Artikeln: Glas für thermometrische Zwecke, Quecksilberthermometer, Temperaturskalen.

Scheel.

Eiszeit. Vergangene Epochen der Erdgeschichte, die ihr Gepräge durch Ansammlung gewaltiger Gletschermassen erhalten haben. Man findet ihre Spuren unter allen Breiten, in denen Land über die damalige Schneegrenze emporragte. Am stärksten entwickelt war sie in Nordeuropa und Nordamerika, wo ihre Wirkungen auch am gründlichsten untersucht worden sind.

Die gewaltigste Ausdehnung von allen Eiszeiten, die wir kennen, hat in der Diluvialzeit (s. Geologie) die große nordische Eiszeit erreicht, deren Eismassen die nördlichen Teile von Europa und von Nordamerika bedeckten und den Oberflächen großer Kontinentalgebiete Formen verliehen, denen der Stempel einer glazialen Entstehung deutlich aufgeprägt ist. Diese Eiszeit ist so starken Schwankungen unterworfen gewesen, daß die Rückzugsphasen der Eismassen nach Dauer und Intensität

für gewisse Gebiete als völlige Unterbrechungen der Eiszeit (Interglazialzeiten) betrachtet werden können. Die meisten Forscher nehmen daher mehrere, bis zu sechs, durch Interglazialzeiten getrennte Eiszeitstadien für die große diluviale Eiszeit an, die auch für zahlreiche andere Teile der Erde, insbesondere in Gebirgsländern, wie z. B. den Alpen, nachgewiesen werden konnten. Selbst in tropischen Hochgebirgen sind Eiszeiten festgestellt worden. Auch in den älteren Perioden der Erdgeschichte treten mehr oder weniger deutliche Spuren von Eiszeiten auf, unter denen diejenige im Perm (s. Geologie) am sichersten verbürgt ist.

In geophysikalischer Hinsicht hat die Ansammlung solcher großer Eismassen verschiedenartige Wirkungen: 1. Das Volumen des flüssigen Wassers auf der Erde wird um einen entsprechenden Teil vermindert, was in einer Senkung des Meeresspiegels zum Ausdruck kommen muß. 2. Die übermäßige Belastung der von der Eiszeit betroffenen Landflächen und die Entlastung anderer Gebiete durch Entziehung des Wassers muß eine Verbiegung der Erdkruste, vor allem ein Einsinken des Landes unter der Eislast zur Folge haben. 3. Durch diese Deformationen, aber auch durch die Anziehungskraft der Eismassen, ändern die Niveauflächen der Schwere ihre Gestalt, und das Geoid (s. d.) seine Form. Beim Abschmelzen des Eises stellen sich dann die früheren Zustände allmählich wieder her.

Die Ursachen der Eiszeit können in einer Abnahme der Lufttemperatur oder einer Zunahme der festen Niederschläge begründet sein. Wahrscheinlich liegt ein Zusammenwirken beider Einflüsse vor. Zur Klärung der Frage ist die Feststellung von Wichtigkeit, ob die Eiszeiten gleichzeitig auf der ganzen Erde oder alternierend in den einzelnen Gebieten aufgetreten sind, ein Problem, das bisher noch keine befriedigende Lösung gefunden hat. Selbst über die Zeit, in welcher die nordische diluviale Eiszeit geherrscht hat, ist noch keine Einigung erzielt worden, doch scheint es sich um viele zehntausende von Jahren vor der Jetztzeit zu handeln. Die tieferen Ursachen der die Eiszeit bedingenden Faktoren decken sich mit denen, die für die Klimaänderungen (s. d.) in Betracht kommen.

O. Baschin.

Ekantantal s. Uran X₂.

Ekliptik. Bahnebene der Erde um die Sonne. Auf sie bezieht man die Bewegung der Körper des Sonnensystems. Die Lage der Ekliptik ist langsam veränderlich. Die unveränderliche Ebene, in der das Rotationsmoment aller Körper des Sonnensystems ein Maximum ist, kennt man nicht genau genug, um sie als Hauptkoordinatenebene zu benutzen. Die Schiefe der Ekliptik ist der Winkel zwischen Äquator und Ekliptik. Sie ist langsam veränderlich und beträgt nach Newcomb $23^{\circ} 27' 31'',68 - 0'',4685 (t - 1850)$, wo t die Jahreszahl ist.

Unter Ekliptik versteht man ferner die scheinbare Bahn der Sonne im Laufe des Jahres an der Himmelskugel. Die Parallelkreise zum Äquator, welche die Ekliptik an ihrer nördlichsten und südlichsten Stelle berührt, heißen Wendekreise. Über das System der Ekliptik s. Himmelskoordinaten.

Bottlinger.

Elastika, s. Biegung, Elastische Linie.

Elastische Hysteresis s. Elastizität fester Körper und Plastizität.

Elastische Linie (Elastika). Belastet man einen dünnen Stab von elastischem Material durch beliebige äußere Kräfte, so nimmt er infolge der von den inneren Spannungen verursachten Verzerrungen eine neue Gestalt an. Die der neuen Gleichgewichtslage des Stabes entsprechende Stabachse heißt *elastische Linie*, auch Biegungslinie. Im einfachsten Falle eines Stabes, der im ungespannten Zustande gerade und prismatisch ist, hat man bei der Bestimmung der neuen Gestalt der Stabachse das klassische *Problem der Elastika* zu lösen. Die möglichen Formen der Elastika sind sehr vielgestaltig, da die Verschiebungen der einzelnen Punkte der Stabachse (= Vektoren des Gesamtwegs von der ursprünglichen Lage des betreffenden Punktes bis zur neuen Lage nach der Deformation des Stabes) bei dünnen Stäben auch noch dann von der Größenordnung der Stablänge sein können, wenn die Komponenten des Verzerrungszustandes klein sind und die Spannungen ein bestimmtes Maß, z. B. die Elastizitätsgrenze des Stabmaterials, nicht überschreiten. Die ersten Untersuchungen über die Elastika stammen von Jakob Bernoulli und L. Euler. Euler führte auch die erste Untersuchung über die Stabilität der elastischen Linie durch.

F. Schleicher.

Näheres s. Born, Stabilität der elastischen Linie in Ebene und Raum. Göttingen 1906. Vgl. auch die Art. Balken und Stäbe, Biegung, Stabilität elastischer Systeme.

Elastische Nachwirkungserscheinungen. Ist ein Körper einer elastischen Deformation ausgesetzt, so nimmt er unter der Wirkung des Drucks nicht sofort seine endgültige Gestalt an, sondern es bleibt ein kleiner Restbetrag, der sich erst allmählich auswirkt. Ähnlich auch, wenn der Körper entlastet wird. Auch hier ist ein Rest an Deformation, der zu seinem Verschwinden einige Zeit gebraucht. Dieser Restbetrag zerfällt in einen von der Belastungszeit und einen von den Belastungsfolgen abhängigen Teil. Den ersteren nennt man elastische Nachwirkung (nach Prandtl auch Zeitwirkung), den zweiten entsprechend der Erscheinung beim Magnetismus elastische Hysteresis. Theorien dieser Erscheinungen sind u. a. ausgearbeitet von Boltzmann, Warburg, Wiechert, Bannwitz, Prandtl.

Bei einigen Materialien verläuft die elastische Nachwirkung proportional mit dem Logarithmus der Zeit und ist von der Vorbehandlung (Erwärmung, Belastung) abhängig. Bei hohen Temperaturen ist das logarithmische Gesetz nicht mehr erfüllt, und zwar verläuft die Nachwirkung schneller als mit dem Logarithmus der Zeit. Bei hohen Temperaturen tritt auch die sogenannte Akkommodation auf, d. h. die erst allmählich erfolgende Einstellung eines bestimmten Nachwirkungsverlaufs.

Unter bestimmten Voraussetzungen gelten noch folgende Erklärungen: Wird eine Deformation S eine Minute lang aufrechterhalten und werden dann anschließend die zu den Zeiten t_1 und t_2 infolge der Nachwirkung hervorgetretenen Längenänderungen s_1 und s_2 beobachtet, dann ist

$$a = \frac{\log s_1 - \log s_2}{\log t_2 - \log t_1} \text{ und } c = t_1^a \cdot s_1 = t_2^a \cdot s_2$$

$\frac{c}{S}$ = relative Größe der Nachwirkung zur Zeit eins, $\frac{1}{a}$ nennt man die Hartnäckigkeit.

Eine wichtige Rolle spielen die Erscheinungen der elastischen Nachwirkung und Hysterese bei Manometern und Aneroidbarometern aus Metall. — Erscheinungen bei zyklischer Belastung. Trägt man die Ablesungen z. B. an Aneroidbarometern bei zunehmendem und abnehmendem Druck als Funktion des jeweiligen Druckes graphisch auf, so bildet diese Kurve eine Schleife, derart, daß das Instrument auf dem Hingang höher zeigt als auf dem Rückgang.

Für Manometer ergibt sich das analoge Bild. Jedoch ist hier der Weg ein umgekehrter; zunächst beobachtet man bei steigendem, dann bei fallendem Druck. Es liegt dann die beim Rückgang erhaltene Kurve über der beim Hingang gefundenen. S. auch Elastizität fester Körper.

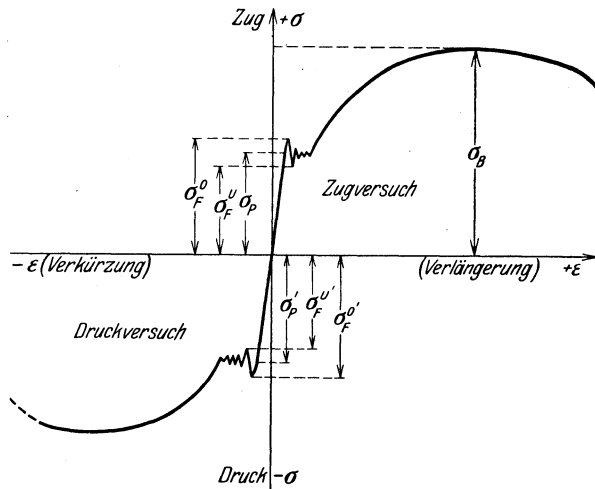
H. Ebert.

Näheres s. L. Boltzmann, Pogg. Ann. Ergänzungsband 7, 624, 1876. — E. Warburg, Wied. Ann. 4, 233, 1878. — E. Wiechert, Wied. Ann. 50, 335, 546, 1893. — K. Bannwitz, Phys. Zeitschr. 25, 417, 1924. — L. Prandtl, Zeitschr. f. angew. Mathem. u. Mech. 8, 85, 1928. — A. Winkelmann, Handb. d. Phys. I, 1. Teil, 796, 1908.

Näheres insbesondere über Aneroid: E. Warburg und W. Heuse, Zeitschr. f. Instrkte, 39, 41, 1919. — Scriba, Luftfahrtforschung, Bd. 5, Heft 3, 1929.

Elastizität der Erde s. Festigkeit der Erde.

Elastizität fester Körper. Jeder Körper erleidet unter der Einwirkung von äußeren Kräften gewisse Formänderungen, die mit der Stärke der Kraftwirkung wachsen. Körper, welche die Fähigkeit besitzen, nach Beendigung der Kraftwirkung wieder ihre frühere Gestalt anzunehmen, heißen *elastisch*.



Spannungs-Dehnungslinie für den Typus des dehnbaren Metalls.

Körper, die dies nicht tun, *plastisch*. Die Erfahrung zeigt, daß es keine *vollkommen elastischen* Körper gibt, da bereits unter den kleinsten Belastungen ein gewisser, wenn auch sehr kleiner Anteil der Formänderungen bleibend (plastisch) ist. Weil es nicht möglich ist, Spannungs- und Verzerrungskomponenten direkt zu messen, werden sie meist aus (über endliche Gebiete genommenen) Mittelwerten von Spannungs- und Verzerrungsgrößen hergeleitet, welche letztere in vielen Fällen unschwer gemessen werden können. Für solche Messungen werden Versuchsanordnungen bevorzugt, welche unter Voraussetzung der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes homogene Verzerrungs-

zustände erwarten lassen (s. Verzerrungszustand). Das einfachste Experiment dieser Art ist der sog. statische Zug- bzw. Druckversuch. Ein genügend langer prismatischer Stab von der Querschnittsfläche F wird in seiner Längsrichtung durch zwei entgegengesetzt gleiche Kräfte P von sehr langsam ansteigender Größe gezogen (gedrückt) und die dabei auftretenden Formänderungen (d. s. hier die Längenänderungen in der Längsrichtung und in den Querrichtungen) innerhalb einer bestimmten *Meßstrecke* gemessen. Das Ergebnis solcher Versuche wird in Diagrammen dargestellt, aus denen man die wichtigsten elastischen Eigenschaften des betreffenden Stoffes leicht entnehmen kann. Die nebenstehende Figur zeigt die *Spannungs-Dehnungslinie* (Abszissen = spez. Dehnungen ϵ_x in der Längsrichtung, Ordinaten = mittlere spez. Längs-

spannung¹⁾ $\sigma_x = \frac{P}{F}$), wie sie z. B. für Stahl typisch ist. Die obere Hälfte der Figur entspricht dem Zugversuch $\sigma_x > 0$, die untere Hälfte dem Druckversuch $\sigma_x < 0$. Die elastischen Eigenschaften im Zuggebiet und im Druckgebiet sind für die meisten Stoffe im großen ganzen gleich, wenn auch die charakteristischen Spannungswerte recht verschieden hoch sein können.

Proportionalitätsgrenze ist jene Spannung σ_p , bis zu welcher Spannungen und Dehnungen proportional sind. Für Spannungszustände, die unterhalb der Proportionalitätsgrenze bleiben, gilt das Hookesche Gesetz.

Elastizitätsgrenze. Die Spannung σ_E , bis zu welcher die Verzerrungen „praktisch vollkommen elastisch“ sind und oberhalb welcher der Anteil der bleibenden Formänderungen ein gewisses Maß überschreitet, heißt *Elastizitätsgrenze*. Beim Zug- bzw. Druckversuch versteht man darunter nach Übereinkommen jene Spannung, bei welcher die bleibende Längsdehnung gerade gleich 0,00003 wird.

Unter Elastizitätsgrenze werden jedoch oft auch andere Spannungswerte verstanden als die oben angegebene, sog. „0,003% Grenze“ für die bleibenden Dehnungen. Die vom Internationalen Materialprüfungskongress Brüssel 1906 vereinbarte 0,001% Grenze konnte sich nicht einbürgern, da diese Dehnung zu klein gewählt ist und unter der normalerweise erreichbaren Meßgenauigkeit liegt. Da die Proportionalitätsgrenze bei Stahl nur sehr wenig unter der Elastizitätsgrenze liegt, läßt man beide Grenzen oft annäherungsweise zusammenfallen.

Fließgrenze. Im Fließbereich nehmen die gesamten und bleibenden Dehnungen des Versuchstabs sehr rasch zu, bei nur kleinen Änderungen der Belastung. Die Spannungen σ_F^u und σ_F^o , welche das Fließgebiet begrenzen, heißen *untere* und *obere Fließgrenze*.

Die Fließgrenze für Zugbeanspruchung wird auch als *Streckgrenze* bezeichnet, die für Druckspannungen als *Quetschgrenze*. Nach den deutschen Normen sind dafür die Symbole σ_S bzw. σ_{-S} festgelegt. Es ist üblich, auch dann von Streck- bzw.

¹⁾ Die Spannungen werden in solchen Diagrammen auf den ursprünglichen Stabquerschnitt bezogen.

Quetschgrenze zu sprechen, wenn die Fließgrenze nicht scharf ausgeprägt ist. Nach DIN 1602 ist σ_F in diesem Fall jene Spannung, bei der die bleibende Dehnung den Wert von 0,2% der Meßlänge erreicht („0,2-Grenze“).

Bruchspannung (Zerreißeigenschaft, Druckfestigkeit) heißt die höchste, vor dem Eintritt der Zerstörung erreichte Spannung σ_B bzw. σ_{-B} .

Elastizitätsgrenze, Proportionalitätsgrenze, Fließgrenze und Bruchspannung sind im allgemeinen für Zug- und Druckversuch verschieden. Die beim Bruch vorhandenen Dehnungen in der Längsrichtung und in den Querrichtungen geben ein Maß für die *Bildsamkeit* des betreffenden Stoffs. Solche mit großen Bruchdehnungen heißen *bildsam*, solche mit kleinen Bruchdehnungen nennt man *spröde*.

Zeitliche Wirkungen. Der Verzerrungszustand eines Körpers ist von der Geschwindigkeit, mit der eine Belastung aufgebracht wird und von der Dauer ihrer Einwirkung nur in erster Annäherung unabhängig. Beobachtet man nämlich einen stark gespannten Zugstab während eines längeren Zeitraums, so findet man, daß seine Gesamtdehnungen im gespannten Zustande mit der Zeit noch etwas zunehmen und daß auch die bleibenden Formänderungen längere Zeit nach der Entlastung wesentlich kleiner geworden sind, als sie unmittelbar nach der Entlastung waren (verzögerte Deformation). Diese zeitlichen Veränderungen, deren Intensität stark von der Höhe der Beanspruchung des Stabes abhängt, faßt man unter dem Namen *elastische Nachwirkung* oder *elastische Hysterisis* zusammen. Aus der zeitlichen Zunahme der Verzerrung unter konstanter Belastung folgt unmittelbar, daß die Spannungen bei konstant gehaltener Verzerrung mit der Zeit abnehmen, welche Erscheinung man als *Relaxation* bezeichnet.

Bei Stoffen wie Gußeisen, die im jungfräulichen Zustand stärkere Abweichungen vom Hookeschen Gesetz aufweisen, treten die Erscheinungen der elastischen Hysterisis besonders stark auf. Fast alle diese Stoffe nähern sich in ihrem Verhalten schon nach wenigen Wiederholungen von Belastung und Entlastung dem Hookeschen Gesetze der Proportionalität von Spannungen und Verzerrungen sehr gut an, wobei die bleibenden Dehnungen auf der gleichen Laststufe mit der Zahl der Belastungen rasch abnehmen. Unter gewissen Bedingungen kann man durch genügend hohe Beanspruchung Proportionalitätsgrenze und Elastizitätsgrenze innerhalb gewisser Grenzen hinaufsetzen. Man spricht dann von einer *Verfestigung* des Materials infolge Überanstrengung.

F. Schleicher.

Näheres s. v. Kármán, Physikalische Grundlagen der Festigkeitslehre, Enzykl. der mathem. Wissenschaften, Bd. IV, Art. 31. — Angaben über die elastischen Eigenschaften einer großen Anzahl von Stoffen findet man bei Bach, Elastizität und Festigkeit. 8. Aufl. Berlin 1920.

Elastizität, Grundgleichungen der —. Setzt man die Spannungs-Verschiebungsgleichungen (s. d.) in die Spannungsgleichungen der Bewegung und des Gleichgewichts (s. d.) ein, so erhält man für elastische Körper, die dem verallgemeinerten Hookeschen Gesetz gehorchen, ein System von drei partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung für die Komponenten u, v, w des Verschiebungsvektors \mathbf{v} . Diese Gleichungen, denen jeder Verschiebungszustand u, v, w genügen muß,

wenn er in dem festen elastischen Körper möglich sein soll, heißen die Grundgleichungen der Elastizität.

Für den Sonderfall eines isotropen Körpers, der dem Hookeschen Gesetze folgt, seien die Grundgleichungen der Elastizität hier angegeben. Sie lauten für ein kartesisches Koordinatensystem (O, x, y, z)

$$(1) \quad \begin{cases} \nabla^2 u + \frac{m}{m-2} \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{k_x}{G} = \frac{\rho}{G} \frac{d^2 u}{dt^2} \\ \nabla^2 v + \frac{m}{m-2} \frac{\partial e}{\partial y} + \frac{k_y}{G} = \frac{\rho}{G} \frac{d^2 v}{dt^2} \\ \nabla^2 w + \frac{m}{m-2} \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{k_z}{G} = \frac{\rho}{G} \frac{d^2 w}{dt^2} \end{cases}$$

Darin bedeutet $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ den Laplaceschen Differentialoperator,

$$e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div } \mathbf{v}$$

ist die Volumdehnung, k_x, k_y, k_z sind die Komponenten der Massenkraft \mathbf{f} pro Raumeinheit, ρ die Dichte des Körpers, m ist die Querkontraktionszahl, G der Schubmodul.

Die drei Gleichungen (1) lassen sich in eine einzige Gleichung für den Verschiebungsvektor \mathbf{v} zusammenfassen. Bezeichnet ∇ den vektoriellen Differentialoperator

$$\nabla = i_x \frac{\partial}{\partial x} + i_y \frac{\partial}{\partial y} + i_z \frac{\partial}{\partial z},$$

so ist die vektorielle Form der Grundgleichung der Elastizität

$$(2) \quad \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{m}{m-2} \nabla \cdot \nabla \mathbf{v} + \frac{\mathbf{f}}{G} = \frac{\rho}{G} \frac{d^2 \mathbf{v}}{dt^2}.$$

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Deutsch von Timpe). Leipzig 1907. § 91.

Elastizitätsgleichungen s. Statisch bestimmte und statisch unbestimmte Tragwerke.

Elastizitätsgrenze s. Elastizität fester Körper.

Elastizitätskonstanten (allgemein) s. auch Verzerrungsenergie.

Elastizitätskonstanten für isotrope feste Stoffe. Für isotrope Körper gibt es nur zwei voneinander unabhängige elastische Konstanten, für welche man in der Literatur eine ganze Reihe von verschiedenen Definitionen findet, die sich aber leicht umrechnen lassen, wenn man ihre mechanische Bedeutung beachtet. In der neueren Literatur, insbesondere der über technische Elastizitätsaufgaben, werden fast ausschließlich die Konstanten E, G, m verwendet.

1. Elastizitätsmodul E . Ist nur eine einzige Normalspannung σ_x von Null verschieden und verschwinden alle anderen Spannungskomponenten, so gelten die Verzerrungs-Spannungsgleichungen für die Dehnungen ε und die Schiebungen γ

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E}, \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z = -\frac{\varepsilon_x}{m} = -\frac{\sigma_x}{mE}$$

$$\gamma_{yz} = \gamma_{zx} = \gamma_{xy} = 0.$$

Somit ist $E = \frac{\sigma_x}{\varepsilon_x}$ das Verhältnis von Normalspannung zu Längsdehnung. E (Dimension Kraft pro Flächeneinheit) heißt *Elastizitätsmodul* oder *Youngscher Modul*.

2. Querdehnungszahl $m = -\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y}$ heißt das Verhältnis von Längsdehnung zur Querdehnung.

Für den reziproken Wert $\frac{1}{m}$ findet man in der Literatur auch ν oder σ (Poissonsche Konstante).

3. Schubmodul G. Verschwinden sämtliche Spannungskomponenten mit Ausnahme der Schubspannung τ_{xy} , so gilt

$$\gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G}, \gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0, \epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = 0.$$

Das Verhältnis $G = \frac{\tau_{xy}}{\gamma_{xy}}$ von Schubspannung und Schiebung heißt *Schubmodul* oder *Gleitmodul*. Zwischen E, m, G besteht die Gleichung

$$G = \frac{mE}{2(m+1)}.$$

4) Kompressionsmodul k. Unter einem hydrostatischen Druck $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = p$, $\tau_{xy} = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$ sind die Verzerrungskomponenten

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \frac{m-2}{m} \frac{p}{E}$$

$$\gamma_{xy} = \gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0.$$

Die spez. Volumdehnung $e = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$ wird für diesen Spannungszustand

$$e = \frac{p}{k}$$

gesetzt, wodurch der sogenannte *Kompressionsmodul*

$$k = \frac{mE}{3(m-2)}$$

definiert ist.

5. Die Laméschen Elastizitätskonstanten λ und μ sind die Koeffizienten der Verzerrungskomponenten in den Spannungs-Verzerrungsgleichungen (s. Hookesches Gesetz)

$$\sigma_x = \lambda e + 2\mu \epsilon_x \text{ usw.}$$

$$\tau_{yz} = \mu \gamma_{yz} \text{ usw.}$$

Zwischen den Laméschen Konstanten λ, μ und den Konstanten E, m, G bestehen die Gleichungen

$$\mu = G, \lambda = \frac{2G}{m-2}$$

und umgekehrt

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, G = \mu, m = \frac{2(\lambda + \mu)}{\lambda}.$$

6. Kirchhoffsche Konstanten K und Θ . Kirchhoff verwendet die Spannungs-Verzerrungsgleichungen in der Form

$$\sigma_x = 2K(\epsilon_x + \Theta e) \text{ usw.}$$

$$\tau_{yz} = K \gamma_{yz} \text{ usw.}$$

Die Konstanten K und Θ sind durch G und m ausgedrückt

$$K = G, \Theta = \frac{1}{m-2}.$$

In Arbeiten über spezielle Aufgaben findet man noch weitere Konstantendefinitionen, die aber weniger häufig vorkommen, als die unter 1. bis 6. genannten. In der folgenden Tabelle sind die für die Umrechnung der verschiedenen Konstanten nötigen Beziehungen zusammengestellt.

Über elastische Konstanten im allgemeinen s. Art. Verzerrungsenergie. *F. Schleicher.*

Vergleichende Tabelle der gebräuchlichsten Elastizitätskonstanten für isotrope Körper.

	E	m	G	Lamé		Kirchhoff		Kompressionsmodul k
				λ	μ	K	Θ	
E, G, m	$\frac{2(m+1)}{m} G$	$\frac{2G}{E-2G}$	$\frac{mE}{2(m+1)}$	$\frac{2G}{m-2}$	G	G	$\frac{1}{m-2}$	$\frac{mE}{3(m-2)}$
λ, μ	$\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$	$\frac{2(\lambda+\mu)}{\lambda}$	μ	—	—	μ	$\frac{\lambda}{2\mu}$	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$
K, Θ	$\frac{3\Theta+1}{2\Theta+1} 2K$	$2 + \frac{1}{\Theta}$	K	$2K\Theta$	K	—	—	$2K\left(\Theta + \frac{1}{3}\right)$

Elastizitätsmodul s. Elastizitätskonstanten für isotrope feste Körper.

Elastizitätstheorie. Unter Elastizitätstheorie versteht man jenen Teil der Mechanik der Kontinua, welcher sich mit dem Gleichgewicht und der Bewegung der elastisch-festen Körper befaßt. Ziel der mathematischen Elastizitätstheorie ist die Bestimmung des Verschiebungszustandes, sowie die Berechnung der Spannungskomponenten und der Komponenten der Verzerrung in vollkommen elastischen Körpern, deren Beanspruchung also unterhalb der „Elastizitätsgrenze“ bleibt. In der Elastizitätstheorie wird die Existenz einer Verzerrungsenergiefunktion sowie die Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes von der Proportionalität zwischen Spannungen und Verzerrungen vorausgesetzt. Den meisten Raum nimmt die Mechanik des isotropen, homogenen Körpers ein, dessen Verschiebungen klein sind. Die Erscheinungen der elastischen Hysterisis werden in erster Annäherung vernachlässigt. Ihre Behandlung gehört einer besonderen Theorie an. Die Vorgänge im Fließgebiet, d. h. die Untersuchung der plastischen Formänderungen sind Gegenstand der Plastizitätstheorie (s. d.)

Die Hauptaufgabe der mathematischen Elastizitätstheorie ist die Integration der sogen. Grundgleichungen der Elastizität (s. d.) unter Beachtung der jeweiligen Randbedingungen. Sie gibt die Verschiebung aller Punkte, bei Bewegungsvorgängen als Funktion der Zeit. Ist der Verschiebungszustand bekannt, so läßt sich auch der Verzerrungszustand und der Spannungszustand leicht bestimmen. Man erhält die Komponenten der Verzerrung aus den Verzerrungs-Verschiebungsgleichungen (s. Hookesches Gesetz) und die Spannungskomponenten aus den Spannungs-Verschiebungsgleichungen (s. d.). Der Weg zur Bestimmung der Spannungskomponenten ist also nicht direkt. Die sogen. *Direkte Spannungsermittlung* (d. h. die Bestimmung der Spannungen aus den Spannungsgleichungen, ohne den Umweg über die Verschiebungen) ist nur in wenigen einfachen Fällen möglich.

Für gegebene Randbedingungen und Belastungen, die unter gewissen kritischen Werten liegen, sind Verzerrungszustand und Spannungszustand eindeutig. Eine exakte Integration der Grundgleichungen der Elastizität, welche nur unter Voraussetzung kleiner Verschiebungen gelten, ist nur

in verhältnismäßig wenigen und einfachen Fällen durchführbar. Es wurden deshalb viele mehr oder weniger zutreffende Näherungstheorien entwickelt, die sich insbesondere auf Drähte, Stäbe, Platten und Schalen beziehen, d. h. auf Körper, bei denen eine oder zwei Abmessungen gegenüber den anderen klein sind.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (Deutsch von Timpe). Leipzig 1907.

Man vgl. auch die Art. Biegung, Torsion und Stabilität elastischer Systeme.

Elektret. Ein in seinem gesamten Volumen permanent polarisiertes Dielektrikum wurde von Heaviside, in Anlehnung an das Wort Magnet für ein permanent polarisiertes Eisenstück, Elektret genannt.

Sato und Eguchi gelang es, solche Elektrets herzustellen, indem sie eine dielektrische Flüssigkeit, die aus Dipolen besteht und amorph erstarrt, in die feste Phase überführten, während sie sich in einem starken elektrischen Feld befand, so daß ihre Dipole zum Teil ausgerichtet waren und in dieser Lage fixiert wurden. Am besten eigneten sich Gemische aus Wachs- und Harzsorten. Derartige Elektrets zeigen auf einander entgegengesetzten Flächen dauernd entgegengesetzte elektrische Ladungen, die erst beim Schmelzen der ganzen Masse wieder verschwinden. *Güntherschulze.*

Elektrische Arbeit s. Elektrizitätszähler.

Elektrische Doppelbrechung s. Elektrooptische Doppelbrechung.

Elektrische Eigenschaften von Gläsern s. Glas.

Elektrische Energie, s. Energie, elektrische.

Elektrische Heizung. Erfolgt in der Regel als Widerstandsheizung durch die Wärme, die der elektrische Strom in einem elektrischen Widerstand (Draht, Glühlampen, Graphitpulver) entwickelt. Hat den Vorzug sehr bequemer und rascher Regulierbarkeit, vollständiger Sauberkeit und leichter Transportierbarkeit der Heizquelle. Wird deshalb in Laboratorien und in der Heilkunde sehr viel angewandt. Ihrer Verwendung als Gebäudeheizung steht der hohe Preis der elektrischen Energie entgegen. Da bei der Umwandlung der chemischen Energie der Kohle in elektrische Energie mehr als 80% der Energie verlorengehen und hierzu noch die Betriebskosten des Elektrizitätswerks und umfangreichen Leitungsnetzes kommen, kann die elektrische Heizung nur da die Kohlenheizung ersetzen, wo durch Ausnutzung großer Wasserkräfte die elektrische Energie sehr billig geliefert werden kann. *Güntherschulze.*

Elektrische Kalorimetrie s. Kalorimetrie, elektrische.

Elektrische Leitfähigkeit s. Elektrizitätsleitung in Gasen, Leiter, elektrische, Leiter zweiter Klasse, Elektronentheorie der metallischen Leitung, Leitfähigkeit, elektrische, der Luft, Leitvermögen, Dielektrikum und die auf letzteren folgenden Artikel. *v. Staal.*

Elektrische Lokomotive. Die elektrischen Zugförderungsmaschinen können eingeteilt werden in:

1. solche mit Akkumulatorenbetrieb, sog. Speichertriebwagen oder Speicher-Lokomotiven. Neben den gewöhnlichen Bleiakumulatoren sind besonders die leichteren Edisonakkumulatoren in Verwendung. Bei diesen besteht der Plattensatz aus vernickeltem Eisenblech; als Flüssigkeit dient geruchlose Kalilauge von 21% und als wirksame Masse auf der positiven Seite Nickelhydroxyd mit Zusatz von Graphit oder metallischen Nickel-

flocken, auf der negativen Seite Eisenoxyd mit einer Beimischung von Quecksilberoxyd. Die mittlere Entladespannung einer solchen Zelle im Dauerbetrieb beträgt etwa 1,23 V. Für einen Dreiwagenzug mit Personen-, Post- und Gepäck- abteil ergeben sich folgende Verhältnisse:

	Fahr- gäste	Gewicht voll besetzt	Fahr- bereich
Bleiakkumulatoren .	120	92 t	180 km
Edisonakkumulatoren	144	79 t	210 km

Die Speichertriebwagen oder Lokomotiven sind mit Serien-Nebenschluß- oder Hauptstrommotoren ausgerüstet. Zwecks Verbilligung des Betriebs hat man auch die Rückgewinnung von Strom auf Gefällen eingeführt.

2. Elektrische Triebwagen mit Verbrennungskraftmaschinen. Diese sind gekennzeichnet durch das Vorhandensein einer Stromerzeugungsanlage auf dem Fahrzeug selbst. Je nach Art der Primärmaschine spricht man von Benzol-, Benzin-, Gasolin-, Dieselelektrischen Triebwagen oder Lokomotiven.

3. Triebwagen- oder Lokomotiven mit Stromzuführung. Benützt wird Gleichstrom von 1200 bis 1750 V Motorspannung, also bei Reihenschaltung von 2 Motoren 2400 bis 3500 V Fahrdrachtspannung, Einphasenwechselstrom von 350 bis 1200 V Motorspannung, 10000 bis 16000 V Fahrdrachtspannung und bis 100000 V Spannung in der Netzspeiseführung. Die Periodenzahl beträgt 15 oder 16²/₃, selten 25. Schließlich wird, allerdings seltener als Gleich- oder Einphasenwechselstrom, auch Drehstrom verwendet bei 650 bis 1250 V Motorspannung, 3000 bis 3300 V Fahrdrachtspannung und ebenfalls 15 oder 16²/₃ Perioden. Der Drehstrombetrieb erlaubt die Rückgewinnung von Strom im Gefälle.

Der hochgespannte Gleichstrom wird häufig durch Umformen aus Wechsel- oder Drehstrom erzeugt und zwar sowohl in Umformerwerken als auch auf Umformerfahrzeugen.

Für die Art des Betriebsstroms gelten keine festen Regeln. Der Einphasenwechselstrom hat jedoch im Vollbahnwesen Mitteleuropas eine vorherrschende Stellung.

Die elektrischen Lokomotiven werden mit einem, zwei oder mehreren Motoren ausgerüstet. In Europa bevorzugte man bis vor kurzem hochliegende Anordnung der Motoren wegen der Vorteile vollständiger Abfederung und größerer Freiheit in den Abmessungen. Bei Verwendung von zwei oder mehreren Motoren werden die Achsen entweder einzeln oder unter Zwischenschaltung von Zahnrädern und Blindwellen oder durch Stangen angetrieben.

Die Ausrüstung der elektrischen Lokomotiven ist nach der Stromart verschieden. Außer dem oder den Motoren sind meist vorhanden: Transformatoren, Umformer, Haupt- und Umschalter, Ventilatoren, Heizungskessel. Dazu kommt eine mehr oder minder verwickelte Steuerung, so daß eine elektrische Lokomotive 20 bis 40 elektromagnetisch betätigte Schalter mit einer großen Zahl von Haupt- und Verriegelungskontakten, Haupt-, Steuer und Verriegelungsleitungen, Fahrtschalter, Handhebel, Drehschalter und Zeigerinstrumente enthält. *L. Schneider.*

Elektrische Maßsysteme. Die absoluten elektrischen Einheiten werden ebenso, wie die anderen physikalischen Einheiten auf die Grundmaße der Länge, Masse und Zeit zurückgeführt (s. Absolutes Maßsystem). Bei dieser Zurückführung bleiben aber gewisse Konstanten ihrer Dimension nach unbestimmt und je nach Festsetzung derselben erhält

man verschiedene Maßsysteme. Die Wahl derselben ist vollkommen willkürlich und man muß sich davor hüten, den Dimensionen der Einheiten irgendwelche absolute Bedeutung beizumessen, wozu der Name verführen könnte. So hat z. B. die Einheit des elektrischen Widerstands im elektromagnetischen Maßsystem die Dimension einer Geschwindigkeit, ohne daß irgendeine Wesenseinheit zwischen diesen beiden physikalischen Größen besteht. Den Dimensionen nach unterscheidet man zur Zeit drei verschiedene elektrische Maßsysteme; die beiden Maxwell'schen, nämlich das elektrostatische und elektromagnetische Maßsystem und drittens das Gauß'sche System. Im elektrostatischen System ist die Dielektrizitätskonstante ϵ dimensionslos, im elektromagnetischen die Permeabilität μ und im Gauß'schen System sind beide Größen dimensionslos angenommen. Es wären an sich auch noch andere Möglichkeiten der Festsetzung vorhanden, aber nur die drei erwähnten Systeme haben Bedeutung

im elektrischen System in einfacher Weise. Z. B. gilt für die elektrische Feldstärke \mathcal{E} die Beziehung $e \cdot \mathcal{E} = \text{Kraft}$, ferner ist die Stromstärke gleich Elektrizitätsmenge durch Zeit usw. In analoger Weise sind aus der Dimension der magnetischen Masse die Dimensionen der übrigen magnetischen Größen (Feldstärke \mathcal{H} , Induktion \mathfrak{B} , Fluß \mathcal{D}) im magnetischen System abzuleiten. Um nun aber weiter im elektrischen System auch die Dimensionen der magnetischen Größen und umgekehrt im magnetischen System diejenigen der elektrischen Größen zu finden, muß man die Maxwell'schen Verkettingsgleichungen zwischen elektrischen und magnetischen Größen zu Hilfe nehmen.

Diese Gleichungen lauten, wenn nur die dielektrische Verschiebung \mathcal{D} berücksichtigt wird: $\frac{1}{k} \frac{d\mathcal{D}}{dt} = \text{rot } \mathfrak{H}$, $-\frac{d\mathfrak{B}}{dt} = \text{rot } \mathcal{E}$, worin k die bereits er-

Dimensionen elektrischer und magnetischer Größen in allgemeiner Form.
(Die magnetischen Größen sind durch * gekennzeichnet.)

Bezeichnung	Elektrisches System (ϵ und k)	Magnetisches System (μ und k)
Dielektrizitätskonstante ϵ	$[\epsilon]$	$[1^{-2} t^2 \mu^{-1} k^2]$
*Permeabilität μ	$[1^{-2} t^2 \epsilon^{-1} k^2]$	$[\mu]$
Wahre Elektrizität e	$[m^{1/2} l^{3/2} t^{-1} \epsilon^{1/2}]$	$[m^{1/2} l^{1/2} \mu^{-1/2} k]$
*Wahrer Magnetismus M	$[m^{1/2} l^{1/2} \epsilon^{-1/2} k]$	$[m^{1/2} l^{3/2} t^{-1} \mu^{1/2}]$
Elektrische Feldstärke \mathcal{E}	$[m^{1/2} l^{-1/2} t^{-1} \epsilon^{-1/2}]$	$[m^{1/2} l^{1/2} t^{-2} \mu^{1/2} k^{-1}]$
*Magnetische Feldstärke \mathcal{H}	$[m^{1/2} l^{1/2} t^{-2} \epsilon^{1/2} k^{-1}]$	$[m^{1/2} l^{-1/2} t^{-1} \mu^{-1/2}]$
Elektrisches Potential (Spannung) E	$[m^{1/2} l^{1/2} t^{-1} \epsilon^{-1/2}]$	$[m^{1/2} l^{3/2} t^{-2} \mu^{1/2} k^{-1}]$
Stromstärke J	$[m^{1/2} l^{1/2} t^{-2} \epsilon^{1/2}]$	$[m^{1/2} l^{1/2} t^{-1} \mu^{-1/2} k]$
Widerstand R	$[l^{-1} t \epsilon^{-1}]$	$[l t^{-1} \mu k^{-2}]$
Kapazität C	$[l \epsilon]$	$[l^{-1} t^2 \mu^{-1} k^2]$
*Induktivität L	$[l^{-1} t^2 \epsilon^{-1} k^2]$	$[l \mu]$

gewonnen. Die sogenannten praktischen Einheiten (Volt, Ampere usw.) sind Einheiten des elektromagnetischen Systems, ebenso wie die in der Praxis benutzten magnetischen Einheiten der Feldstärke (Gauß) usw.

Wenn man von den allgemeinen Coulombschen Gesetzen der Anziehung elektrischer und magnetischer Massen ausgeht und dabei nicht von vornherein die Dimension der Konstanten ϵ und μ festsetzt, sondern dieselben zunächst ebenso unbestimmt läßt, wie diejenige einer dritten Konstante, auf die gleich zurückzukommen sein wird, so erhält man nur zwei Systeme, ein elektrisches und ein magnetisches, welche aber die drei oben erwähnten Systeme in sich enthalten und aus denen sich auch noch andere Systeme ableiten ließen. Für zwei gleich große elektrische Massen (wahre Elektrizitätsmengen) e , die sich im Abstände l in einem homogenen Medium von der Dielektrizitätskonstante ϵ befinden, ist nach dem Coulombschen Gesetz zu setzen: $e^2/\epsilon l^2 = \text{Kraft}$. Aus der Dimension der Kraft $[lm/t^2]$ ergibt sich also für die Dimension von e im elektrischen System, wenn $[\epsilon]$ die offene gelassene Dimension dieser Größe bedeutet: $[e] = [m^{1/2} l^{3/2} t^{-1} \epsilon^{1/2}]$. In analoger Weise erhält man als Dimension der magnetischen Masse (wahrer Magnetismus) M im magnetischen System $[M] = [m^{1/2} l^{3/2} t^{-1} \mu^{1/2}]$; dabei steht also nur μ an Stelle von ϵ .

Aus der Dimension der Elektrizitätsmenge folgen die Dimensionen der anderen elektrischen Größen

wählte dritte unbestimmte Konstante bedeutet. Da der Differentiation nach t für die Dimension eine Division durch eine Zeit entspricht und dem rotor in entsprechender Weise eine Division durch eine Länge, so erhält man für die Dimensionen folgende Beziehungen:

$$[\mathfrak{H}] = \left[\frac{1}{t} \cdot \frac{\mathcal{D}}{k} \right] \text{ und } [\mathcal{E}] = \left[\frac{1}{t} \cdot \frac{\mu \mathfrak{H}}{k} \right].$$

Von den auf diese Weise für beide Systeme erhaltenen Dimensionen allgemeiner Art sind in der folgenden Tabelle einige zusammengestellt. (Näheres hierüber s. z. B. bei Abraham-Föppl, Einführung in die Maxwell'sche Theorie der Elektrizität, B. C. Teubner, Leipzig-Berlin.)

Das elektrische System enthält die unbestimmten Konstanten ϵ und k , das magnetische System die Konstanten μ und k . Wenn man diesen nun bestimmte Dimensionen zuerteilen will, so ist dabei zu beachten, daß nur zwei derselben willkürlich wählbar sind. Denn infolge der Maxwell'schen Gleichungen besteht für die Dimensionen der

$$\text{Größen } \epsilon, \mu \text{ und } k \text{ die Bedingung: } \left[\frac{k}{\sqrt{\epsilon \mu}} \right] = \left[\frac{1}{t} \right] =$$

Geschwindigkeit und zwar ist $k/\sqrt{\epsilon \mu}$, wie sich aus den Wellengleichungen im Dielektrikum ergibt, diejenige Geschwindigkeit, mit der sich eine elektrische Störung in einem Dielektrikum mit den Konstanten ϵ und μ fortpflanzt; im Vakuum wird sie der Lichtgeschwindigkeit gleich gesetzt. Die angegebene

Bedingung ergibt sich, wenn man die linken und rechten Seiten der obenstehenden Maxwell'schen Gleichungen multipliziert. Setzt man nun im elektrischen System ϵ und k dimensionslos, so erhält man daraus die Dimensionen des Maxwell'schen elektrostatischen Systems und μ erhält die Dimension $[l^{-2}t^2]$, nimmt man andererseits im magnetischen System μ und k als dimensionslos an, so ergeben sich die Dimensionen des Maxwell'schen elektromagnetischen Systems und ϵ erhält die Dimension $[l^{-2}t^2]$. Wenn man schließlich sowohl ϵ wie μ als dimensionslos annimmt, so muß man der Konstante k nach obiger Bedingungs-gleichung die Dimension einer

magnetische Feldstärke, sowie die dielektrische Verschiebung und die magnetische Induktion die gleiche Dimension $[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$; ebenso besitzen Kapazität und Induktivität die gleiche Dimension [1]. Wegen dieser Einfachheit wird das Gauß'sche System vielfach bei theoretischen Betrachtungen benutzt. Hinsichtlich des Übergangs von diesen Systemen zu den in der Praxis benutzten Einheiten Volt, Ampere usw. s. „Praktische Einheiten“.

Neuerdings wird auch von einigen Seiten ein ganz anderes Dimensionssystem vorgeschlagen, bei dem als Grundeinheiten nicht nur Masse, Länge und Zeit verwendet werden, sondern noch eine vierte Größe,

Dimensionen der elektrischen und magnetischen Größen im Elektrostatischen, Elektromagnetischen und Gauß'schen System.

$c =$ Lichtgeschwindigkeit $=$ rd. 3×10^{10} cm/Sek. Die magnetischen Größen sind durch * gekennzeichnet.

Bezeichnung	Maxwell'sche Systeme		Gauß'sches System	Dimensionsverhältnis		
	Elektrostatisch E_S	Elektromagnetisch E_M		E_g	E_M/E_S	E_M/E_g
Dielektrizitätskonstante ϵ	1	$[l^{-2} t^2]$	1	$1/c^2$	$1/c^2$	1
*Permeabilität μ	$[l^{-2} t^2]$	1	1	c^2	1	$1/c^2$
Wahre Elektrizitätsmenge e	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$1/c$	$1/c$	1
*Wahre magnetische Masse M	$[l^{1/2} m^{1/2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	1	$1/c$
Freie Elektrizität e'	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	c	1
*Freier Magnetismus M'	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$1/c$	1	c
Feldstärke, elektr. \mathcal{E}	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	c	1
*Feldstärke, magnet. \mathcal{H}	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$1/c$	1	c
Dielektrische Verschiebung \mathcal{D}	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{-3/2} m^{1/2}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$1/c$	$1/c$	1
*Magnet. Induktion \mathcal{B}	$[l^{-3/2} m^{1/2}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{-3/2} m^{1/2}]$	c	1	$1/c$
Potential, elektr. (Spannung) E	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	c	1
*Potential, magnet.	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$1/c$	1	c
*Magnetisierung der Volumeneinheit	$[l^{1/2} m^{1/2}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	1	$1/c$
*Magnet. Moment	$[l^{3/2} m^{1/2}]$	$[l^{5/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	1	$1/c$
*Magnet. Fluß (Kraftlinie) Φ	$[l^{1/2} m^{1/2}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	c	1	$1/c$
Stromstärke J	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$1/c$	$1/c$	1
Stromdichte	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{-3/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{-1/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$1/c$	$1/c$	1
*Vektorpotential	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$	$[l^{3/2} m^{1/2} t^{-2}]$	$1/c$	1	c
Elektr. Widerstand R	$[l^{-1} t]$	$[1 t^{-1}]$	$[l^{-1} t]$	c^2	c^2	1
Spezif. Leitvermögen σ	$[t^{-1}]$	$[l^{-2} t]$	$[t^{-1}]$	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Kapazität C	[1]	$[l^{-1} t^2]$	[1]	$1/c^2$	$1/c^2$	1
*Induktivität L	$[l^{-1} t^2]$	[1]	[1]	c^2	1	$1/c^2$
Stromleistung	$[l^2 m t^{-3}]$	$[l^2 m t^{-3}]$	$[l^2 m t^{-3}]$	1	1	1
Stromenergie	$[l^2 m t^{-2}]$	$[l^2 m t^{-2}]$	$[l^2 m t^{-2}]$	1	1	1

Geschwindigkeit (Lichtgeschwindigkeit c) geben. Dann liefern beide Systeme, das elektrische und das magnetische, die Dimensionen des Gauß'schen Systems. Die so erhaltenen Dimensionen der hauptsächlichsten elektrischen und magnetischen Größen im elektrostatischen, elektromagnetischen und Gauß'schen System sind in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt. Zu beachten ist dabei noch, daß die Wahre Elektrizität $= \epsilon \times$ Freier Elektrizität und Wahrer Magnetismus $= \mu \times$ Freier Magnetismus ist. Bei dem Verhältnis der Dimensionen der drei Systeme tritt der Faktor c (Lichtgeschwindigkeit) in irgendeiner Potenz auf (s. Tabelle).

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß im Gauß'schen System die elektrischen Größen dieselbe Dimension haben, wie im elektrostatischen System und die magnetischen Größen (durch * gekennzeichnet) dieselbe Dimension, wie im elektromagnetischen System. Daher haben im Gauß'schen System die elektrische und magnetische Masse die gleiche Dimension $[l^{1/2} m^{1/2} t^{-1}]$; ferner die elektrische und

nämlich eine der empirisch definierten internationalen elektrischen Einheiten. Man weist darauf hin, daß man auch bei den Wärmeeinheiten noch eine vierte Größe, nämlich den Temperaturgrad, hinzunimmt. Hier ist man aber dazu gezwungen, da sich diese Größe nicht auf Masse, Länge und Zeit zurückführen läßt. Bei den elektrischen Größen liegt aber kein zwingender Grund vor, so zu verfahren. Auch sind die anderen Systeme bereits so eingebürgert, daß sich eine derartige Umänderung heute nicht mehr vornehmen läßt.

Auch hinsichtlich der Coulombschen Ausgangsgleichung sind mit Rücksicht auf den oft auftretenden Faktor 4π andere Vorschläge gemacht worden (Lorenz, Heaviside). Die Coulombsche Gleichung soll im Nenner noch den Faktor 4π erhalten. Dann unterscheiden sich alle elektrischen und magnetischen Einheiten zwar nicht der Dimension nach, aber zahlenmäßig durch eine Potenz von $\sqrt{4\pi}$ von den vorstehend definierten Einheiten. Aber auch diese Abänderung ist heute nicht mehr ausführbar,

da das elektromagnetische System in seiner jetzigen Gestalt, auf dem auch das praktische System und die internationalen Einheiten beruhen, allgemein eingeführt ist.

W. Jaeger.

Elektrische Strahlung der Sonne. Nach einigen, für die heutige Forschung aber unwesentlichen Vorläufern war es Kr. Birkeland, der 1896 zuerst eine elektrische Strahlung der Sonne behauptete und damit die Polarlichter und erdmagnetischen Variationen erklärte. Er dachte dabei nur an Kathodenstrahlen und arbeitete seine Ansicht an Hand kurzer theoretischer Entwicklungen, namentlich aber mit Hilfe von Laboratoriumsversuchen größten Maßstabs aus. C. Störmer lieferte daraufhin die volle mathematische Theorie der Bewegung eines elektrischen Teilchens im magnetischen Feld, und zwar unabhängig vom Vorzeichen der Ladung. Hiermit gelang es, fast alle wesentlichen Eigenschaften der Polarlichter und der erdmagnetischen Variationen wiederzugeben. Eine Zeitlang traten Vegard und Stark für positive Strahlen ein bis Störmer, indem er auch die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Strahlenbahnen in seine Theorie einbezog, erweisen konnte, daß Kathodenstrahlen bekannter Steifigkeit zur Erklärung ausreichen.

Durch welche physische Vorgänge die Aussendung elektrischer Strahlen aus der Sonne veranlaßt wird, unterliegt z. Z. noch der Forschung, an der Tatsache selbst aber wird nicht mehr gezweifelt. Vermutlich treten sie über ihre ganze Oberfläche hin aus, wenn auch nicht in jedem Augenblick überall gleichmäßig dicht. Störmers Theorie zeigt, daß nur Strahlen bestimmter Austrittspunkte in das magnetische Feld der Erde gelangen können. Dort werden sie von der geraden Bahn, welche sie im Zwischenraum zwischen dem sonnen- und erdmagnetischen Feld einhalten, abgelenkt, um in der Hauptsache in drei Gruppen geordnet zu werden. Die erste umfaßt Bahnen (Trajektorien), welche nach einfacher Abbiegung wieder das Erdfeld verlassen; sie sind geophysikalisch unwirksam. Die zweite Gruppe bildet einen Ring von Elektronen in der Äquatorebene des Erdfelds, der in 10^6 km die Erdachse umschließt; die elektrostatische Zerstreuung zwischen den Elektronen des Rings wird erfahrungsgemäß durch die dauernde Zufuhr neuer überwunden. Die dritte Gruppe von Trajektorien wandert längs der Kraftlinien des Erdmagnetismus an den Polgegenden in die Atmosphäre ein. Zwischen diesen Gruppen gibt es Übergangsformen.

Durch Absorption der Energie der Elektronen in der Atmosphäre wird diese ionisiert und leitfähig für elektrische Ströme gemacht, die nun tatsächlich entstehen, weil diese Schichten sich gegen den Erdmagneten bewegen. So entstehen die zeitlichen magnetischen Variationen (s. d.). Andererseits können bei besonders dichter Bestrahlung an den Stellen der Einstrahlung Lumineszenzerscheinungen auftreten, die Polarlichter. Der weit außerhalb der Erde sie umkreisende Elektronenring ist einem elektrischen Strom äquivalent, der im Jahresmittel nach Ausweis der Registrierungen erdmagnetischer Observatorien auf der Erdoberfläche 0,02 Gauß hervorruft.

Ein hauptsächlichster Sitz der elektrischen Strahlung der Sonne sind deren Aktionszentra, vornehmlich die Sonnenwirbel. Sie tragen nach Hale ein starkes magnetisches Feld (von etwa 50000 Gauß) (s. Sonnenmagnetismus), längs dessen Achse die Elektronen die Sonne rasch verlassen. Auch die

Bahnen dieser die Sonne verlassenden Elektronen im solaren magnetischen Feld sind durch die Birkeland-Störmersche Theorie gegeben. Vermehrtes Auftreten solcher Wirbel bedingen daher Vermehrung der erdmagnetischen Störungen (s. d.), womit die elfjährige Periode (s. d.) erklärt ist. Ebenso bedingt die Sonnenrotation das Auftreten der 27tägigen Periode im Erdmagnetismus.

Birkeland dehnt die Theorie der elektrischen Strahlung der Sonne auch auf andere kosmische Vorgänge aus und sieht überhaupt in der elektrischen Strahlung eine Eigenschaft aller leuchtender Gestirne.

A. Nippoldt.

Näheres s. Kr. Birkeland, The Norwegian Aurora Polaris Exped. Kristiania 1908 und 1913 und C. Störmer.

Elektrische Vakuummeter s. Ionisationsmanometer.

Elektrische Ventile. Ein elektrisches Ventil ist ein den elektrischen Strom leitendes Gebilde von solcher physikalischen Beschaffenheit, daß seine Stromspannungskurve, „Charakteristik“ (s. d.), von der Stromrichtung abhängig ist. Diese Erscheinung wird auch Unipolarität genannt. Ein elektrisches Ventil hat demnach die Eigenschaft, bei gegebener Spannung in der einen Richtung einen anderen Strom fließen zu lassen als in der anderen. Apparate, die dieses durch bewegte

Teile, wie Schalter, schwingende Kontaktfedern oder rotierende Kollektoren erreichen, gehören nicht zu den Ventilen. Das ideale Ventil läßt in der einen Richtung keinen merklichen Strom fließen, während in der entgegengesetzten Richtung der Strom ohne Spannungsverlust hindurchgelassen wird.

Man unterscheidet echte oder selbständige Ventile von den Ventilen mit Hilfsspannung.

Ein echtes Ventil hat beispielsweise die Charakteristik der Fig. 1. Im positiven Quadranten läßt es nur einen verschwindend geringen Strom fließen, so lange die Spannung unterhalb des Betrages A bleibt, während im negativen Quadranten jede beliebige Stromstärke hindurchgelassen wird, sofern nur die Spannung den Betrag a übersteigt.

Ein Ventil mit Hilfsspannung hat eine in beiden Quadranten gleiche, aber gekrümmte Charakteristik. Ohne Hilfsspannung hat es keinerlei Ventilwirkung. Wird aber der Nullpunkt der Charakteristik durch eine in Reihe mit dem Ventil geschaltete Hilfsspannung aus seiner

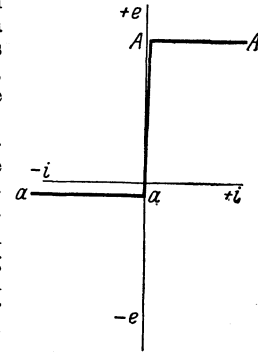


Fig. 1. Charakteristik eines ersten Ventils.

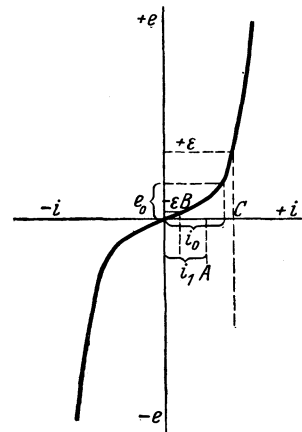


Fig. 2. Charakteristik eines Ventils mit Hilfsspannung.

Nullpunkt der Charakteristik durch eine in Reihe mit dem Ventil geschaltete Hilfsspannung aus seiner

symmetrischen Lage verschoben, so entsteht auch hier Ventilwirkung, wie sich aus Fig. 2 leicht erkennen läßt.

Da der elektrische Strom ein Elektrizitätstransport durch Elektronen oder Ionen ist, läßt sich das Ventil auch als eine Vorrichtung definieren, die den Elektronen oder Ionen in der einen Richtung ein anderes Hindernis bietet als in der anderen. Das ist in einem homogenen Körper nicht denkbar. Das Charakteristikum eines Ventils ist die Grenze zwischen zwei Körpern verschiedener Art.

Die wichtigsten elektrischen Ventile sind die Gasentladungsventile, zu denen die Glimmlichtventile, Lichtbogenventile, die Glühkathodenventile gehören. Ferner die sogen. elektrolytischen Ventile und die Detektoren.

Die elektrischen Ventile dienen in der Hauptsache in der Elektrotechnik zum Gleichrichten von Wechselströmen und erlangen, in der Regel zu mehreren kombiniert, als Gleichrichter (s. d.) eine zunehmende Bedeutung. *Güntherschulze.*

Näheres s. *Güntherschulze*, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Kösel & Pustet, München 1924.

Elektrisches Feld s. Feld, elektrisches.

Elektrisiertmaschinen. Die Elektrisiertmaschinen beruhen auf der Tatsache, daß durch Berührung oder Reiben zweier Körper auf diesen elektrische Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen entstehen. Die beiden erzeugten Elektrizitätsmengen sind ihrem absoluten Betrage nach einander gleich. Alle Körper lassen sich nach ihrem Vermögen, elektrische Ladungen zu erzeugen, in Spannungsreihen einordnen, deren es mehrere gibt. Um also mit einer Elektrisiertmaschine gute Wirkung zu erzielen, muß man zunächst zwei Körper wählen, die in der Spannungsreihe möglichst weit voneinander entfernt liegen. Die Anordnung ist meist so gewählt, daß der eine Teil (Glas, Hartgummi oder dgl. als Scheibe oder Kugel) gegen den anderen Teil, das feststehende „Reibzeug“ gedreht wird. Zur Abnahme der auf dem gedrehten Elektrisiertkörper erzeugten Ladungen benutzt man „Spitzenkämme“ oder „Saugkämme“. (Siehe „Spitzenwirkung“.) Unter den Elektrisiertmaschinen unterscheidet man folgende Arten, die unter den betreffenden Bezeichnungen näher beschrieben sind: 1. Elektrophor, 2. Elektrostatistische Multiplikatoren, 3. Reibungselektriermaschinen, 4. Influenzmaschinen.

R. Jaeger.

Elektrizität. Die bereits im Altertum bekannte Fähigkeit des geriebenen Bernsteins, griechisch Elektron, leichte isolierende Stoffe an sich zu ziehen, führte zu der Annahme eines Agens, das diese Wirkungen hervorruft und Elektrizität genannt wurde. Nach mancherlei Wandlungen (s. Dualistische Theorie der Elektrizität) ist die heutige Auffassung folgende: Es gibt zwei Arten von Elektrizität, die positive und negative genannt werden. Beide bestehen aus je unter sich gleichen Einzelteilchen. Das Element der negativen Elektrizität ist das Elektron (s. d.), das der positiven das Proton (s. d.). Beide haben die Grundeigenschaften der Masse und Trägheit, die man der Materie zuschreibt. Aus Protonen und Elektronen sind die Atomkerne, aus diesen und den sie umhüllenden Elektronen wiederum die Atome aufgebaut. Daraus folgt: Elektrizität ist die Ursubstanz. Die ganze körperliche Welt besteht aus Elektrizität.

Leider herrscht hinsichtlich des Begriffes Elektrizität in weiten Kreisen eine noch schlimmere

Konfusion als z. B. hinsichtlich des Begriffes Kraft. Häufig wird der Ausdruck Elektrizität statt elektrischer Energie gebraucht. Beispielsweise liefert ein „Elektrizitätswerk“ nicht Elektrizität sondern elektrische Energie. Ferner zeigt die Behauptung, der Mensch habe kein Organ zur Wahrnehmung der Elektrizität, eine völlige Verkenning des Begriffes Elektrizität. Organe vermögen stets nur Energien wahrzunehmen, die auf sie wirken, wie beispielsweise das Auge die Energie elektromagnetischer (Licht-)schwingungen, nicht aber Substanzen an sich.

Güntherschulze.

Elektrizität, atmosphärische s. Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre, Luftelektrizität.

Elektrizität, freie. Die freie Elektrizität ist im Gegensatz zu der wahren Elektrizität, von der das Erhaltungsgesetz gilt, diejenige Elektrizität, welche die „Fernwirkung“ ausübt. Betrachtet man eine „wahre“ Elektrizitätsmenge e , so ist die entsprechende „freie“ Elektrizität $= e/\epsilon$, wo ϵ die Dielektrizitätskonstante bedeutet. Daraus ist zu folgern, daß in Luft „freie“ und „wahre“ Elektrizität identisch werden. Hat man z. B. eine Kugel mit der Ladung $+e$ geladen, und bringt sie aus Luft in Benzol, so bleibt e das gleiche, dagegen wird das elektrostatistische Feld ein anderes. Statt der „wahren“ Elektrizität ist jetzt die „freie“ maßgebend.

In Leitern ist $\epsilon = \infty$ zu setzen, also die freie Ladung gleich Null. „Freie“ Elektrizität tritt nur an der Grenzfläche zweier Dielektrika, also auch an der Oberfläche eines Leiters auf. *R. Jaeger.*

Elektrizität, statische s. Elektrostatik.

Elektrizitätshaushalt der Erde und Atmosphäre.

Eine vollständige Theorie der luftelektrischen Erscheinungen hat die Aufgabe, die beobachteten Haupterscheinungen, nämlich den Ionisationszustand der Luft, das Vorhandensein des elektrischen Feldes und dessen Aufrechterhaltung trotz der vorhandenen ausgleichenden elektrischen Strömungen in der Atmosphäre qualitativ und quantitativ zu erklären. Es muß im voraus betont werden, daß insbesondere die quantitative Erklärung derzeit noch bei weitem nicht erreicht ist. Es mag hier nur eine Übersicht, eine Art Bilanz über das Zusammenwirken aller jener Faktoren aufgestellt werden, welche in ihrer Gesamtheit den elektrischen Zustand unserer Erde und Atmosphäre bedingen.

I. Erklärung der Ionisation der Atmosphäre. In der Luft wird über Festland im Durchschnitt ein Ionengehalt von etwa 700 Ionen/cm beobachtet. Nach den neuesten Korrekturen, die Schweidler durch Berücksichtigung der Wiedervereinigungsprozesse der leichtbeweglichen mit den schwerbeweglichen Ionen und den neutralen Staubkernen an der Größe des sogenannten „Wiedervereinigungskoeffizienten“ angebracht hat (vgl. „Wiedervereinigung“) entspricht dieser Ionenzahl bei stationärem Zustand eine Ionisierungsstärke von etwa 10 bis 15 Ionen pro cm und sec. Es ist nun zu fragen, ob die uns bekannten, in der Luft wirkenden Ionisatoren ausreichen, um die beobachtete Ionisierungsstärke zu liefern. Diese Frage läßt sich derzeit bereits mit einem Ja beantworten: Als Ionisierungsquellen der Luft in der Nähe des Erdbodens kommen in Betracht: 1. die radioaktiven Substanzen in der Luft, hauptsächlich Radium- und Thoriumemanation und deren Zerfallsprodukte. Bei einem mittleren Gehalt der Luft an Radium-

emanation von $13 \cdot 10^{-17}$ Curie/ccm berechnet Heß die ionisierende Wirkung dieser Emanation samt Zerfallsprodukten zu 2,9 Ionen/ccm·sec. Die Thoriumprodukte sind unsicher einzuschätzen, dürften aber in der Nähe des Erdbodens beinahe ebensoviel zur Ionisation beitragen. Die Summe ergibt etwa 4,9 Ionen/ccm·sec. 2. Die von Ort zu Ort ziemlich stark variierende β - und γ -strahlung des Erdbodens. (Die α -Strahlenwirkung der im Boden enthaltenen radioaktiven Substanzen kann außer Betracht bleiben, da sie in der Höhe, in welcher die luftelektrischen Meßapparate gewöhnlich angebracht sind, in ca. 1 m über dem Boden, unwirksam sind. Außerdem wird über vegetationsbedecktem Boden, also über einem großen Teile der Festlandsflächen diese Wirkung infolge Absorption verschwindend klein). Nimmt man den mittleren Radiumgehalt des Erdbodens nach Strutt (Lord Rayleigh) zu $1,5 \cdot 10^{-12}$ g Radium pro Gramm Gestein an, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Wirkung sämtlicher β -strahlenden Produkte der Uran-Radiumreihe und der Thoriumreihe die Gesamtionisation durch β -Strahlung des Erdkörpers zu nur 0,2 Ionen/ccm·sec. Die γ -Strahlung ist nach einer Schätzung von Heß im Mittel zu etwa 3 Ionen/ccm·sec. zu veranschlagen. 3. Die von oben kommende sehr durchdringende „Höhenstrahlung“ oder „Ultra-Gammastrahlung“ (Heßsche Weltraumstrahlung). Diese erzeugt zusammen mit der von ihr an der Erdoberfläche hervorgerufenen Sekundärstrahlung etwa 1 bis 2 Ionen/ccm·sec. Die Summe aller dieser Ionen erzeugenden Prozesse ergibt somit im Mittel eine Ionisierungsstärke von etwa 10 Ionen/ccm·sec., einen Wert, der mit der oben erwähnten beobachteten Gesamtionisation genügend übereinstimmt. Die bekannten radioaktiven Ionisatoren zusammen mit der Höhenstrahlung reichen also aus, um die beobachteten Wirkungen zu erklären.

Über den Meeren liegen die Verhältnisse etwas anders: die Leitfähigkeit der Luft und der Ionengehalt ist auch in den landfernen Gebieten der Weltmeere ebenso groß, wie über Festland. Von den ionenerzeugenden Faktoren hingegen fallen die radioaktiven Substanzen fast gänzlich fort, da man aus den neuesten Ergebnissen der Forschungsfahrten des Carnegie-Instituts von Washington sicher weiß, daß z. B. der Gehalt der Luft an Radiumemanation über den Ozeanen etwa hundertmal geringer ist, als über Land. Die Höhenstrahlung und die von ihr aus der Wasseroberfläche erzeugte Sekundärstrahlung sind daher die übrigbleibenden wesentlich wirkenden Ionisatoren. Wenn diese ausreichen, um den gleichen Ionengehalt zu liefern, wie über Land, muß man annehmen, daß die ionenvernichtenden Prozesse (Wiedervereinigung) über den Ozeanen schwächer sind. Messungen von V. F. Hess auf Helgoland (1927 und 1928) haben dies vollinhaltlich bestätigt und zu einer befriedigenden Ionisierungsbilanz auch über dem Meere geführt.

Näheres s. V. F. Heß, Die elektr. Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1926.

II. Die Aufrechterhaltung des Erdfeldes (s. a. Art. Erdfeld, elektrisches.) Infolge der durch die eben betrachteten Prozesse bedingten Leitfähigkeit und des gleichzeitig bestehenden elektrischen Feldes der Erde besteht fortwährend in der Atmosphäre ein vertikaler

(normal nach abwärts gerichteter) Leitungsstrom, der in kurzer Zeit das elektrische Feld der Erde zum Verschwinden bringen würde, wenn nicht ein entgegenwirkender Prozeß dauernd das Feld Erde-Atmosphäre regenerieren würde. Schweidler nennt diesen Effekt den „Gegenstrom“. Man kann prinzipiell drei mögliche Formen des Gegenstromes unterscheiden: a) Transport positiver Ladungen von unten nach oben („Abstrom“); b) Transport negativer Ladungen von oben nach unten („Zustrom“); c) Übereinanderlagerung beider Vorgänge analog wie bei der Ionenleitung. Ferner für jede dieser drei Formen zwei Unterarten, je nachdem der vertikale Ladungstransport am selben Ort stattfindet, wo der vertikale Leitungsstrom herrscht oder an davon entfernten Orten, so daß horizontale Ströme (in der Luft zum Beobachtungsort hin, in der Erdoberfläche als Erdströme von dort weg) den Stromkreis schließen müssen. Eine Zeit lang nahm man an, daß der oben unter b) genannte Transport negativer Ladungen von oben nach unten durch die Niederschläge eine ausschlaggebende Rolle spiele (vgl. Niederschlags Elektrizität). Die Experimente haben aber später im Gegenteil einen Überschuß positiver Niederschlagsladungen geliefert, so daß diese Hypothese fallen gelassen werden mußte. Auch ist allgemein in Überlegung zu ziehen, daß, wenn durch Kondensationsvorgänge, Einspritzen der fallenden Tropfen usw. eine Trennung der Elektrizitäten erfolgt und ein Überschuß z. B. positiver Ladung durch die fallenden Niederschläge der Erde zugeführt wird, die in der Höhe übrig bleibenden negativen Ladungen sich doch notwendigerweise später oder an anderen Orten (Transport durch horizontale Luftströmungen) durch den (dann entgegengesetzt fließenden) vertikalen Leitungsstrom ausgleichen müssen. Schweidler nennt diesen Strom, der in Niederschlagsgebieten zweifellos oft und bei umgekehrter Richtung des Potentialgradienten stattfindet, den „gestörten Leitungsstrom“. Die Rolle, die dieser „gestörte Leitungsstrom“ quantitativ gegenüber dem normalen positiven Leitungsstrom in nicht gestörten Gebieten spielt, läßt sich vorläufig noch nicht annähernd abschätzen. Simpson hat in Simla (Indien) eine Statistik der relativen Häufigkeit des Vorkommens des gestörten Leitungsstromes angestellt, auf Grund deren er eine Kompensation des normalen Leitungsstromes durch das zeitweilige Eintreten des gestörten Stromes für nicht wahrscheinlich hält. Zu einem abschließenden Urteil könnte man aber erst dann kommen, wenn Dauerregistrierungen des Leitungsstromes an vielen Punkten der Erdoberfläche vorliegen.

Den oben unter a) erwähnten Transport positiver Raumladungen von unten nach oben zieht Ebert bei seiner Theorie der Bodenatmung zur Erklärung der Regeneration des Erdfeldes in Betracht. Ebert und seine Schüler haben nachgewiesen, daß die aus dem Boden austretende stark ionisierte Luft wegen der vermehrten Adsorption der negativen Ionen an den Erdkapillaren mit einem Überschuß an positiver Ladung behaftet ist. Der pro Quadratmeter und Stunde austretende mittlere Überschuß an positiver Raumladung wurde zu ca. 1 ESE. ermittelt (vgl. „Bodenatmung“). Diese positiven Raumladungen würden dann durch die allgemeine Zirkulation der Luft, durch aufsteigende Luftströme in die höheren Luftschichten getragen. Bei den weiten, nicht an der Bodenatmung beteiligten

Wasserflächen und Eisflächen müßte dann die Zufuhr positiver Raumladungen durch die Winde zur Erklärung der Erzeugung des Feldes herangezogen werden. Von verschiedenen Forschern (Simpson, Gerdien) wurde gegen die Ebertsche Theorie sofort eingewendet, daß der nach aufwärts gerichtete Transport positiver Raumladungen viel zu gering sei, um den Transport positiver Ladungen nach abwärts durch den normalen, vertikalen Leitungsstrom auszugleichen (letzterer liefert im Mittel etwa 10 ESE. pro Quadratmeter und Stunde). Schweidler konnte dann durch eine Betrachtung der Fortschaffung von Raumladungen durch ungeordnete Luftströme auf Grund der Wilhelm Schmidtschen Theorie des Massenaustausches zeigen, daß der Ebertsche Prozeß mehr als fünfhundertmal geringer ist, als es zur Kompensation des Leitungsstromes nötig wäre. Andere ebenso zwingende Argumente sind von R. Seeliger vorgebracht worden; der „Gegenstrom“ kann aber nicht in einem Aufwärtstransport positiver Ladungen bestehen.

Man hat auch daran gedacht, daß negativ geladener kosmischer Staub oder schnell bewegte Elektronen etwa von der Sonne her den zur Aufrechterhaltung der Erdladung nötigen Zustrom liefern. Eine Überlegung zeigt, daß der kosmische Staub, um den nötigen Zustrom zu liefern, in derartigen Mengen fallen müßte, daß der Erdboden mit sichtbaren Schichten desselben sich bedecken würde. Gegen die Existenz eines Elektronenzustroms von der Sonne her sprechen neue Versuche von Schweidler, Swan u. a., denen es mit den empfindlichsten Apparaten nicht gelungen ist, durch Absorption an isoliert aufgestellten Metallblöcken diesen hypothetischen Strom von β -Strahlen zu finden. Es ist das um so bemerkenswerter, als mindestens 1700 Elektronen pro cm^2 und sec. die Erdoberfläche treffen müssten, wenn dadurch der normale positive Teilungsstrom kompensiert werden soll. Ströme solcher Größen wären leicht nachweisbar. Außerdem würden derartige β -Strahlen eine riesige Ionisation der Luft auch in der Nähe des Bodens erzeugen, was der Erfahrung widerspricht. Nach Swan wäre auch noch an die Möglichkeit zu denken, daß die Elektronen eine so riesige Geschwindigkeit besitzen, daß sie der Lichtgeschwindigkeit bis auf 45 m/sec. nahekommen und daß solche Elektronen dann nicht mehr ionisierend wirken. Dann bliebe aber noch immer der negative Ausfall der Versuche von Schweidler und Swan aufzuklären.

Es ist also bis jetzt nicht möglich, eine Erklärung der Aufrechterhaltung der Erdladung auf Grund der uns bekannten physikalischen Vorgänge zu geben. Es ist daher wahrscheinlich, daß der Gegenstrom in einem neuen, uns bisher gänzlich unbekanntem Prozeß seinen Ursprung hat.

Swan hat daher in letzter Zeit den Versuch unternommen, durch eine Modifikation der Grundlagen der Elektrodynamik zu einer Erklärung des Phänomens zu kommen. In der Weiterverfolgung einer Idee von G. C. Simpson wird die Möglichkeit der allmählichen spontanen Vernichtung positiver Elektrizität in rotierenden Körpern von der Größe unseres Planeten zugrunde gelegt. Die Swanschen theoretischen Untersuchungen sind sehr beachtenswert, da durch die Modifikation der Maxwell-Hertzischen Grundgleichungen schließlich nicht nur das vorliegende Problem der Regeneration der Erd-

ladung, sondern auch die Existenz des magnetischen Erdfeldes eine Erklärung findet. V. F. Heß.

Näheres s. H. Benndorf und V. F. Heß, Luftelektrizität in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, V. Bd., 1. Hälfte (11. Auflage) Braunschweig 1928.

Elektrizitätsleitung in Gasen s. Gasentladungen, elektrische sowie Unselbständige und Selbständige Gasentladung, Elektronenentladung, Glimmentladung, Lichtbogen und Funken.

Elektrizitätsmenge s. Coulomb, Coulombsches Gesetz, Elektrische Maßsysteme.

Elektrizitätsträger s. Ionen.

Elektrizitätszähler. Die Elektrizitätszähler dienen zur Messung der elektrischen Arbeit.

Gleichstromzähler. Die elektrische Arbeit während eines Zeitraums T ist bestimmt durch das

Zeitintegral $\int EI dt$, wenn E die Spannung, I die Stromstärke ist. Kann E als konstant angesehen

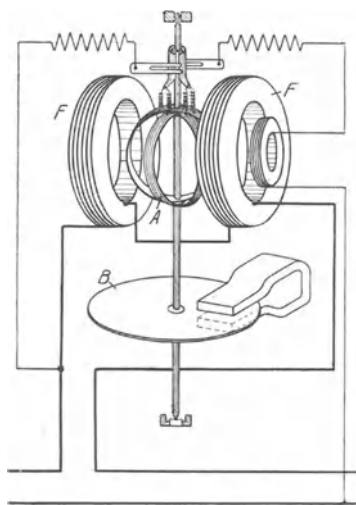


Fig. 1. Gleichstrom-Motorzähler.

werden, so ist die Arbeit $E \int I dt$. Diesen beiden Ausdrücken entsprechend unterscheidet man *Wattstunden-* und *Amperestundenzähler*. Als *Wattstundenzähler* sind *Motorzähler* und *Pendelzähler* im Gebrauch. Bei den ersteren durchfließt der Arbeitsstrom I eine oder mehrere sog. Hauptstromspulen F , in deren Feld sich ein Anker A dreht (s. Fig. 1). Der Anker liegt mit einem geeigneten Vorwiderstand an der Netzspannung E ; der ihn durchfließende Strom ist der Spannung E proportional. Das durch die elektrodynamischen Kräfte des „Hauptstroms“ und des „Spannungsstroms“ erzeugte Drehmoment ist daher der Leistung EI proportional. Die Umdrehungen des Ankers werden mit Hilfe einer Aluminiumscheibe B gebremst, die auf der Ankerachse befestigt ist und die sich im Felde eines permanenten Magneten dreht (Wirbelstrombremse). Das bremsende Drehmoment ist proportional der Umlaufgeschwindigkeit. Im stationären Zustand ist das bremsende Drehmoment gleich dem treibenden, und die Umlaufgeschwindigkeit in jedem Augenblick proportional der Leistung EI . Überträgt man die Ankerdrehungen auf ein Zählwerk, so summiert dieses die Augenblickswerte der Leistung, es gibt also bei geeigneter Wahl des Übersetzungsverhältnisses die Arbeit in Kilowattstunden an.

Eine Abart des Motorzählers ist der oszillierende Zähler der AEG. Bei diesem ist die Drehung des Ankers durch zwei Anschläge begrenzt; der Anker besteht aus zwei nebeneinander liegenden Spulen von gleichen Dimensionen. Bei der Berührung der Anschläge wird ein Relais betätigt, das den Spannungsstrom einmal der einen Wicklung, und einmal der anderen Wicklung, aber mit umgekehrter Stromrichtung zuführt. Auf diese Weise entsteht an Stelle der rotierenden Bewegung des Ankers eine oszillierende.

Bei den *Pendelzählern* von Aron durchfließt der Spannungsstrom die Windungen von zwei Spulen, die auf zwei gleich langen Pendeln derart angebracht sind, daß ihre Wicklungsebenen horizontal liegen. Dicht unter diesen Spulen sind zwei vom

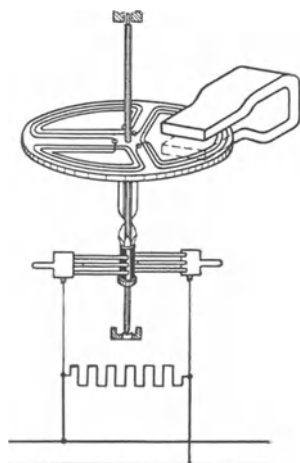


Fig. 2. Magnetmotorzähler.

Arbeitsstrom durchflossene Hauptstromspulen angebracht, deren Wicklungen so geführt sind, daß sie den Gang des einen Pendels beschleunigen, den des anderen verzögern. Die hervorgerufene Gangdifferenz ist dem Produkt von Strom und Spannung proportional, sie wird mit Hilfe eines Differentialgetriebes auf ein Zählwerk übertragen. Als Amperestundenzähler dienen die sog. *Magnetmotorzähler* und *elektrolytische Zähler*. Der Anker der Magnetmotorzähler liegt nach Fig. 2 im Nebenschluß zu einem von dem Arbeitsstrom I durchflossenen Widerstand; der Ankerstrom ist daher proportional I. Der in der Regel scheibenförmig ausgebildete Anker dreht sich im Felde eines permanenten Magneten, der gleichzeitig als Bremsmagnet dient.

Elektrolytische Zähler haben in der Form der von Schott und Genossen in Jena hergestellten Stia-Zähler und der von den Siemens-Schuckertwerken gebauten Wasserstoffzähler in Deutschland Verbreitung gefunden. Der Elektrolyt bei den Stia-Zählern ist eine wässrige Lösung von Jodquecksilber und Jodkalium; die Kathode bildet ein Iridiumblech oder ein Kohlekegel, die Anode Quecksilber. Beim Stromdurchgang wird an der Kathode Quecksilber abgeschieden, das sich in einem in kWh geeichten Meßrohr ansammelt. Sobald dieses gefüllt ist, wird das Quecksilber durch Kippen des Rohrs an die Anode, bzw. in einen Speiser zurückgeführt. Der Zähler der SSW hat zwei Wasserstoffelektroden; der Elektrolyt ist verdünnte Phosphorsäure. Beim Stromdurchgang wird das Wasserstoffion zur Kathode geführt und dort entladen. Der abgeschiedene Wasserstoff wird in einem Meßrohr aufgefangen. Der Säurerest, das Anion der Säure, wird an der Anode entladen. Zusammen mit dem Wasserstoff der Gaselektrode (Platinmohr) bildet er wieder neue Säure. Sobald das Meßrohr gefüllt ist, wird der aufgefangene Wasserstoff durch Kippen des Apparats in den Anodenraum zurückgeführt.

Wechselstromzähler. Die Arbeit eines Wechselstroms während eines Zeitraums T ist bestimmt durch das Zeitintegral $\int EI \cos \varphi dt$, wenn E und I die Effektivwerte von Spannung und Strom, und φ die Phasenverschiebung ist (s. Leistung, elektrische).

Für die Messung der Wechselstromarbeit kommen fast ausschließlich die sog. *Induktionsmotorzähler* in Betracht. Sie sind ihrer Wirksamkeit nach Induktions- (asynchrone) Motoren, deren Kurzschlußanker aus einer Aluminiumscheibe besteht und ähnlich wie bei den Gleichstromzählern durch eine Wirbelstrombremse gebremst wird. Das treibende Drehmoment wird durch die Wechselwirkung der räumlich und in der Phase gegeneinander verschobenen Felder des Hauptstroms und des Spannungsstroms auf die in der Ankerscheibe induzierten Wirbelströme erzeugt. Die Phasenverschiebung zwischen beiden Feldern ist durch besondere Hilfsmittel so eingestellt, daß der Winkel der Phasenverschiebung 90° beträgt, wenn Arbeitsstrom und Netzspannung gleiche Phase haben, d. h. wenn der Leistungsfaktor $\cos \varphi = 1$ ist. Das erzeugte treibende Drehmoment ist dann proportional $EI \sin (90^\circ - \varphi) = EI \cos \varphi$, d. h. der Leistung. Bezüglich der Übertragung der Umdrehungen auf die Zählwerke gilt das für Gleichstrommotorzähler Gesagte.

Zählerprüfung. Die rotierenden Zähler tragen auf dem Zifferblatt die Angabe $1 \text{ kWh} = n$ Umdrehungen. Zählt man während einer Zeit t (in s) u Umdrehungen, und ist die während dieser Zeit konstant gehaltene Leistung N Watt, so erhält man die Zählerkonstante

$$C = \frac{N \cdot t \cdot u}{3600 \cdot 1000 \cdot u}$$

C ist die Zahl, mit der man die Zählerangaben zu multiplizieren hat, um den tatsächlichen Verbrauch zu erhalten. Der Fehler des Zählers, in Prozenten des Sollwertes, ist dann

$$F = 100 \frac{1 - C}{C}$$

Ämtliche Prüfungen und Beglaubigungen von Zählern werden von der PTR sowie den Elektrischen Prüfämtern in Ilmenau, Hamburg, München, Nürnberg, Kaiserslautern, Frankfurt a. M., Bremen, Königsberg, Halle a. S., Essen, Ravensburg ausgeführt. R. Schmidt.

Näheres s. K. Schmiedel, Wirkungsweise und Entwurf der Motor-Elektrizitätszähler. Stuttgart 1916.

Elektrizitätszerstreuung. Die Beseitigung der auf einer Oberfläche angesammelten elektrischen Ladungen durch Zuführung entgegengesetzter Ladungen aus dem umgebenden Raum oder durch Ermöglichung ihrer Abwanderung in den Raum.

Güntherschulze.

Elektroaffinität s. Valenztheorien.

Elektroanalyse ist das neben der Maßanalyse am meisten praktisch gebrauchte quantitativ-analytische Verfahren, nach dem die Mehrzahl der Metalle (indirekt auch die Alkalimetalle) und auch einige Anionen bestimmt werden können. Die elektrolytische Ausfällung ist für sehr viele Metalle in nahezu gleicher Form ausführbar. Der Niederschlag wird direkt mit der Elektrode gewogen, womit die üblichen analytischen Operationen zum Sammeln und Umfüllen des Niederschlags fortfallen. Da zahlreiche Trennungen schon durch die Regu-

lierung des elektrolysierenden Stromes ausgeführt werden können, ist das Verfahren an Bequemlichkeit und in günstigen Fällen auch an Zeitaufwand (Schnellanalyse) jedem anderen auf kompliziertere Systeme anwendbaren Trennungsgang überlegen. Die Genauigkeit ist in günstigen Fällen extrem.

Häufig gebrauchte Gefäßformen zur Elektroanalyse sind aus den beiden Figuren ersichtlich. Die Kathode ist eine Platinschale oder ein zylindrisch gebogenes Platinnetz, die (kleinere) Anode ist eine achsial hängende Platinspirale oder eine flache kreisförmige Scheibe aus Platinnetz. Im ersten Falle unterbricht man den Strom durch langsames

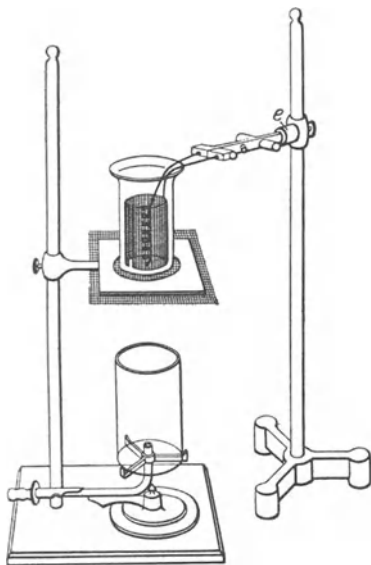


Fig. 1.

Quantitative Elektroanalyse.

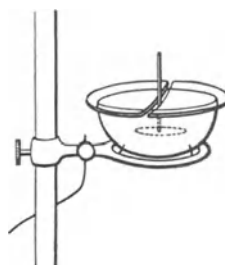


Fig. 2.

Herausheben der Elektroden aus dem Elektrolyten (unter dauerndem Abspritzen), im zweiten Falle durch Abhebern des Elektrolyten unter Nachfüllen von Wasser. Bei direktem Ausschalten bestände die Gefahr, daß der kathodische Niederschlag teilweise wieder gelöst würde.

Die Niederschläge, die gleich als Wägungsformen dienen, sollen festhaften und frei von Einschlüssen sein. Sie werden durch Abspülen gewaschen, getrocknet und mit der Elektrode gewogen. Die Haftfestigkeit wird beeinträchtigt durch besondere Glätte der Platinflächen, und die unerwünschte Schwammbildung wird durch gleichzeitige Entwicklung von Gasen an den Elektroden gefördert.

Wegen der Erscheinung der Überspannung bei der elektrolytischen Entwicklung von Wasserstoff ist es möglich, auch viele von den Metallen elektrolytisch zu bestimmen, deren Abscheidungspotentiale höher als das des Wasserstoffs an Platin liegen, z. B. lassen sich Zink und Cadmium auch aus saueren Lösungen quantitativ fällen. Die Abscheidungsspannung eines Metalls bleibt während der Elektrolyse nicht konstant, sondern sie steigt mit der Verarmung des Elektrolyten, und zwar für jede Zehnerpotenz, um die die Ionenkonzentration im Elektrolyten abnimmt, bei einwertigen Ionen um 0,058 Volt. Geht man von einer 0,1 n-Lösung aus

und nimmt man an, daß eine Verminderung der Konzentration auf 10^{-6} n der quantitativen Abscheidung entspricht, so kann man ein einwertiges Metall dann ohne Wasserstoffentwicklung abscheiden, wenn seine Ausfällung wenigstens $5 \cdot 0,058 = 0,290$ Volt früher beginnt als die effektive Abscheidung des Wasserstoffs. In diesen Fällen ist die Kathode jedoch extrem empfindlich gegen Spuren von solchen Stoffen im Elektrolyten, die an die Kathode gelangt dort die Überspannung aufheben, z. B. gegen Spuren gelösten Platins.

Für elektrolytische Trennungen sind folgendes die wichtigsten Prinzipien. Aus dem schon genannten Grunde können zwei Metalle direkt von einander getrennt werden, wenn ihre Abscheidungsspannungen aus 0,1 n-Lösung um wenigstens 0,290 bzw. 0,145 Volt aneinanderliegen, je nachdem ob sie ein- oder zweiwertige Ionen bilden. Ist dies nicht der Fall, so kann man manchmal ein Metall dadurch scheinbar unedler machen, daß man die Konzentration seiner Ionen in der Lösung größenordnungsmäßig vermindert, ohne Metall zu entfernen, nämlich durch Komplexbildung. Z. B. können Eisen und Zink aus einer Lösung von Ferrosulfat und Zinksulfat nicht getrennt gefällt werden, wohl aber, nachdem man durch Zusatz von

Cyankalium den Ferroionkomplex gebunden hat. Auf anderem Wege wird eine Trennung dadurch erreicht, daß man die Abscheidungsspannung des Wasserstoffs zwischen die der beiden Metalle legt, womit dann das unedlere durch die einsetzende Wasserstoffentwicklung automatisch vor der Ausfällung geschützt ist (Abscheidung von Kupfer aus schwefelsauren Lösungen, die nur Metalle der Schwefelammoniumgruppe enthalten). Hierbei kann die Abscheidung des Wasserstoffs durch Zusatz von Depolarisatoren (z. B. Salpetersäure) noch willkürlich nach edleren Potentialen hin verschoben werden.

Einige Metalle, die schlechte Kathodenniederschläge liefern, kann man anodisch aus stark salpetersaurer Lösung als Dioxide abscheiden, z. B. Blei, Mangan, Uran, Molybdän. Vereinzelt können auch Anionen elektroanalytisch bestimmt werden, z. B. Jodidion durch Niederschlagen an einer Silberanode. Schließlich sind noch zahlreiche indirekte Methoden in Kombination mit der Maßanalyse möglich.

Für die Geschwindigkeit der Elektrolyse ist maßgebend, wie schnell die Ionen aus der Flüssigkeit an die Elektrode nachgeliefert werden. Diese Wanderung (Überführung) erfolgt unter dem Einfluß der elektrischen Anziehung der Elektrode und zum größeren Teil unter dem Einfluß des osmotischen Drucks der Ionen. Da die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen mit steigender Temperatur zunimmt, erwärmt man häufig die zu elektrolysierende Lösung. Die Ausbildung größerer Verarmungsgebiete in der Flüssigkeit kann man durch Rührung vermeiden. Durch intensive Bewegung der Flüssigkeit gegen die Elektrode (Rotation der Elektrode) kann man sogar erreichen, daß sich die Dicke der fest an der Elektrode haftenden Adsorptionsschicht beträchtlich vermindert, wodurch die Abscheidung des Metalls sehr beschleunigt wird. Bei Anwendung aller Hilfsmittel sind elektroanalytische Bestimm-

ungen oft in sehr kurzer Zeit ausführbar (Schnellanalyse).

Günther.

Näheres s. W. D. Treadwell, Elektroanalytische Methoden. Berlin 1915.

Elektrochemie. Wie die organische Chemie die Lehre von den Verbindungen des Kohlenstoffs mit anderen Elementen und Molekelgruppen, so bildet auch die Elektrochemie ein umfangreiches Spezialgebiet der Chemie, in welchem die Verbindungen der verschiedenen neutralen Atome mit dem negativen Elementarquantum der Elektrizität, bzw. die Abspaltungen der Elektronen von neutralen Atomen behandelt werden. Elektrochemie ist somit die Lehre von den Umwandlungen chemischer Energie in elektrische und umgekehrt. Hierbei gilt als Maß der chemischen Energie die Wärmemenge (Wärmetönung), die der bei einer bestimmten Temperatur innerhalb eines Kalorimeters von konstantem Volum sich abspielende chemische Vorgang nach außen entwickelt; die frei verwandelbare elektrische Energie wird gemessen als das Produkt von Elektrizitätsmenge und elektromotorischer Kraft. Nach dem ersten Hauptsatz der Wärmelehre sind beide Energiearten einander äquivalent, und zwar ergibt die Messung, daß eine Wattsekunde der Wärmemenge von 0,239 kleinen 15°-Kalorien entspricht. Damit ist nicht gesagt, daß chemische Energie stets restlos in elektrische verwandelt werden kann, vielmehr wird das Quantum dieser Umwandlungen, sofern sie umkehrbar sind, durch den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik bestimmt. Zur Elektrochemie im engeren und eigentlichen Sinne des Wortes gehören die das Strömen von Elektrizität begleitenden physikalisch-chemischen Prozesse, nämlich die Elektrolyse und die elektrolytische Polarisation (s. d.), sowie die Umkehrung derselben, d. h. die Erzeugung elektrischen Stromes mit Hilfe galvanischer Ketten (s. Galvanismus), alles Vorgänge, die von dem Faradayschen elektrochemischen Äquivalentgesetz beherrscht werden (s. d.), an denen also Leiter zweiter Klasse (s. d.) beteiligt sein müssen. Es ist lediglich historisch begründet, wenn unter den Begriff Elektrochemie nicht die durch Funken- oder stille elektrische Entladung verursachten Gasreaktionen subsumiert werden, welche dem Faradayschen Gesetz nicht gehorchen. Vielmehr werden diese Erscheinungen wegen des mit ihnen verknüpften Auftretens von Strahlungsenergie den photochemischen Prozessen (s. d.) zugerechnet.

Schließlich grenzt an das Gebiet der Elektrochemie auch die Theorie der kataphoretischen und endosmotischen Erscheinungen (s. d.), doch wird ihre Behandlung neuerdings mit besserem Recht der Kolloidchemie (s. d.) zugewiesen.

H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern z. B. von M. Le Blanc und F. Foerster, veraltet, aber zur Einführung empfehlenswert: W. Ostwald, Elektrochemie. 1896 und F. Haber, Technische Elektrochemie. 1898.

Elektrochemisches Äquivalentgesetz s. Faraday'sches elektrochemisches Äquivalentgesetz.

Elektrodampfkessel. Der Elektrodampfkessel verdankt seine Entstehung dem Bestreben, die Überschußenergie der Wasserkraft-Elektrizitätswerke, die für Licht- und Kraftzwecke nicht verwertbar ist, auszunützen. Infolge der unregelmäßigen Wasserführung der Flüsse fällt die zur Verfügung stehende Leistung mit der Belastung nicht zusammen, so daß große Mengen von Wasser ungenützt über den

Leerschuß abfließen. Es handelt sich dabei oft um viele Millionen Kilowattstunden im Jahr. Da man durchschnittlich mit 1 Kilowattstunde 1,3 kg Dampf erzeugen kann, haben Elektrokessel, bei denen das Wasser selbst den Widerstand bildet, und die mit hochgespanntem Drehstrom betrieben werden, wirtschaftliche Bedeutung erlangt. Der Widerstand des Wassers bei den für die Dampfbildung in Betracht kommenden Temperaturen läßt sich in der Größenordnung von 500 bis zu 4000 Ω im cm^3 halten und zwar dadurch, daß dem Kessel dauernd oder absatzweise so viel Wasser entzogen wird, daß sich die gewünschte Konzentration der im Wasser gelösten natürlichen Beimengungen einstellt. An die Regelbarkeit werden sehr hohe Ansprüche gestellt, weil der Kessel bei wechselndem Wasserwiderstand der veränderlichen Belastungskurve des Werkes folgen muß. Bei manchen Kesselsystemen wird die Regelung dadurch erzielt, daß die Elektroden verschieden tief in das Wasser eintauchen, was dadurch erreicht wird, daß der Wasserspiegel gehoben oder gesenkt wird. Bei Großwasserraumkesseln hat dies aber den Nachteil, daß die Regelung nicht verlustlos erfolgt. Weit verbreitet hat sich die sehr gute Regulierung durch Veränderung des Querschnitts der stromdurchflossenen Wassermenge, wobei eine Elektrode mit großer Oberfläche von isolierenden Verdrängungskörpern umgeben ist, zwischen denen Leitkanäle für die Wasserführung frei bleiben. Die trichterförmigen Verdrängungskörper sind in der Höhe verstellbar, so daß mit wachsender Leistung auch der Querschnitt des stromdurchflossenen Wassers vergrößert werden kann.

Die Anordnung hat den Vorteil gegenüber rein konzentrischen Elektroden, daß sich ein wesentlich höherer Widerstand erreichen läßt, wodurch bei Kesselleistungen von 2—6000 Kilowatt Spannungen bis herauf zu 16000 Volt verwendbar werden. Bei der konzentrischen Anordnung der Elektroden ist der Widerstand durch die Formel

$$R = \frac{\sigma}{2\pi l} \ln r_2/r_1$$

gegeben, wobei σ den Widerstand des Wassers in Ω pro cm^3 , r_2 und r_1 die Radien der konzentrischen Elektroden und l die Höhe des stromdurchflossenen Wasserhohlzylinders bedeutet. Bei gegebenen Werten von σ und l läßt sich der Widerstand nur durch Vergrößerung des Verhältnisses $r_2:r_1$ vergrößern, so daß dieses Radienverhältnis zur Erzielung des m -fachen Widerstands in die m -te Potenz erhoben werden muß.

Die praktische Ausführbarkeit scheidet deshalb bald an unmöglichen Abmessungen. Bei einem Kessel mit konischen Leitkanälen ist der Widerstand durch die Formel:

$$R = \frac{\sigma}{2\pi l} \ln r_2/r_1 \frac{1}{\cos^2 \alpha}$$

gegeben, wenn α den Neigungswinkel der Kegelfläche gegen die Horizontale bedeutet. Die Funktion $\frac{1}{\cos^2 \alpha}$ wächst sehr rasch mit dem wachsenden Winkel, so daß bei 45° der Widerstand doppelt so hoch, bei 60° viermal so hoch und bei 69° achtmal so hoch ist, als bei rein konzentrischer Anordnung. Die Leistung in Kilowatt ist, wenn die verkettete Spannung mit E bezeichnet wird

$$N = \frac{E^2 \cdot 10^{-3}}{R}.$$

Die Regelung erfolgt dann einmal durch Einstellung von σ , durch Veränderung der dem Kessel regelmäßig entzogenen Wassermenge und zweitens durch die Veränderung von l , also des senkrechten Abstandes der Verdrängungskörper. Hiermit läßt sich eine Regulierung in den Grenzen von 10% bis zu 125% der Nennleistung mit Leichtigkeit erzielen.

Nach diesem System, das von dem Erfinder des ersten Elektrokessels R. von Brockdorff herührt, ist unter anderem die Fernheizung des Deutschen Museums in München ausgeführt, und mit 2 Kesseln von je 4000 Kilowatt für 5000 Volt Drehstrom ausgestattet. *L. Schneider.*

Elektroden. Da die Metalle den Strom außerordentlich viel besser leiten als Elektrolyte und Gase, stellt man dem Strom beim Übertritt aus einer metallischen Zuleitung in einen Elektrolyten oder ein Gas eine große metallische Eintrittsfläche zur Verfügung, aus der er in den Elektrolyten oder das Gas übertreten kann. Diese großflächigen Körper heißen die Elektroden („Wege der Elektrizität“). Diejenige Elektrode, durch welche der positive Strom in den Elektrolyten oder das Gas eintritt, wird Anode („Eingang“), die andere, durch welche er wieder austritt, Kathode („Ausgang“) genannt. Bei der Elektrolyse wird die Anode in der Regel aufgelöst, während auf der Kathode das Metall der Lösung niedergeschlagen wird. Bei der Glimmentladung in verdünnten Gasen dagegen wird die Kathode zerstäubt (s. Kathodenzerstäubung). Beim elektrischen Lichtbogen wird die Kathode und vielfach auch die Anode bis zu den höchsten auf der Erde erreichbaren Temperaturen erhitzt. *Güntherschulze.*

Elektroden zweiter Art nennt man galvanische Metallelektroden, die, mit einem ihrer Salze als Bodenkörper in Berührung stehend, von einer gesättigten Lösung desselben benetzt sind. In diesem Falle ist die Auflösung oder Abscheidung des Metalls mit der Bildung oder dem Zerfall des Bodenkörpers verknüpft, dessen Anionen nach dem Satz vom Ionenprodukt (s. d.) als Potential bestimmend angesehen werden können. So wird das Einzelpotential der Quecksilber-Kalomel-Elektrode durch die Konzentration eines Überschusses von Kaliumchlorid gegeben, wenn die Konzentration der aus dem Kalomel stammenden Chlorionen demgegenüber vernachlässigt werden kann.

H. Cassel.

Elektrodynamik. Die Lehre von der bewegten Elektrizität im Gegensatz zur Elektrostatik oder Lehre von der ruhenden Elektrizität. Die Elektrodynamik wird weiter eingeteilt in die Lehre vom wechselnden elektrischen Feld, Magnetfeld und elektromagnetischen Feld sowie in die Elektrodynamik quasistationärer Ströme und die Elektrodynamik elektrischer Wellen oder Schwingungen. Dabei sind quasistationäre Ströme solche, deren Änderungsgeschwindigkeit als klein gegenüber der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Schwingungen angesehen werden kann.

Güntherschulze.

Elektrodynamisches Prinzip s. Selbsterregung.

Elektrodynamometer. Die elektrischen Dynamometer sind Galvanometer (s. d.), die zwei von Strömen durchflossene Spulen, eine feste und eine bewegliche, besitzen, welche anziehend aufeinander

wirken. Die Dynamometer dienen in mannigfacher Ausbildung als Strom-, Spannungs- und Leistungsmesser (Wattmeter) bei Gleich- und Wechselstrommessungen und sind für Spiegel- oder Zeigerablesung eingerichtet. Sie spielen, besonders in der Meßtechnik bei Wechselstrom als Präzisionsinstrumente eine hervorragende Rolle. Die bewegliche, mit Stromzuführungen versehene Spule ist entweder aufgehängt oder in Spitzen bzw. Zapfen drehbar gelagert. Werden beide Spulen von demselben Strom hintereinander durchflossen, so ist das Drehmoment beider Spulen aufeinander proportional dem Quadrat der Stromstärke; allgemein ist es proportional dem Produkt beider Ströme. Aus diesem Grunde sind auch die Instrumente für Wechselstrom zu gebrauchen, da für die Augenblickswerte des Stroms die angegebene Beziehung besteht und das Instrument den zeitlichen Mittelwert mißt, der den Effektivwerten der Ströme proportional ist. Wird die eine Spule, in der Regel die drehbare, an Spannung gelegt, so wird das Dynamometer zu einem Leistungsmesser; doch ist dabei der in der Spannungsspule fließende Strom, der einen Energieverbrauch des Instruments zur Folge hat, in Rechnung zu setzen (s. Leistungsmessung). Die Dynamometer können mit Gleichstrom geeicht werden. Dabei muß die bewegliche Spule in Richtung des Meridians stehen, damit der Erdmagnetismus keine Wirkung ausübt; die bewegliche Spule darf keine Ablenkung erfahren, wenn durch sie allein Strom fließt. Außerdem müssen beide Spulen senkrecht zueinander stehen, was dadurch geprüft werden kann, daß man die bewegliche Spule kurz schließt und durch die feste einen Stromstoß oder Wechselstrom schickt; es darf dann ebenfalls keine Ablenkung erfolgen. Die noch vorhandenen kleinen Fehler kann man durch Kommutieren des Stroms bei den Messungen eliminieren. Bei den zu Wechselstrommessungen bestimmten Instrumenten dürfen keine Wirbelströme auftreten; daher müssen alle störenden Metallteile in der Nähe der Spulen vermieden werden. Die technischen Instrumente besitzen meist Zeigerablesung und sind häufig für mehrere Meßbereiche eingerichtet. Die Bauart ist verschieden, je nachdem die Dynamometer als Universalinstrumente, als Strom-, Spannungs- oder Leistungsmesser dienen sollen. Sie besitzen meist Luftdämpfung (z. B. Scheibe in kreisförmig gebogener Röhre); zwecks größerer Empfindlichkeit ist bei den Zeigerinstrumenten die bewegliche Spule mitunter an Metallfäden, die gleichzeitig zur Stromzuführung dienen, aufgehängt. Bei den technischen Wattmetern kann eine angenäherte Proportionalität der Skala durch besondere Form und Abmessung der Spule erreicht werden, was bei den dynamometrischen Strom- und Spannungsmessern nicht der Fall ist. Die bei größeren Phasenwinkeln auftretenden Fehler sind bei den neueren Instrumenten meist vermieden; auch die Korrektur wegen des Eigenverbrauchs der Wattmeter läßt sich durch Kompensationswicklungen beseitigen. Die Spannungsspule besitzt meist eine zu vernachlässigende Selbstinduktion, die sonst bei Wechselstrommessungen leicht Fehler verursacht und besonders berücksichtigt werden muß, vor allem auch, wenn das Instrument im Nebenschluß gebraucht wird. Es werden auch zwei mechanisch gekuppelte, übereinander gelagerte Wattmeter (Hartmann & Braun) gebaut, die zu Leistungsmessungen bei Drehstrom

dienen (s. d.). Bei den Spannungsmessern (Voltmetern) sind die beiden Spulen hintereinander geschaltet; für Meßbereiche höherer Spannung werden induktionslose Widerstände vorgeschaltet, analog wie bei den Gleichstromvoltmetern. Die Stromzuführung geschieht durch Spiralfedern, die gleichzeitig die Richtkraft liefern. Bei den Strommessern (Amperemetern) können die beiden Spulen für größere Stromstärken nicht hintereinander geschaltet werden, da die Spannungspule nur schwache Ströme verträgt; mitunter sind Stöpsel vorhanden, um die Spulen hintereinander oder parallel schalten zu können; bei der Parallelschaltung können Fehler durch die Induktivität der Spulen auftreten. Auch die Stromerwärmung kann Fehler verursachen, da die Spulen aus Kupfer bestehen und sich dann die Widerstandsverhältnisse ändern; die Fehler können durch besonders geschaltete Manganinwiderstände zum Teil kompensiert werden. (Vgl. auch „Torsionsdynamometer“.)

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektrische Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Elektroendosmose. Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes verschiebt sich eine mit einer festen Wand in Berührung stehende Flüssigkeit längs den zur Wand parallelen Feldlinien. Diese Fortführung der Flüssigkeit wird als Elektroendosmose bezeichnet. Dieselbe kann am leichtesten beobachtet werden, wenn zwei Flüssigkeitsvolumina durch ein poröses Diaphragma (z. B. aus Ton, aus feinem Pulver eines beliebigen Stoffes, oder auch aus einem kolloidalen Gel) voneinander getrennt werden und an den beiden Seiten dieser Wand eine EMK angelegt wird. Ein solches Diaphragma wirkt wie ein Bündel von Kapillaren, längs deren Wandung unter dem Einfluß des angelegten Feldes eine Überführung der Flüssigkeit stattfindet. Es kann daher schon nach kurzer Zeit die Zunahme des einen Flüssigkeitsvolumens beobachtet werden.

Die ersten quantitativen Messungen auf diesem Gebiete stammen von Wiedemann und Quincke. Der letztgenannte Forscher gab auch eine Theorie der Erscheinung, welche von Helmholtz zuerst rechnerisch verfolgt und später von anderen Autoren ergänzt wurde. Nach dieser Theorie entsteht an der Grenzfläche der Flüssigkeit und des festen Körpers eine elektrische Doppelschicht. Die eine Belegung derselben ist gleichsam mit dem festen Körper unbeweglich verbunden, die andere dagegen liegt bereits in einer Schicht der Flüssigkeit, welche sich gegen die Wand verschieben kann. Letztere muß demnach durch die auf die bewegliche Ladung der Doppelschicht wirkende Feldstärke mit einer bestimmten Geschwindigkeit fortgeführt werden. Infolge der inneren Reibung nimmt allmählich auch die von der Wand entfernter gelegene Flüssigkeit dieselbe Geschwindigkeit an.

Vorausgesetzt, daß die hydrodynamischen Gleichungen auch für den ganzen Bereich der Doppelschicht gültig sind, und die Strömungslinien parallel der Achse der Kapillaren verlaufen, ergibt sich für diese Geschwindigkeit:

$$(1) \quad v = v_0 + \frac{i s D e}{4 \pi m}.$$

Hierbei bezeichnet v_0 die durch hydrostatischen Überdruck erzeugte Geschwindigkeit, i die Stromdichte, s den spezifischen Widerstand der Flüssig-

keit, m die innere Reibung und D die Dielektrizitätskonstante derselben, e die Potentialdifferenz zwischen den Belegungen der Doppelschicht. Unter Berücksichtigung des Ohmschen Gesetzes kann die Gleichung (1) auch geschrieben werden in der Form:

$$(2) \quad v = v_0 = \frac{E e q D}{4 \pi m l}.$$

Hierin bedeutet q den Querschnitt, l die Länge der Kapillaren und E die zwischen ihren Enden herrschende Spannung.

Wie Smoluchowski gezeigt hat, sind diese Gleichungen nicht nur für Kapillaren, sondern für Gefäße beliebiger Form gültig, solange die Flüssigkeitsströmung ohne Turbulenz vonstatten geht.

Ist kein hydrostatischer Überdruck vorhanden, so besagt die Gleichung (1), daß die in der Zeiteinheit überführte Flüssigkeitsmenge bei Verwendung einer konstanten Stromstärke unabhängig von den Dimensionen der Kapillare ist.

Aus Gleichung (2) geht sodann hervor, daß die Menge der durch Elektroendosmose transportierten Flüssigkeit der angelegten Spannung, der Dielektrizitätskonstante, dem Potentialsprung in der Doppelschicht, sowie dem Querschnitt der Kapillare direkt und der inneren Reibung der Flüssigkeit, umgekehrt proportional ist.

Wird dagegen der hydrostatische Überdruck z. B. bei Anwendung eines Steigrohrs nicht kompensiert, so bildet sich ein stationärer Gleichgewichtszustand aus, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Elektroendosmose längs der Rohrwandung in einer Richtung und der hydrostatische Druck in der Mitte des Rohres in entgegengesetzter Richtung die gleiche Flüssigkeitsmenge pro Zeiteinheit transportieren.

Bei Verwendung einer Kapillare mit dem Durchmesser $2r$, für die das Poisseuillesche Gesetz gültig ist, ergibt sich so im Falle des stationären Gleichgewichts die Größe des Überdrucks zu:

$$P = \frac{2 E D e}{\pi r^3}.$$

Die angegebenen Gleichungen konnten durch eine große Anzahl von Versuchen bestens bestätigt werden. Bei derartigen Experimenten verdient der Einfluß der Temperatur, der sich durch Änderung der Größen m , e und s geltend macht, besondere Beachtung. Diese Gleichungen gelten indessen nur für den Fall, daß die Wand aus isolierendem Material besteht. Bei Verwendung von Leitern verlieren sie daher im allgemeinen ihre Gültigkeit und behalten dieselbe nur, wenn das Gefäß eine Kapillare ist, da in diesem Falle die Stromlinien stets parallel der Achse verlaufen. Wenn eine Gleitung der äußeren Belegung an der Wand stattfindet, so muß dieselbe in der Weise berücksichtigt werden, daß in die Gleichungen eine Größe eintritt, welche e verkleinert.

Über die Natur der an der Grenzfläche von Flüssigkeit und fester Wand bestehenden elektrischen Doppelschicht sind mannigfache Vermutungen ausgesprochen worden, ohne daß bis jetzt eine allgemein anerkannte Theorie vorliegt.

I. Nach Coehn entsteht bei der Berührung zweier Stoffe von verschiedener Dielektrizitätskonstante die elektrische Doppelschicht stets in dem Sinne, daß die Substanz mit der geringeren Dielektrizitätskonstante negativ aufgeladen wird. Diese Regel ist in der angegebenen allgemeinen

Fassung keinesfalls richtig (ihre Gültigkeit wurde auch von Coehn selbst auf „Dielektrika“ eingeschränkt). Versuche haben nämlich ergeben, daß bereits sehr geringe Elektrolytzusätze eine Umladung der Doppelschicht bewirken. So konnte zuerst Perrin feststellen, daß insbesondere die H^+ - und OH^- -Ionen eine außerordentlich starke Wirkung in diesem Sinne ausüben. Bezüglich der anderen Ionen konnte gezeigt werden, daß deren Wirkung mit ihrer Wertigkeit wächst. Im allgemeinen verstärkten die Ionen die Ladung der festen Wand, wenn sie das gleiche Vorzeichen mit derselben hatten. Im entgegengesetzten Fall wurde die Wand entladen oder auch — wenn die Konzentration genügend groß war — umgeladen.

2. Auf Grund dieser Versuche erklärte Perrin die Entstehung der Doppelschicht durch die Annahme, daß die H^+ - und OH^- -Ionen entsprechend ihrer großen Beweglichkeit ein sehr geringes Volum haben und daher näher an die Wand herankommen können, als die anderen Ionen. Es würde daher die Ladung der Wand von den in der Lösung vorhandenen H^+ - bzw. OH^- -Ionen bestimmt werden. Andererseits würden bei Verwendung von Wänden basischen oder sauren Charakters die OH^- - bzw. H^+ -Ionen derselben am leichtesten in die Flüssigkeit diffundieren und dadurch die Ladung der Doppelschicht bedingen. Gegen beide Überlegungen können jedoch gewichtige Gründe angeführt werden. (Vgl. z. B. den am Schluß zitierten Artikel im Handbuche von L. Graetz).

3. Die „osmotische“ Theorie identifiziert den Potentialsprung der Doppelschicht mit den durch die Nernstsche Lösungstension definierten elektromotorischen Kräften. Indessen muß unter anderem gegen diese Hypothese der Einwand erhoben werden, daß der mittels Elektroendosmose, Kataphorese (s. d.) und Strömungsströmen experimentell bestimmte Potentialsprung ϵ die Größenordnung von nur einigen Hundertstel Volt (z. B. für Wasser-Glas 0,05 Volt) hat; der Nernstsche Potentialsprung dagegen ganze oder Zehntel Volt beträgt.

4. Auf Grund dieser Tatsache kann mit Freundlich und Smoluchowsky der Schluß gezogen werden, daß bei den elektrokinetischen Erscheinungen (s. d. Elektroendosmose, Kataphorese, Strömungsströme und Ströme durch fallende Teilchen) die Potentialdifferenz zwischen dem festen Körper und der Flüssigkeit der Hauptsache nach nicht in Betracht kommt. Es handelt sich hier vielmehr um einen Potentialsprung zwischen zwei Flüssigkeitsschichten, und zwar einer beweglichen und einer mit der Wand fest verbundenen.

Nach Freundlich's Annahme würde die Nernstsche Doppelschicht nur bis zu den der Wand am nächsten liegenden und an ihr haftenden Flüssigkeitsschichten, die ihrerseits durch die verschiedene Adsorbierbarkeit der verschiedenen Ionen zustandekommt. Diese Annahme erklärt u. a. mit Leichtigkeit die besonders starke Wirksamkeit der H^+ - und OH^- -Ionen dadurch, daß eben diese Ionen äußerst leicht adsorbiert werden. Auch die mit der Wertigkeit wachsende Wirkung äquivalenter Lösungen von verschiedenen Leichtmetallkationen stimmt zu dieser Erklärung. Ihre Richtigkeit wird weiterhin erhärtet durch die Tatsache, daß die

verschiedenen Leichtmetallkationen aus Lösungen gleicher molarer Konzentration gleichstark adsorbiert werden. Aus dieser Theorie würde nun folgen, daß bei Verwendung von Lösungen der Leichtmetallsalze organischer Säuren die sehr stark adsorbierbaren Anionen die negative Ladung z. B. einer Glaswand vergrößern müßten. Versuche von Freundlich und Elisafoff haben jedoch das Gegenteil ergeben.

5. Freundlich verwarf deswegen diese Theorie (4) des Adsorptionspotentialsprunges und läßt in einer modifizierten Theorie die Möglichkeit offen, daß die elektrischen Eigenschaften der Wand eine eigene — bisher ungeklärte — Ursache haben, die von der stofflichen Beschaffenheit der Wand sowohl als der Flüssigkeit abhängen und nur mittelbar von der Adsorption beeinträchtigt werden.

Die elektroendosmotischen Erscheinungen spielen neuerdings in der Technik eine wichtige Rolle. Ihre Nutzanwendungen beruhen im Prinzip auf der Trennung von Flüssigkeit und festem Stoff durch elektroendosmotische Fortführung. Hiermit kann z. B. eine Reinigung durch gleichzeitige Entfernung der Elektrolyte mit der Flüssigkeit bewirkt werden. Durch Kombination von Elektroendosmose und Kataphorese (s. d.) läßt sich auch eine weitergehende Reinigung und unter Umständen eine Art fraktionierter Zerlegung des festen Körpers erreichen.

Die meisten derartigen Verfahren sind in den Patentschriften der Elektroendosmose A.-G. niedergelegt. Insbesondere sei auf die elektroosmotische Torftrocknung, Ton- und Leimreinigung sowie auf die serologischen Anwendungen solcher Vorgänge hingewiesen.

Zur Nomenklatur sei noch bemerkt, daß manche Autoren für die Elektroendosmose ebenfalls die Bezeichnung Kataphorese benutzen. Nach einem Vorschlage von Freundlich erscheint es jedoch zweckmäßig, für die hier geschilderte Gruppe von Erscheinungen ausschließlich den Terminus Endosmose zu verwenden.

In der folgenden Tabelle ist eine Zusammenstellung der Richtung des Flüssigkeitstransportes für verschiedene Kombinationen angegeben. + bedeutet eine Wanderung zur Kathode.

Flüssigkeit	Wand	Wanderungsrichtung
Wasser	Glas	+
„	Schellack	+
„	Ton	+
„	Karborundum	+
„	Schwefel	+
Glycerin	Glas	+
Alkohol	„	+
Aceton	„	+
Anilin	„	+
Schwefelkohlenstoff	„	—
Benzol	„	—
Terpentinöl	„	—
„	Schellack	—
„	Schwefel	+

Paul Klein.

Näheres s. L. Graetz, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Bd. II, S. 366—428. Leipzig 1912.

Elektrofilter. In seiner Wirkungsweise auf der an Hochspannungsleitungen auftretenden Stoßionisation (s. d.) beruhend, dient der Elektrofilter zur Entstaubung von Luft und zur Reinigung der Abgase von mitgerissenen Teilchen.

In dem Raum durch den das Abgas (Luft) geleitet wird, erzeugen zwei besonders geformte Elektroden mit einer Hochspannungsgleichstromquelle ein Feld.

Die eine Elektrode (Sprühelektrode, meist gitterförmig) ionisiert das Gas und erzeugt so die Ladungsträger, an die sich die schwebenden Teilchen anlagern und aufladen. Die andere Elektrode (Niederschlagselektrode, Wellblech oder Drahtsieb) ist geerdet und zieht die geladenen Teilchen an, die sich auf ihr absetzen, um hier entweder von selbst oder durch Einwirkung einer Schüttelvorrichtung abzufallen.

v. Staal.

Elektrokapillarität. Die Elektrokapillarität umfaßt diejenigen Phänomene, bei denen es sich um eine Änderung von Flüssigkeitsoberflächen durch elektrische Beladung handelt. Da die Ladungen infolge der Coulombschen Abstoßungskräfte die Oberfläche zu dehnen suchen, beobachtet man eine Abnahme der Oberflächenspannung. Zur Demonstration dieses Effekts benutzt man die Krümmungsänderung eines Quecksilbertropfens oder die Vergrößerung einer Seifenblase durch Aufladung. Das hauptsächlichste Untersuchungsgebiet der kapillarelektrischen Erscheinungen sind die Eigenschaften der Phasengrenzflächen; als solche kommen in erster Linie die Grenzflächen fest-flüssig und flüssig-flüssig in Frage. Die Aufgabe der Untersuchung besteht in der Messung der Potentialdifferenz an den Grenzflächen sowie ihrer Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen. Besondere Wichtigkeit kommt dabei den Bedingungen zu, unter denen die Potentialdifferenz zwischen Metall und Lösung Null wird. (Absoluter Nullpunkt des Potentials.)

Da die Oberflächenspannung sehr empfindlich auch gegen kleine Potentialveränderungen ist, konnte Lippmann sein Kapillarelektrometer zur Messung kleiner Spannungen (s. Kapillarelektrometer) konstruieren.

Von C. Lippmann stammen auch die ersten fundamentalen Versuche zur Theorie der Elektrokapillarität. Es gelten nach ihm folgende Sätze:

1. Die Kapillarkonstante¹⁾ der Trennungsoberfläche zwischen Quecksilber und verdünnter Schwefelsäure ist eine Funktion der an dieser Fläche bestehenden elektrischen Differenz.

2. Wenn man durch mechanische Mittel eine Flüssigkeitsoberfläche ändert, so ändert sich die elektrische Differenz dieser Oberfläche in solchem Sinn, daß die nach dem ersten Gesetz entwickelte Kapillarkonstante der Fortsetzung der Bewegung widerstrebt.

Lippmann ließ als Tropfelektrode einen Quecksilberstrahl in verdünnte Säure einfließen und konnte einen Strom im Sinne des Strahls zur ruhenden Fläche hier beobachten.

Die Lippmannsche sog. Kondensatortheorie der Elektrokapillarität wurde von Helmholtz ausgebaut. Aus der Theorie folgt, daß beim absoluten Nullpunkt des Potentials die Oberflächenspannung ein Maximum haben muß. Von der chemischen Seite her gingen Warburg und G. Meyer an das Problem, Nernst benutzte seine Theorie des elektrolytischen Lösungsdrucks, die sich in dieser Anwendung auch bestätigt fand.

Auf dem kapillarelektrischen Effekt beruht auch das sog. „Quecksilberherz“ von Kühne-Heidelberg. Ein Quecksilbertropfen von 2—3 cm Durchmesser, der auf einem Uhrglas liegt, wird mit ver-

¹⁾ Die Kapillarkonstante einer Flüssigkeit ist das Flüssigkeitsgewicht, das von einem Zentimeter der Berührungslinie der Oberfläche dieser Flüssigkeit mit einer vertikalen, vollkommen benetzten Wand getragen wird.

dünnter Schwefelsäure bedeckt, der einige Tropfen sehr verdünnter Kaliumbichromats zugesetzt werden. Wird der Tropfen mit einer Stopfnadel oder einem spitzen Draht berührt, so wird der Tropfen Kathode. Er zuckt zusammen, da seine Oberflächenspannung plötzlich wächst, löst die Verbindung und das Spiel beginnt von neuem.

Die kapillarelektrischen Phänomene wurden ferner verwendet zur Konstruktion von Kapillartelefonen (Lovén) und Kapillarmotoren (Modell von Lippmann im Deutschen Museum).

R. Jaeger.

Näheres s. F. Krüger, Handwörterbuch der Naturwissenschaften. Jena, Gustav Fischer 1912. Bd. 3, 440.

Elektrolyse. Wenn zwei metallisch leitende Elektroden aus unangreifbarem Material wie Platin oder Kohle an einen Leiter zweiter Klasse grenzen, so geht bei hinreichend großer Spannung zwischen den Elektroden ein Strom über, der innerhalb des Elektrolyten eine Verschiebung von Materie und eine Zersetzung derselben an den Grenzflächen der Elektroden hervorruft. Dieser Vorgang heißt Elektrolyse. Hierbei treten an den Elektroden stets verschiedene Zersetzungsprodukte auf, deren Vereinigung wiederum einen Elektrolyten liefert und die deswegen als elektropositiver Bestandteil (am negativen Pol) und als elektronegativer Bestandteil (am positiven Pol) unterschieden werden. Man hat nach Faraday und Clausius (1857) anzunehmen, daß die kleinsten Teile der Zersetzungsprodukte vor ihrer Abscheidung an den Elektroden mit elektrischen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens behaftet als Ionen (s. d.) unter der Wirkung des elektrischen Feldes durch den Elektrolyten zu den Elektroden getrieben werden, die negativen Anionen zur positiven Anode, die positiven Kationen zur negativen Kathode. An der Kathode gelangen die Kationen unter Verlust ihrer Ladungen als neutrale Stoffe entweder selbst zur Abscheidung oder setzen im chemischen Umsatz mit dem Lösungsmittel Bestandteile des letzteren in Freiheit. An der Anode kommt es zur Abscheidung elektronegativer Bestandteile des Elektrolyten.

So wird geschmolzenes NaCl in metallisches Na und gasförmiges Cl₂ zerlegt. Verdünnte Schwefelsäure ist teilweise in einfach positiv geladene H-Ionen und in doppelt negativ geladene SO₄-Ionen gespalten. Dieser Komplex ist als neutraler Körper nicht existenzfähig und setzt sich daher bei seiner Entladung sekundär mit Wasser zu Schwefelsäure und Sauerstoff um, welcher bei der Elektrolyse an der Anode entwickelt wird.

Besteht dagegen die Anode aus angreifbarem Material, so geht es in Lösung, falls nicht im Verlauf der Elektrolyse Deckschichten niedergeschlagen werden, welche die Elektrode passivieren (s. Passivität), d. h. unangreifbar machen.

Die Menge der Zersetzungsprodukte wird nach dem Faradayschen Gesetz (s. d.) durch die Menge der durch den Elektrolyten hindurchgestromten Elektrizität bestimmt. H. Cassel. Näheres in den Lehrbüchern der Physik und Chemie.

Elektrolyte heißen diejenigen festen und flüssigen Stoffe, in denen das elektrische Feld eine mit dem Transport materieller Teilchen verknüpfte Elektrizitätsleitung hervorruft (s. auch Leiter zweiter Klasse, Faradaysches Gesetz). Als geeignetes Vergleichsmaß für die Güte der elektrolytischen Leitung ist

das Äquivalentleitvermögen bei einer bestimmten Verdünnung z. B. von 1 Mol/l anzusehen, d. h. diejenige Stromstärke die bei der Feldstärke ein Volt/cm durch eine Fläche fließt, über der ein Prisma von 1 cm Höhe das Volum von einem Grammäquivalent, also hier 1 Liter, umschließt. Die Sichtung des Beobachtungsmaterials läßt deutlich zwei Klassen von Elektrolyten hervortreten: die gut leitenden, starken und die schlecht leitenden, schwachen Elektrolyte. Zur ersteren gehören die Mineralsäuren und ihre Salze sowie die Basen der Alkalien und Erdalkalien; zur letzteren die organischen Säuren und ihre Salze. Die Eigenschaften der starken Elektrolyte lassen sich am einfachsten erklären, wenn man sie als vollständig dissoziiert ansieht. Bei den schwachen Elektrolyten, welche dem Ostwaldschen Verdünnungsgesetz gehorchen, ist wahrscheinlich mit einem Gleichgewicht zwischen „ionogenen“ und undissoziierten Isomeren zu rechnen. Siehe auch Pseudosäure. Vergleiche ferner elektrolytische Dissoziation und Leitvermögen der Elektrolyte.

H. Cassel.

Elektrolytgleichrichter. Sie beruhen auf der sog. elektrolytischen Ventilwirkung. Wenn eine elektrolytische Zelle, die aus einem geeigneten Metall, „Ventilmaterial“ (z. B. Al, Ta, Mg), als Anode, einem geeigneten Elektrolyten und einem beliebigen indifferenten Metall als Kathode besteht, mit einer konstanten Stromdichte belastet wird, so steigt die zur Aufrechterhaltung des Stromes von der Zelle verlangte Spannung anfangs proportional der Einschaltungsdauer an, bis bei einer scharf definierten Spannung, der „Funktenspannung“ (z. B. 200 V), plötzlich auf der Oberfläche des Metalls feine Fünkchen erscheinen. Von diesem Augenblick an steigt die Spannung an der Zelle langsamer, während die Fünkchen allmählich heller werden, bis bei einer zweiten, ebenfalls scharf definierten Spannung, der „Maximalspannung“, eine neue Art Funken entsteht und die Spannung zu steigen aufhört. Funktenspannung und Maximalspannung liegen um so höher, je verdünnter der Elektrolyt ist. Ist die verfügbare Spannung kleiner als die Maximalspannung, so nimmt der Strom mit der Dauer der Einschaltung bis auf verschwindend geringe Beträge ab. In der entgegengesetzten Stromrichtung dagegen wird die Zelle schon nach Überschreiten der geringfügigen „Mindestspannung“ — Größenordnung 5—10 V — für den Strom durchlässig. Die Zelle ist also ein Ventil. Die beiden Stromrichtungen heißen Sperrichtung und Flußrichtung. Die Ursache der Ventilwirkung ist die Bildung einer außerordentlich dünnen Gasschicht in einer sie stützenden sehr feinporösen festen Oxydhaut, die sich durch die Formierung auf dem Ventilmaterial bildet. Ist das Metall Kathode dieser Gashaut, so werden die erforderlichen Elektronen leichter abgegeben, als wenn der Elektrolyt Kathode ist.

Die auf dieser Ventilwirkung beruhenden Gleichrichter haben versagt, so lange es sich darum handelte, Gleichspannungen von der Größenordnung 100 V herzustellen. Sie bewähren sich jedoch sehr gut bei der Erzeugung von Gleichspannungen von etwa 6 V, wie sie in zunehmendem Maße in der Radiotechnik gebraucht werden. Verwandt werden 1. der Aluminiumgleichrichter, bestehend aus Al- und Pb-Elektroden und $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$ als Elektrolyt; 2. der Balkite-Gleichrichter, ein Tantal-Gleichrichter mit Ta- und Pb-Elektroden und als Elektrolyten 50% Schwefelsäure, der etwas FeSO_4 zugesetzt ist.

Besonders der letztere Gleichrichter hat sich sehr gut bewährt.

Da die wirksame, äußerst dünne Gasschicht eine große elektrische Kapazität hat, versagt die Gleichrichterwirkung bei Hochfrequenz. Die große Kapazität nimmt den gesamten zugeführten Wechselstrom auf, ohne daß sich eine wesentliche Spannung im Gleichrichter ausbilden kann.

Güntherschulze.

Näheres s. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Kösel & Pustet, München 1924.

Elektrolytische Dissoziation. Mit der Forderung der Theorie der verdünnten Lösungen (s. d.), daß der osmotische Druck oder die Gefrierpunktniedrigung oder die Siedepunkterhöhung einer verdünnten Lösung der Anzahl der Mole des gelösten Stoffs proportional sein soll, ist die auffallende Tatsache in scheinbarem Widerspruch, daß gerade diejenigen Stoffe, welche dem Lösungsmittel Leitfähigkeit für den galvanischen Strom erteilen, also die Elektrolyte, einen bedeutend höheren osmotischen Druck ausüben, eine größere Siedepunkterhöhung, bzw. Gefrierpunktniedrigung erwirken, als ihrem Molekulargewicht entsprechen sollte. Es ist das Verdienst von Arrhenius, diesen Widerspruch durch die Annahme der „elektrolytischen Dissoziation“ nicht bloß behoben, sondern hierdurch zugleich die Tatsache der Leitfähigkeit von Flüssigkeiten in befriedigender Weise erklärt zu haben. Nach dieser Theorie spalten sich die Moleküle eines Elektrolyten teilweise oder sämtlich in polar verschiedene Teile, in die durch die Forschungen Faradays erkannten „Ionen“, welche ihrer entgegengesetzten elektrischen Ladung entsprechend unter dem Einfluß einer äußeren Spannung in entgegengesetzter Richtung wandern und dadurch den als galvanischen Strom nachweisbaren konvektiven Transport von Elektrizität hervorrufen. Demnach bestände zwischen der elektrolytischen Dissoziation und der thermischen die vollkommenste Analogie allein mit dem Unterschied, daß bei ersterer die Spaltungsprodukte mit entgegengesetzten Ladungen versehen sind. Z. B. zeigt thermisch dissoziierter Chlor-Wasserstoff zwischen zwei mit einer galvanischen Batterie verbundenen Platin-Elektroden keine wahrnehmbare elektrische Leitfähigkeit. Kaum merklich größer ist die Leitfähigkeit sehr reinen Wassers. Wohl aber findet ein außerordentlich leichter Stromübergang statt, wenn die Elektroden in Wasser eintauchen, das Chlorwasserstoffgas in Lösung aufgenommen hat. Die Leitfähigkeit einer salzsauren Lösung beruht also darauf, daß der Chlorwasserstoff in positiv geladene Wasserstoff-Ionen und negativ geladene Chlorionen mehr oder weniger vollständig dissoziiert ist. Diese Spaltung erfolgt nicht erst unter der Wirkung des elektrischen Feldes, sondern wie eben die Abweichungen von dem normalen thermodynamischen Verhalten nicht-elektrolytischer Stoffe zeigen, bei dem Prozeß der Lösung selbst. In einer elektrolytischen Lösung sind also unter allen Umständen freie Ionen ausschließlich oder neben einem Rest unzerspaltener neutraler Moleküle jederzeit vorhanden.

Die kolligativen thermodynamischen Eigenschaften einer verdünnten Elektrolytlösung sind als gegeben anzusehen, wenn der osmotische Druck derselben (s. d.) bekannt ist. Der osmotische Druck gelöster Stoffe gehorcht nach van't Hoff (1885) den Gesetzen der idealen Gase. Für eine Elektrolyt-

lösung gilt also dieselbe Formel wie für ein teilweise dissoziiertes Gas:

$$P = n(1 + \alpha) \frac{RT}{V},$$

worin hier P der osmotische Druck des gelösten Elektrolyten, α sein Dissoziationsgrad, T die absolute Temperatur und V das Volumen der Lösung bedeutet.

Bei den sog. schwachen Elektrolyten vermag diese Gesetzmäßigkeit von den Erfahrungen befriedigend Rechenschaft zu geben (vgl. Ostwald, Verdünnungsgesetz). Sie versagt dagegen zur Kennzeichnung des Verhaltens der starken Elektrolyte.

Bei diesen weist auch die Untersuchung des optischen Absorptionsvermögens darauf hin, daß die Dissoziation viel weiter geht, als die Geltung des Massenwirkungsgesetzes erwarten ließe. Die Unabhängigkeit der Neutralisationswärme (s. d.) von den zur Reaktion gelangenden starken Säuren und Basen ist ebenfalls nur durch eine fast vollständige Dissoziation dieser Elektrolyte zu verstehen. Daher sah sich zuerst Bjerrum (1909) genötigt, die einfache van't Hoff'sche Zustandsgleichung aufzugeben. Die Abweichungen von derselben konnten nur auf die zwischen den Ionen wirkenden elektrostatischen Kräfte zurückgeführt werden.

Die Zustandsgleichung eines Systems von frei beweglichen Massenpunkten, zwischen denen anziehende und abstoßende Kräfte wirksam sind, wird durch das sog. Virial-Theorem von Clausius gegeben (s. d.).

Milner versuchte als erster (1912) das innere Virial $V_i = \sum r \cdot F(r)$ der Lösung eines binären Elektrolyten unter Zugrundelegung des Coulombschen Gesetzes und des Boltzmann'schen Verteilungsgesetzes zu berechnen. Indessen konnten die Ergebnisse dieser Überlegungen nicht in analytisch expliziter Form, sondern nur graphisch zur Darstellung gebracht werden. Daher wurden seine Ergebnisse für die experimentale Forschung erst dann von größerem Nutzen, als es Debye und Hückel gelang, für die Milner'schen Resultate brauchbare Näherungsformeln zu entwickeln.

Es sei ψ das in einem bestimmten Abstand von einem herausgegriffenen positiven Ion im zeitlichen Mittel herrschende, zunächst noch unbekannt elektrische Potential innerhalb der Lösung des Elektrolyten. Dann hat man, um ein positives Ion dort hinzubringen, die Arbeit $+\epsilon\psi$ für ein negatives die Arbeit $-\epsilon\psi$ zu leisten. In dem betrachteten Abstand werden deshalb nach dem Maxwell-Boltzmann'schen Verteilungssatz im zeitlichen Mittel

$$n_+ = e^{-\frac{\epsilon\psi}{kT}} n_{\text{positive}} \quad \text{und} \quad n_- = e^{+\frac{\epsilon\psi}{kT}} n_{\text{negative}}$$

negative Ionen anwesend sein (worin n die mittlere Ionenkonzentration der Lösung bedeutet). Hiernach wird für $T = \infty$ die Verteilung gleichmäßig während für $T = 0$ der gelöste Stoff koaguliert. Wäre das Potential ψ als Funktion des Abstandes vom herausgegriffenen Ion bekannt, so wäre damit die Ladungsdichte ρ in einem beliebigen Raumelement

$$\rho = n\epsilon \left(e^{-\frac{\epsilon\psi}{kT}} - e^{+\frac{\epsilon\psi}{kT}} \right).$$

Hält man es nun für zulässig, die diskreten Ladungen innerhalb der Elektrolytlösung so zu behandeln wie kontinuierlich verteilte und die Grundsätze der

Elektrostatik auf das innere Feld zwischen den Ionen anzuwenden, so gilt die Poissonsche Gleichung

$$\frac{4\pi\rho}{D} = \Delta\psi,$$

wobei für die Dielektrizitätskonstante D die des reinen Lösungsmittels eingesetzt wird. Die Löslichkeit (s. d.) eines Elektrolyten in einem bestimmten Lösungsmittel beruht natürlich auf der Affinität der dissoziierten Ionen zu demselben (Hydratation). Es ist für das näherungsweise Vorgehen der Milner-Debyeschen Theorie kennzeichnend, daß sie die Wechselwirkung zwischen Ionen und Lösungsmittel allein durch Einführung der Dielektrizitätskonstante und des mittleren Ionenradius a berücksichtigt. Die Kombination der beiden letzten Gleichungen:

$$\frac{4\pi n\epsilon}{D} \left(e^{-\frac{\epsilon\psi}{kT}} - e^{+\frac{\epsilon\psi}{kT}} \right) = \Delta\psi.$$

führt nun für solche Werte von $\rho\psi$, die gegenüber der mittleren Energie kT der Temperaturbewegung klein sind, zu der in erster Näherung gültigen Differentialgleichung:

$$\frac{8\pi n\epsilon^2}{DkT} \psi = \Delta\psi.$$

Daraus ergibt sich für das von den umgebenden Ionen an der Stelle eines herausgegriffenen Ions erzeugte Potential der Ausdruck

$$\psi = -\frac{\epsilon\kappa}{D(1 + \kappa a)}$$

oder wenn man bei hinreichender Verdünnung den Ionendurchmesser vernachlässigt:

$$\psi = -\frac{\epsilon}{D}\kappa, \quad \text{worin} \quad \kappa = \sqrt{\frac{8\pi n\epsilon^2}{DkT}}.$$

Die Eigentümlichkeit der Coulombschen Kräfte, daß sie umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Entfernung abnehmen, gestattet nun sofort das innere Virial V_i der Lösung eines einwertigen Elektrolyten (für mehrwertige lassen sich die Gesetze ohne weiteres verallgemeinern) anzugeben:

$$V_i = \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2}{DkT} \kappa.$$

Wir erhalten also für den osmotischen Druck der verdünnten Lösung eines starken Elektrolyten die Formel:

$$P = 2n \left(RT - \frac{V_i}{3} \right) = \frac{2N}{V} \left(RT - \frac{1}{6} \frac{\epsilon^2 \kappa}{DR T} \right).$$

Die Abweichungen des osmotischen Druckes eines starken Elektrolyten von dem van't Hoff'schen Gesetz sind demnach wegen der Bedeutung von κ der Quadratwurzel aus der Konzentration der Lösung proportional.

Damit ist man imstande, auch die übrigen (kolligativen) Eigenschaften der Elektrolytlösung thermodynamisch zu entwickeln. Wir berechnen zuerst den elektrischen Anteil der osmotischen Verdünnungsarbeit:

$$A = \int_{V_1}^{V_0} P dV = -\frac{2}{3} V_i = -\frac{1}{3} \frac{\epsilon^2 \kappa}{DkT},$$

daraus ergibt sich mit Hilfe der Helmholtz'schen Gleichung auch die Verdünnungswärme

$$U = T \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_v - A = \frac{2}{3} \frac{\partial V_i}{\partial \kappa} \frac{d\kappa}{dT} + \frac{2}{3} V_i$$

oder $U = + \frac{1}{3} \frac{\varepsilon^2 \kappa}{D k T} \left(1 + \frac{T}{D} \frac{dD}{dT} \right)$.

Der Unterschied zwischen dem Verhalten wirklicher und idealer Lösungen wird nach G.N. Lewis zweckmäßig so dargestellt, daß man nicht mehr mit den wirklichen, sondern mit fiktiven Konzentrationen, den „Aktivitäten“, rechnet, welche aus den wirklichen Konzentrationen durch Multiplikation mit so gewählten Aktivitätskoeffizienten hervorgehen, daß die Form des idealen Gesetzes erhalten bleibt.

Der Aktivitätskoeffizient jeder Ionensorte ist außer von Druck und Temperatur von den Konzentrationen und insbesondere von den Ladungen aller in der Lösung anwesenden Ionensorten abhängig. Sieht man wiederum vom Durchmesser der Ionen ab, so führt die Theorie für den Aktivitätskoeffizienten f_a eines Ions zu der Formel:

$$f_{ai} = - \frac{\varepsilon^2 Z_i^2}{2 D k T} \approx \sqrt{\sum n_i Z_i^2}$$

hierin bedeutet Z_i die Wertigkeit der *i*-ten Ionensorte.

Der Logarithmus des Aktivitätskoeffizienten ist also der Quadratwurzel aus dem mittleren Ladungsquadrat aller Ionen proportional; man bezeichnet diese Größe als „Ionenstärke“ der Lösung. Lewis und Randall haben gezeigt, daß die empirisch gefundenen Eigenschaften der starken Elektrolyte sich am besten als Funktion der Ionenstärke darstellen lassen.

Die neue Theorie der starken Elektrolyte vermag das große Beobachtungsmaterial auf dem Gebiete der starken Elektrolyte mit befriedigender Genauigkeit zu erklären, obwohl sie die Molekülbildung der Ionen, welche von der klassischen Theorie allein berücksichtigt wurde, gegenüber den interionischen Kräften vernachlässigt und die Löslichkeit der Elektrolyte in einem bestimmten Lösungsmittel (Hydratation) unerklärt läßt.

Es sei noch bemerkt, daß die hier besprochenen thermodynamischen Eigenschaften der Elektrolyte streng zu trennen sind von den Effekten der elektrolytischen Leitung (s. d.), welche als irreversibler Vorgang eine besondere Grundlegung erfordert (vgl. Löslichkeit von Elektrolyten, Ostwaldsches Verdünnungsgesetz, Salzfehler, Leitvermögen der Elektrolyte).

H. Cassel.

Näheres s. G. N. Lewis und M. Randall, *Thermodynamics and the free energy of chemical substances*, New York 1923; ferner N. Bjerrum, *Die elektrostatischen Kräfte zwischen den Ionen. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften V.* Berlin 1926.

Elektrolytische Zähler s. Elektrizitätszähler.

Elektrolytischer Detektor s. Schlömilchzelle.

Elektrolytischer Lösungsdruck s. Elektrolytische Dissoziation und Osmotischer Druck.

Elektrolytischer Strommesser s. Voltameter.

Elektrolytischer Unterbrecher s. Wehnelt-Unterbrecher.

Elektromagnet. — Die Konstruktion des Elektromagneten beruht auf der Tatsache, daß der aus weichem Eisen bestehende Kern einer stromdurchflossenen Spule beim Stromschluß magnetisch wird, beim Öffnen des Stroms aber seinen Magnetismus zum großen Teil wieder verliert. Gerade in dieser willkürlichen Betätigung des Magneten liegt ein erheblicher Vorzug vor dem permanenten

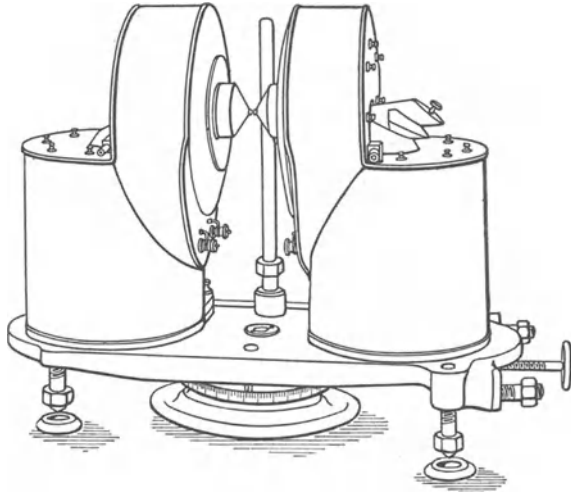
Magneten, ein zweiter in seiner viel höheren Wirksamkeit, ein Nachteil dagegen in dem Energieverbrauch durch den elektrischen Strom und den dadurch bedingten Kosten; auch die Konstanz des magnetischen Feldes ist im allgemeinen bei einem sorgfältig gealterten permanenten Magneten besser, als bei einem Elektromagneten. Diese Gesichtspunkte werden bei der Frage, ob man für bestimmte Zwecke einen Elektromagneten oder einen permanenten Magneten wählen soll, den Ausschlag geben.

Stabförmige Elektromagnete kommen seltener zur Verwendung, zumeist handelt es sich um solche von ringförmiger, hufeisenförmiger oder rechteckiger Gestalt, bei welcher dem Induktionsfluß ein nahezu geschlossener magnetischer Kreis (s. d.) zur Verfügung steht, der nur in dem mehr oder weniger breiten Luftspalt, in welchem der Kraftlinienfluß durch Anziehen des Ankers oder dgl. sich betätigen soll, unterbrochen ist. Die bewickelten Seitenteile werden, wie beim permanenten Magneten, als Schenkel bezeichnet; an den Enden befinden sich zumeist sog. Polschuhe, die vielfach in Polspitzen und dgl. auslaufen (s. Figur). Je größer die „Durchflutung“ (Produkt aus Windungszahl und Stromstärke in Ampere), je größer der Querschnitt und je geringer die mittlere Länge des Eisenkerns, je höher dessen Permeabilität bzw. Sättigungswert, je schmaler der Luftspalt zwischen den Polstücken ist, desto höher ist der gesamte Induktionsfluß im Eisen, der sich natürlich durch die Luft schließt. Dieser Schluß erfolgt aber nicht nur zwischen den Polen, wo man ihn braucht, sondern auch schon vorher von Schenkel zu Schenkel durch die sog. Streulinien, die infolgedessen für den eigentlichen Zweck verloren gehen. Um dies möglichst einzuschränken, vermeidet man die früher vielfach übliche schmale U-förmige Gestalt und verstärkt die Wicklung noch besonders in der Nähe der Pole, so daß die Induktionslinien gezwungen werden, möglichst vollzählig an der gewünschten Stelle durch das Interferrikum hindurchzutreten. Will man hier ein besonders gleichmäßiges Feld haben, so verwendet man ausgedehnte, meist kreisförmige Polplatten, von deren Abstand auch die Stärke des Feldes in hohem Maße abhängt. Braucht man dagegen sehr starke Felder von geringer Ausdehnung, so verwendet man kegelförmig zugespitzte, an der Spitze nur wenig abgeplattete Polstücke, in welchen der Induktionsfluß der Schenkel konzentriert wird, und die man am besten aus einer Legierung von Eisen mit etwa $\frac{1}{3}$ Kobalt herstellt, deren Sättigungswert noch erheblich höher liegt, als derjenige des reinen Eisens: In schmalen Luftspalten zwischen derartigen Polspitzen lassen sich mit großen Elektromagneten Felder von 40—60000 Gauß herstellen, doch sind sie natürlich ihrer geringen Ausdehnung wegen nur für ganz bestimmte wissenschaftliche Zwecke zu verwenden.

Sind die Schenkel des Elektromagneten sehr dick und nicht unterteilt, so treten, trotzdem die Magnetisierung der magnetischen Kraft außerordentlich rasch folgt, wegen der Selbstinduktion der Spulen erhebliche Verzögerungen ein, so daß die Feldstärke erst nach längerer Zeit konstant wird; bei großen Elektromagneten kann diese Relaxationsdauer bis zu Minuten betragen.

Die ersten größeren Elektromagneten hat Rühmkorff konstruiert, der einen Eisenkern von rechteckiger Form nur in der Nähe der Polstücke sehr

stark mit Drahtwindungen versah, den übrigen unbewickelten Teil aber gewissermaßen als Joch (s. d.) behandelte. Dieselbe Konstruktion hat neuerdings P. Weiß wieder verwendet, da sie für bestimmte Zwecke sehr bequem ist; insbesondere läßt sich mit Hilfe axial verschiebbarer und zur Durchsicht mit zylindrischer Bohrung versehener Polstücke sowie mit Hilfe der vorhandenen Drehvorrichtungen auch mit dem außerordentlich schweren Apparat bequem arbeiten. Magnetisch die besten Ergebnisse, d. h. die stärksten Felder bei geringstem Eigengewicht und geringstem Energieverbrauch, liefern die von du Bois an-



Elektromagnet.

gegebenen und von der Firma Hartmann & Braun in Frankfurt a. M. hergestellten Vollring- und Halbringmagneten verschieden großer Typen.

Man kann die Wirkung der Elektromagneten dadurch noch erheblich steigern, daß man mit der Erregung noch weit über die Sättigung des Eisens hinausgeht und diejenigen Kraftlinien mit benützt, welche die Spule selbst liefert; je höher also die verwendeten Stromstärken sind, desto stärker wird das Feld. Dies findet aber unter gewöhnlichen Verhältnissen sehr bald seine Grenze in der Wärmeentwicklung des Stroms, infolge deren die Isolation leidet; außerdem würde man zur Erzeugung eines sehr starken Stroms in den dünnen Drähten außerordentlich hoher Spannungen bedürfen. Deslandes und Pérot haben deshalb versucht, den Widerstand der Wicklung dadurch herabzusetzen und die entstehende Joulesche Wärme dadurch zu beseitigen, daß sie dauernd einen Strom kalten Wassers zwischen den aus Silberbandstreifen bestehenden Windungen hindurchpreßten. Auf diese Weise erzielten sie mit unverhältnismäßig kleinen und leichten Elektromagneten das höchste bisher erreichte Feld von 64000 Gauß, doch ist der Betrieb (5000 A. bei 68 V.) außerordentlich kostspielig. — Im Gegensatz dazu haben Boas und Pederzani (s. Zeitschr. f. Phys. 19, 351; 1923) neuerdings einen Elektromagneten auf den Markt gebracht, der bei großer Sicherheit gegen Durchschlagen und Kühlung durch einen künstlichen Luftstrom zur Erreichung von Feldern bis 48000 Gauß zwischen Polen von 10 mm Durchmesser und 1 mm Abstand nur eines Erregerstroms von 28 A

bedarf und daher wohl der Beachtung wert zu sein scheint.

In der Technik haben die Elektromagneten bereits eine weite Verbreitung gefunden. So beruht beispielsweise beim Morseapparat usw. das Zeichengeben darauf, daß ein beim Niederdrücken eines Tasters in bestimmten Intervallen geschlossener Strom, der am Bestimmungsort die Wicklung eines Elektromagneten umfließt, in dem gleichen Rhythmus einen Anker anzieht, welcher längere oder kürzere Striche als Zeichen für die Buchstaben auf ein vor dem Anker abrollendes Band schreibt. In ganz ähnlicher Weise arbeitet der Elektromagnet in den bekannten elektrischen Klingeln, bei welchen der Strom die notwendige Unterbrechung selbst besorgt. Im Gegensatz zu dieser Kleinarbeit stehen die mächtigen Wirkungen der Anker der Elektromotoren, deren Zugkraft genügt, um die schwersten Eisenbahnzüge in Bewegung zu setzen usw. Eine besonders vorteilhafte Anwendung von den Elektromagneten macht man neuerdings in den Eisenhütten, wo man schwere Eisenblöcke ebenso wie den kleinen Schrott einfach mittels eines passend geformten, starken Elektromagneten transportiert, der ohne jedes Greifwerkzeug die zu befördernden Eisenlasten so lange festhält, als der Strom geschlossen bleibt, und sie am gewünschten Ort beim Öffnen des Stroms fallen läßt.

Für die Zugkraft P zwischen einem ebenen Pol vom Querschnitt q und einem entsprechenden ebenen Anker gilt angenähert die

$$\text{Beziehung } P = q \frac{B^2}{4\pi} \text{ in Dynen, wobei } B \text{ die}$$

Anzahl der senkrecht zur Polfläche austretenden Kraftlinien bezeichnet. Bei ungefähre Sättigung des Eisens (B etwa = 21000) würde sie rund 30 kg/cm² betragen, doch wird dieser Wert in der Praxis wohl selten erreicht.

Gumlich.

Elektromagnetische Einheiten s. Elektrisches Maßsystem.

Elektromagnetische Wellen, Ausbreitung längs Drähten. (Telegraphie und Telephonie längs Drähten.) Für kurze am Ende offene Drähte siehe Lecher-System.

Für eine Doppelleitung (eine Leitung kann eventuell durch das Spiegelbild in der Erde ersetzt gedacht werden) gilt:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dV}{dx} &= (W + i\omega L) J \\ -\frac{dJ}{dx} &= (A + i\omega C) J \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} W, A, L, C. \\ \text{Widerstand, Ableitung,} \\ \text{Selbstinduktion und} \\ \text{Kapazität pro cm} \end{array}$$

setzt man

$$\sqrt{(W + i\omega L)(A + i\omega C)} = \alpha i + \beta = \gamma$$

so erhält man die Gleichung

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \gamma^2 \cdot V$$

deren Integral die Form hat

$$V = \varepsilon_1 e^{\gamma x} + \varepsilon_2 e^{-\gamma x},$$

$$\text{dann ist } J = \frac{V}{Z} = \frac{a_1}{Z} e^{\gamma x} - \frac{a_2}{Z} e^{-\gamma x}$$

$$Z = \sqrt{\frac{W + i\omega L}{A + i\omega C}} \text{ = der Charakteristik der Leitung,}$$

setzen wir $1 - x = y$, so ist

$$V = V_1 e^{\beta \cdot y} \cdot \cos(\omega t + \alpha y + x_1) + V_2 e^{-\beta y} \cos(\omega t - \alpha y + x_2),$$

$$a = \omega \sqrt{L \cdot C} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad v = \frac{\omega}{a} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

Die genaueren Werte von α und β sind

$$2\alpha^2 = (\omega^2 \cdot L \cdot C + AW) + \sqrt{(\omega^2 L^2 + W^2)(\omega^2 C^2 + A^2)},$$

$$2\beta^2 = -(\omega^2 C \cdot L - AW) + \sqrt{(\omega^2 L^2 + W^2)(\omega^2 C^2 + A^2)}.$$

Die Spannung besteht demnach aus zwei Teilen, der erste entspricht einer einfallenden Welle, der zweite einer vom Ende reflektierten. Für größere Entfernungen ist der letztere zu vernachlässigen. Es

gilt dann $J_1 = \frac{V_1}{Z}$. Für Freileitungen ist $Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$

$$\beta = \frac{W}{2} Z + \frac{A}{2} Z. \quad L = 120 \lg n \frac{2d}{\rho} \text{ Abstand der Dr.}$$

$d = 20 \rho = 2$, $L = 1,8 \cdot 10^6 \text{ cm/km}$ $C = 6000 \text{ cm/km}$, d. h. hier bedeutet die Leitung für jede beliebige Frequenz einen Widerstand von 550 OHM.

A. Meißner.

Elektromagnetische Wellen, Ausbreitung längs der Erde. Die Ausbreitung erfolgt durch miteinander verknüpfte Oberflächen- und Raumwellen (Sommerfeld) mit der Lichtgeschwindigkeit ($v = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$). Bei der Ausbreitung der

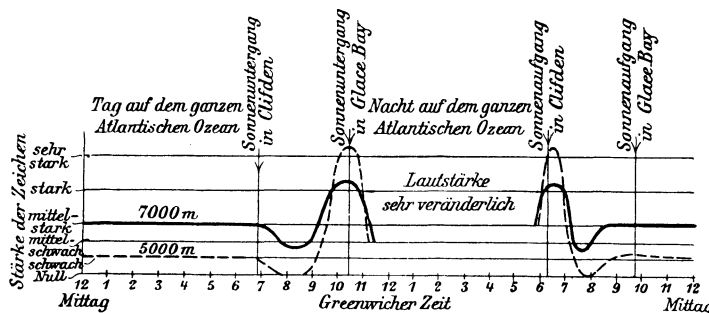
mit einer horizontalen und vertikalen Feldkomponente zu rechnen hat, die gegeneinander eine Phasenverschiebung zeigen. Hohe Gebirge, Waldungen, große Städte verursachen erhebliche Energieabsorptionen. Durch die Ionenbildungen in der Atmosphäre treten häufig starke Schwankungen der Reichweite auf, besonders bei Sonnenauf- und -untergang (s. obenstehende Figur, Lautstärkenschwankungen im Transatlantischen Verkehr). Der hohe Ionengehalt der Luft wirkt hier ähnlich wie ein trübes Medium für das Licht. Am Tag ist die Lautstärke wesentlich schlechter als bei Nacht (die Reichweiten bei Tag und bei Nacht verhalten sich bei Entfernungen von 500 bis 1000 km wie $> 1:2$), in der Nacht ist sie vielfach unregelmäßiger als am Tag. Im Winter besser als im Sommer. Die Absorption in der Richtung NS ist geringer als in der Richtung OW. Auch die Wellenfront kann sich drehen oft auf kurze Momente fast um 90° . Die Unregelmäßigkeit der Übertragung und die Absorption werden gemildert durch Übergehen auf lange Wellen. Im transatlantischen Verkehr sind deshalb meist Wellen von 10000—17000 m in Verwendung. Da mit zunehmender Wellenlänge der Strahlungswirkungsgrad des Sendergebildes immer ungünstiger wird (die Strahlung nimmt ab mit dem Quadrat der Welle), so ergibt sich das Vorhandensein einer günstigsten Welle für eine bestimmte Entfernung. Diese ist z. B. bei einer 25 m hohen

Antenne in einer Entfernung von 500 km annähernd 900—1200 m.

Die bisher nachgewiesenen größten, mit Wellen, die sich längs der Erde ausbreiten, überbrückten Entfernungen sind $> 20000 \text{ km}$ (Nauen - Sidney).

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 294.



Lautstärkenschwankungen elektrischer Wellen im Transatlantischen Verkehr.

kurzen Wellen (Wellen zwischen 3 und 100 m) nimmt man an, daß die Ausbreitung zwischen der Erde und einer 100—300 km hohen, durch Ionen und Elektronen leitenden Schicht (Heaviside-Schicht), in der Hauptsache durch Raumwellen erfolgt. Die Ausbreitung der langen Wellen erfolgt dagegen in der Hauptsache durch Oberflächenwellen, d. h. die elektrischen Induktionslinien stehen senkrecht auf der Erde, die magnetischen sind parallel zur Erde, beide sind gleichphasig. Die Ausbreitung erfolgt so, daß der Strom J in einem Empfängergebilde umgekehrt proportional der Entfernung r vom Sender abnimmt; bei einer Höhe h_s des Senders und h_e des Empfängers und einem Widerstand des Empfängerbildes $= W$, der Wellenlänge λ

$$\text{ist } J_e = \frac{h_s \cdot h_e \cdot J_s}{r \cdot \lambda \cdot W} \cdot e^{-0,000047 \frac{r}{\lambda}}$$

Die e-Potenz ist von Austin empirisch angegeben und gilt annähernd für Entfernungen bis 3000 km über See. Je mehr Land zwischen Sender und Empfänger liegt, und je größer der Erdwiderstand ist, desto größer ist die Absorption. Theoretisch ergibt sich, daß durch die Wirkung des Erdwiderstandes die Wellenfront sich nach vorne neigt und man dann

der drahtlosen Telegraphie und den kürzesten Wellen der Gammastrahlen und der durchdringenden Höhenstrahlung. Die folgende Übersicht mit verkürzter Skala der Wellenlängen gibt die speziellen unter gleichem Namen zusammengefaßten Längwellenbereiche, wobei die Namen ursprünglich mit der ersten Methode der Herstellung oder des Nachweises zusammenhängen. In dem ganzen Bereich der Wellenlängen von mehr als 10^7 cm bis zu 10^{-10} cm gibt es heute praktisch keine Wellenlängen mehr, welche nicht experimentell dargestellt oder beobachtet und gemessen worden sind. Die Messung der Wellenlänge ebenso wie der Nachweis der Natur der Strahlen kann für fast alle Wellen mit der gleichen Methode erfolgen, nämlich durch den Nachweis der Interferenz, Beugung und Polarisation. Nur für ganz begrenzte Wellenlängenbereiche, so etwa für die langwelligsten Röntgenstrahlen und die kurzwelligsten Gammastrahlen hat man keine solche direkten Messungen aus experimentellen Gründen bisher anstellen können. Erwähnt seien zwei neuere wichtige Glieder in der allgemeinen Kette der Folgerungen über die Gleichartigkeit aller elektromagnetischen Wellen: einmal die Messung der Wellenlänge von Röntgenstrahlen

Elektromagnetisches Spektrum.

Energiequant pro Mol in cal	Energie- quant in erg	Wellen- zahl	Fre- quenz	Wellenlänge	
		10^{-3}	3×10^7	cm 10^3 10^2 35 cm.	Wellen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie Wellenlänge des normalen Drude sehen Apparates { von Drude erforschte Bereiche elektrische Wellen mit kleinen Resonatoren hergestellt Wellen Lecher System kürzeste Wellenlänge mit Hertzscher Anordnung von O. v. Bayer
2,85	$11,9 \times 10^7$	1	3×10^{10}	1 m 1 cm 2 mm.	
				1 mm 10^{-1} 330 μ 250 μ 50 μ 10 ⁻² 10 ⁻³ 8 μ 1 μ	von Drude erforschte Bereiche Wellenlänge des normalen Drude sehen Apparates { von Drude erforschte Bereiche elektrische Wellen mit kleinen Resonatoren hergestellt Wellen Lecher System kürzeste Wellenlänge mit Hertzscher Anordnung von O. v. Bayer längste ultrarote Emission des Hg = Dampfampe kürzeste mit elektr. Methoden hergestellten Wellen (Nickols u. Pear) Reststrahlen des Steinsalzes Reststrahlen des Quarzes Grenze der photographischen Sensibilitätsfähigkeit rot violett ultraviolett der Quecksilberquarzlampe Lymanserie des Wasserstoffatoms Lymanserie des Heliumatoms kürzeste mit Rowlandgitterapparat gemessene Wellenlänge K-Strahlung des Kupfers K-Strahlung d. Molybdäns K-Strahlung d. Wolframs K-Strahlung des Urans, (Wellenlängenmessung aus Ab- sorption- u. Streukoeffizient (Kohlhorster, Millikan, Hoffmann)) γ -Strahlung der radio- aktiven Substanzen Größenordnung der durch- dringenden Röntgenstrahlung
$2,85 \times 10^4$ $2,85 \times 10^5$	$11,9 \times 10^{12}$ $11,9 \times 10^{15}$	10^5	3×10^{15}	1 μ 8000 A.E. 4000 A.E. 2000 A.E. 1000 A.E. 10^{-5} 600 $\mu\mu$ 125 $\mu\mu$ 10^{-6} 10^{-7} 1500 X.E. 1 A ϵ 700 X.E. 200 X.E. 100 X.E. 10^{-9} 10^{-10} 10^{-11} 1 X.E.	
$2,85 \times 10^{10}$ Größenordnung der Atomkernenergien	$11,9 \times 10^{17}$	10^{10}	3×10^{20}	1 X.E.	

Frequenz $V = \frac{c}{\lambda}$ (c Lichtgeschwindigkeit = 3×10^{10} cm.sec⁻¹), Wellenzahl $V^1 = \frac{c}{\lambda}$ (Zahl der Wellenlänge pro 1 cm)
Energiequant $h \nu$ (h = $6,55 \times 10^{-27}$ erg.sec), Energiequant pro Mol $N h \nu$ (N = $6,06 \times 10^{23}$)

Elektrische Wellen
langwelliges Ultrarot erforscht durch Rubens
kurzwellig. Ultrarot Langley
sichtbares Spektrum
langwelliges Ultra-
violet
Ultraviolett erforscht von Lyman und Millikan
langwellige Röntgenstrahlen
Röntgenstrahlen

mit gewöhnlichen Beugungsgittern, wie sie in der Optik angewendet werden, durch Bäcklin und A. H. Compton; zweitens die Erzeugung elektrischer Wellen von kleinerer Wellenlänge, als sie die längsten in der Strahlung der Quecksilberdampfampe beobachteten ultraroten Wellen haben, durch Nichols und Tear, sowie die Energiemessung elektrischer Wellen mit dem Radiometer. — In der Übersicht sind außer den Wellenlängen die Frequenzen, die Wellenzahlen und die Energiequanten der Frequenzen gegeben. *Gerlach.*

Elektromagnetismus. Im engeren Sinne im Gegensatz zum permanenten Magnetismus der durch elektrische Ströme erregte und mit ihnen wieder verschwindende Magnetismus.

Im weiteren Sinne die gesamten Wechselbeziehungen zwischen Elektrizität und Magnetismus. Sie beruhen auf dem Gesetz:

Jeder elektrische Strom ist von magnetischen Kraftlinien umgeben, die ihn umkreisen und überall auf seiner Richtung senkrecht stehen. Jede sich bewegende Kraftlinie ist von elektrischen Spannungen begleitet, deren Richtung auf Bewegungsrichtung und Kraftlinienrichtung senkrecht steht.

Oder auf einen Bezugspunkt den sog. „Aufpunkt“ bezogen:

Jede Änderung des elektrischen Feldes in einem Aufpunkt ist von einem Magnetfeld im Aufpunkt begleitet, dessen Richtung senkrecht auf der Ebene steht, in welcher sich die Änderung des elektrischen Feldes vollzieht. Jede Änderung des Magnetfeldes in einem Aufpunkt ist von einem elektrischen Feld begleitet, dessen Richtung senkrecht auf der Ebene steht, in welcher sich die Änderung des Magnetfeldes vollzieht. *Güntherschulze.*

Näheres s. Geiger und Scheel, Handb. d. Physik. Bd. XV, Julius Springer, Berlin 1927.

Elektromaschine (Poggendorff) s. Influenzmaschine.

Elektrometallurgie. Metallgewinnung und Metallveredelung mit Hilfe der durch den elektrischen Strom erzeugten Wärme und chemischen Prozesse bei hohen Temperaturen. *Güntherschulze.*

Elektrometer. Bei den Elektrometern wird in der Regel die elektrostatische Anziehung oder Abstoßung zur Messung einer Spannung benutzt. Dabei werden die auftretenden Kräfte entweder durch irgendeine andere Kraft (Gewicht, Feder) kompensiert, oder es wird ein Ausschlag gemessen. Hierzu gehören auch die als Elektroskope bezeichneten Apparate, die zu roheren Messungen oder nur zur Erkennung des Vorhandenseins einer Spannung dienen. Man kann folgende Formen von Elektrometern unterscheiden: 1. die auf dem Kondensatorprinzip beruhenden Instrumente (Schutzringelektrometer, Kirchhoffsche Waage), bei denen die Anziehung zweier Platten aufeinander benutzt wird, 2. die Quadranten-, Binanten- bzw. Schachttelektrometer, bei denen eine Nadel, die über oder zwischen Platten von verschiedener Spannung drehbar aufgehängt ist, ein Drehmoment erfährt, 3. die Faden- und Blatt-Elektrometer, zu denen auch das Saitenelektrometer gehört. Diese Instrumente zeigen sehr verschiedene Formen, als deren Grundtyp das Goldblattelektrometer anzusehen ist, 4. Kapillarelektrometer, bei dem die Änderung der Kapillarkonstante von Quecksilber zur Messung benutzt wird, 5. Piezoelektrometer und ähnliche Instrumente. Über diese verschiedenen Gattungen von Instrumenten vgl. die Einzelartikel; in betreff

der verschiedenen Schaltungsweise der Elektrometer vgl. Idiostatische Nadel- und Quadrantenschaltung.

Allgemein ist noch folgendes zu bemerken. Meßbar sind nur Potentialdifferenzen, z. B. Spannung gegen Erde oder zwischen Batteriepolen oder zwischen zwei Stellen eines stromdurchflossenen Leiters usw. Die Elektrometer können auch bei Wechselstrommessungen Anwendung finden; sie messen dann die Effektivspannung. Gegenüber den elektrodynamischen Instrumenten besitzen sie den Vorteil, daß sie keine Energie verbrauchen. Von sehr großer Wichtigkeit besonders bei statischen Messungen ist eine gute Isolation der in Betracht kommenden Teile, die am besten aus Bernstein oder Schwefel hergestellt werden. Glas zeigt vielfach Oberflächenleitung, die auch oft durch Abwaschen und Auskochen nicht zu beseitigen ist. Die besten Resultate gibt Flintglas oder Jenaer alkalifreies Glas Nr. 122 und 477. Ebonit zeigt gleichfalls häufig Oberflächenleitung, die aber nach Schering dadurch beseitigt werden kann, daß man ihn mit tiefen Rillen versieht, die mit filtrierter heißer Schellacklösung getränkt werden, worauf bei 100° im Luftbad getrocknet wird. Bei der Messung kleiner Elektrizitätsmengen ist auch die Kapazität der Zuleitungsdrähte und der Elektrometer selbst zu berücksichtigen; man nimmt daher die Zuleitungen aus möglichst dünnen Drähten. Ferner ist auf Schutz gegen äußere Einflüsse (Influenzwirkung, Ladung benachbarter Isolatoren) zu achten. Die Apparate müssen daher, soweit sie nicht schon an sich geschützt sind, durch metallisch leitende Hüllen (Drahtnetze, Hüllen aus Stanniol, Nickelpapier u. ä.), die geerdet sind, abgeschirmt werden. Die Isolatoren schützt man gegen hohe Spannungen durch Verbindung mit geerdeten Schutzringen. Spitzen und Kanten sind wegen der Ausstrahlung der Elektrizität möglichst zu vermeiden; bei hohen Spannungen läßt man die Drähte usw. in Kugeln enden, die bei Hochspannung zum Teil großen Durchmesser erhalten müssen. Ferner muß das Auftreten von Reibungselektrizität beim Kommutieren der Spannungen vermieden oder unschädlich gemacht werden. Der Gebrauch der Elektrometer erfordert daher häufig große Vorsichtsmaßregeln. Die Genauigkeit gegenüber den dynamischen Spannungsmessern ist ziemlich gering, so daß man im allgemeinen, wenn es die Meßverhältnisse zulassen, diese gebrauchen wird. Zum Schutz gegen Erschütterungen müssen Elektrometer mit drehbaren Systemen meist auf einer Juliuschen Aufhängung stehen (s. Aufhängung). *W. Jaeger.* Näheres s. Jaeger, Elektrische Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Elektrometer von Kolhörsters. Fadenelektrometer.

Elektrometrische Titration heißt ein Titrationsverfahren, bei dem an Stelle des Farbumschlags einer Indikatorsubstanz (s. Indikatoren) oder eines ähnlichen Indiziums die sprunghafte Veränderung des elektrischen Potentials einer in die Reaktionsflüssigkeit eintauchenden Elektrode als Indikation benutzt wird. Ein solcher Potentialsprung entsteht durch die plötzliche Veränderung der Konzentration einer bestimmten Ionenart. Auch die Indikatoren der Alkali- und Azidimetrie indizieren einen Konzentrationsprung der Wasserstoffionen, aber sie sind nur in der unmittelbaren Nähe eines bestimmten Absolutbetrages der Konzentration, eben ihres Umschlagspunktes, wirksam. Eine Wasser-

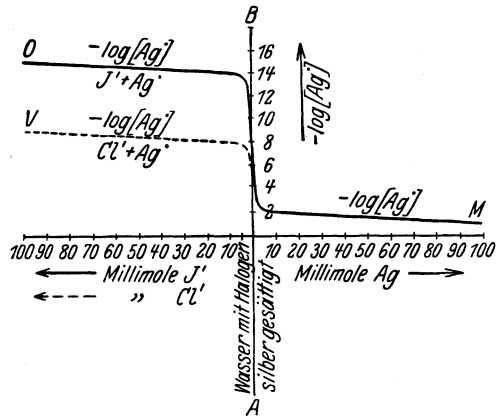
stoffelektrode hingegen könnte eine Änderung der Wasserstoffionenkonzentration bei jeder beliebigen Absolutkonzentration anzeigen. Und schließlich ist die elektrometrische Indikation im Prinzip bei jeder beliebigen Ionenart anwendbar, wofern es nur eine reproduzierbare Werte liefernde Elektrode gibt, die auf die Konzentrationsänderungen der betrachteten Ionenart reagiert. Es genügt sogar, wenn diese Reaktion nur mittelbar über irgendwelche Ionengleichgewichte hinweg erfolgt.

Als Beispiel sei die elektrometrische Titration von Jod-Ionen behandelt. Man führt ihre Messung auf die von Silber-Ionen zurück. Das Löslichkeitsprodukt (s. d.) des schwerlöslichen Jodsilber ist

$$[\text{Ag}^+] \cdot [\text{J}^-] = 10^{-16}$$

$$-\log [\text{Ag}^+] = 16 + \log [\text{J}^-].$$

In einem Liter einer wässrigen Lösung von Ag J sind also 10^{-8} Mole $[\text{Ag}^+]$ und 10^{-8} Mole $[\text{J}^-]$ enthalten, so daß das Potential einer eintauchenden Silberelektrode durch diese Konzentration der



Elektrometrische Titration.

Ag^+ -Ionen definiert ist. Fügt man jetzt ein Millimol Ag^+ -Ionen hinzu (als AgNO_3), so springt die Konzentration von 10^{-8} auf 10^{-3} und das Potential der eintauchenden Silberelektrode erniedrigt sich entsprechend um $5 \times 58 \text{ Millivolt} = 0,29 \text{ Volt}$. Fügt man dagegen ein Millimol J^- -Ionen hinzu (als KJ), so fällt die Konzentration der Ag^+ -Ionen infolge der Konstanz des Löslichkeitsproduktes auf 10^{-13} und das Potential der Silberelektrode steigt dementsprechend um $0,29 \text{ Volt}$. Würde man statt einem Millimol AgNO_3 oder KJ die zehnfache Menge zusetzen, so würde dies nur eine Änderung der Ag^+ -Konzentration um eine weitere Zehnerpotenz und damit eine Vergrößerung des Potential-sprunges um nur $0,058 \text{ Volt}$ in jedem Sinne zur Folge haben. Wenn man also zu einer Silbernitratlösung, in die eine Silberelektrode eintaucht, langsam Jodkaliumlösung hinzufügt, so springt das Potential der Elektrode plötzlich um ca. $2 \times 0,29 = \text{ca. } 0,58 \text{ Volt}$, wenn Silber und Jod gerade im stöchiometrischen Verhältnis vorhanden sind, um sich danach beim Überschuß von Jodkalium nur wieder sehr langsam zu verändern.

In der Figur mißt die Ordinate die Zehnerpotenz (den negativen Logarithmus) der das Potential der Elektrode bestimmenden Silberionenkonzentration. Auf dem rechten Teil der Abszisse sind die Silberionenkonzentrationen direkt aufgetragen, die einem Überschuß über das stöchiometrische Verhältnis von

Silber und Jod $[(\text{Ag}^+) = (\text{J}^-) = 10^{-8}]$ entsprechen, und auf dem linken Teil der Abszisse die einem Überschuß über dies Verhältnis entsprechenden Jodkonzentrationen. Im linken Teil der Figur ist die Kurve auch noch für Chlorionenkonzentrationen ausgezogen. $[(\text{Ag}^+) = (\text{Cl}^-) = 10^{-5}]$. Es ist nun ein entscheidender Vorteil der elektrometrischen Titration, daß, wie der Verlauf der Kurven O (für Jodionen) und V (für Chlorionen) zeigt, bei gleichzeitiger Anwesenheit von Jod- und Chlor-Ionen statt des einen großen Sprungs zwei Teilsprünge des Elektrodenpotentials auftreten, von denen jeder der Erreichung einer stöchiometrischen Äquivalenz (AgCl und AgJ) entspricht, so daß auf diesem Wege die beiden Ionenarten direkt nebeneinander bestimmt werden können. Günther.

Näheres s. E. Müller, Die elektrometrische Maßanalyse. Dresden und Leipzig 1923. Ferner: Derselbe, Elektrochemisches Praktikum. Dresden und Leipzig 1924.

Elektromotoren. Motoren, denen die mechanische von der Welle abzugebende Leistung elektrisch zugeführt wird.

Zunächst unterscheidet man nach der Stromart Gleichstrom-, Wechselstrom- und Drehstrom- (allgemeiner Mehrphasenstrom-) Motoren.

Gleichstrommotoren bestehen in ihrer jetzt üblichen Ausführungsform im wesentlichen aus einer auf dem Ständer (s. d.) untergebrachten Erregerwicklung und der auf dem Läufer (s. d.) befindlichen Arbeitswicklung (Ankerwicklung). Wenn die Erregerwicklung unmittelbar oder über einem Regulierwiderstand (s. d.) an die Klemmen-

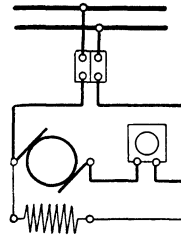


Fig. 1. Nebenschlußmotor.

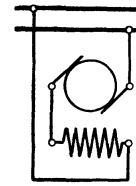


Fig. 2. Reihenschlußmotor.

spannung angeschlossen ist, heißt die Maschine Nebenschlußmotor, Fig. 1. Wenn dagegen die Erregerwicklung durch Reihenschaltung mit der Ankerwicklung mittels des Ankerstroms erregt wird, heißt die Maschine Hauptstrommotor oder Reihenschlußmotor, Fig. 2. Endlich kommt bei gemischter Erregung eine Verbundmaschine (s. d.) zustande.

Das grundsätzliche Verhalten der wichtigsten Typen, nämlich des Nebenschluß- und des Hauptstrommotors wird durch die Gleichungen dieser Maschinen gegeben. Sei nämlich die Umlaufszahl der Maschine n , der Erregerfluß Φ , so wird eine dem Produkt dieser beiden Größen proportionale EMK e in der Ankerwicklung erzeugt.

$$e = k \cdot n \Phi.$$

Sie muß bis auf den Ohmschen Spannungsabfall des Ankerstroms J_a im Ankerwiderstand R_a der angelegten Klemmspannung U gleichen

$$U = J_a \cdot R_a + kn \Phi.$$

Beim Nebenschlußmotor ist nun nach Definition Φ eine Konstante. Der Motor erleidet daher mit wachsendem Ankerstrom einen nur kleinen Drehzahlabfall, welcher durch die Größe des Anker-

widerstands gegeben ist. Beim Hauptstrommotor dagegen wächst der Fluß nach Maßgabe der Magnetisierungscharakteristik mit dem Belastungsstrom, so daß die Drehzahl des Motors mit wachsendem Strom stark sinkt. Die genannten Eigenschaften bestimmen den Nebenschlußmotor als vorzugsweise verwendbar zum Antrieb zahlreicher Arbeitsmaschinen, den Hauptstrommotor zum Antrieb elektrischer Fahrzeuge (z. B. Straßenbahnen).

Bei Gleichstrommotoren für größere Leistungen können unter Umständen Schwierigkeiten bei der Kommutierung (s. d.) entstehen, welche sich in einer übermäßig starken Funkenbildung am Kollektor bemerkbar machen und zu seinem raschen Verschleiß führen. Abhilfe wird durch Einbau besonderer Zusatzpole geschaffen, der sog. Wendepole, welche vom Hauptstrom erregt werden. Solche Wendepolmotoren zeigen jedoch gelegentlich unerwünschte mechanisch-elektrische Schwingungsvorgänge.

Wechselstrommotoren werden in Maschinen mit Kollektor und solche ohne Kollektor eingeteilt. Die erstgenannten ähneln in der Wirkungsweise den entsprechenden Gleichstrommotoren so stark, daß man sogar für untergeordnete Zwecke Maschinen herstellen kann, welche zugleich als Gleichstrom- wie als Wechselstrommotor verwendet werden können. Größere Wechselstrommotoren unterscheiden sich von den entsprechenden Gleichstromtypen nur dadurch, daß man zwecks Vermeidung unerwünschter Wirbelströme Ständer und Läufer aus Blechen zusammensetzen muß, während dies bei Gleichstrommotoren nur für den Anker notwendig ist. Verbundmaschinen mit transformatorischer oder gemischt transformatorisch-galvanischer Speisung sind für Wechselstromkollektor-Motoren in großer Zahl ausgeführt und in noch viel größerer Zahl erdacht und patentiert worden. Doch hat die Entwicklung über alle diese zum Teil sehr geistvollen Konstruktionen hinweggeführt, so daß man jetzt praktisch meist den Reihenschlußmotor ausführt. Dieser besitzt eine besondere Bedeutung als Triebmittel der elektrischen Vollbahnen, z. B. in Deutschland, Österreich und der Schweiz. (Vgl. Fig. 3.)

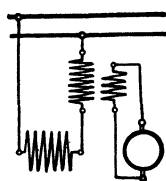


Fig. 3. Einphasenmotor.

Wechselstrominduktionsmotoren ohne Kollektor gehen aus Drehstrominduktionsmotoren (s. u.) durch Speisung nur einer Phase der Ständerwicklung hervor. Sie besitzen den großen Nachteil, daß sie beim Stillstand kein Drehmoment entwickeln und daher nicht von selbst anlaufen. Man muß hierzu entweder auf dem Ständer eine Hilfswicklung anbringen, welche durch Speisung mit einem gegen den Hauptstrom phasenverschobenen Hilfsstrom ein Anlaufdrehmoment hervorbringt oder man muß die Maschine als Wechselstromkollektor-Motor anlaufen lassen und sie nach beendetem Anlauf durch Kurzschluß des Kollektors in einen Induktionsmotor umwandeln. Motoren dieser Art fanden gelegentlich im Fahrstuhlbetrieb Anwendung, sind aber heute meist verlassen. Das gleiche gilt von Wechselstromsynchronmotoren, welche aus den entsprechenden Drehstrommaschinen (s. u.) durch Speisung nur einer Phase hervorgehen.

Bei Drehstrommotoren werden ebenfalls Maschinen mit Kollektor und solche ohne Kollektor unterschieden. Die erstgenannten stellen trotz ihrer hohen technischen Vervollkommnung Sonderkonstruktionen dar; sie werden namentlich in der

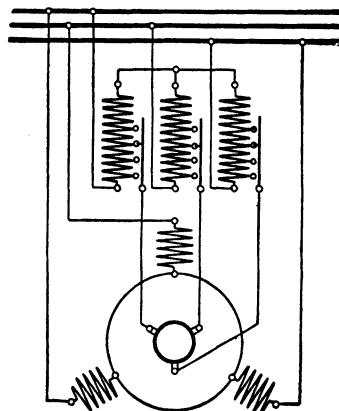


Fig. 4. Drehstromnebenschlußmotor.

Schaltung als Drehstromnebenschlußmotoren (Fig. 4) dort verwendet, wo eine besonders feine Regulierfähigkeit der Umlaufzahl verlangt wird und eine andere Stromart nicht zur Verfügung steht. Drehstromreihenschlußmotoren nach Fig. 5 zeigen ein dem Gleichstromreihenschlußmotor ähnliches Verhalten.

Die wichtigste Klasse von Drehstrommaschinen ohne Kollektor: Drehstrominduktionsmaschinen oder asynchrone Drehstrommotoren schlechthin

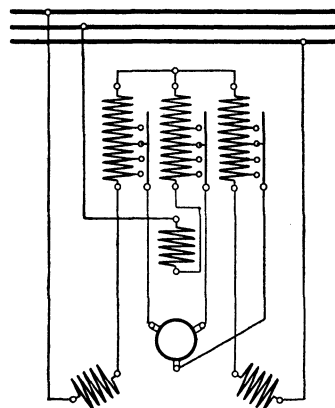


Fig. 5. Drehstromreihenschlußmotor.

bilden den verbreitetsten Typ der Elektromotoren. Es werden zwei Ausführungsformen unterschieden: der Läufer wird entweder über drei auf der Welle befindliche Schleifringe an den Anlaß- oder Regulierwiderstand (s. d.) nach Fig. 6, oder an eine Hintermaschine (z. B. Phasenschieber) gelegt, oder er wird in sich kurzgeschlossen. Im letztgenannten Falle kann man die übliche Herstellungsart der Läuferwicklung gänzlich verlassen und diesen aus miteinander verlöteten oder verschweißten Stäben und Ringen in Art eines Käfigs herstellen, wodurch man zu einem sog. Käfigankeromotor gelangt. Ein solcher Motor ist nicht nur den rohesten Betriebsanforderungen gewachsen, sondern er besitzt

außerdem noch die geringsten Betriebsgefahren, weil nirgends funkenbildende Gleitkontakte vorhanden sind (Verwendung in Bergwerken unter Tage!) und weist bei alledem den höchsten Wirkungsgrad auf. Trotzdem kann er nicht allgemeine Verwendung finden, weil erstens seine Umlaufzahl nicht reguliert werden kann und zweitens, was in engem Zusammenhang hiermit steht, die beim Einschalten auftretenden Stoßströme sehr hohe Beträge annehmen. Aus diesem Grunde ist seitens

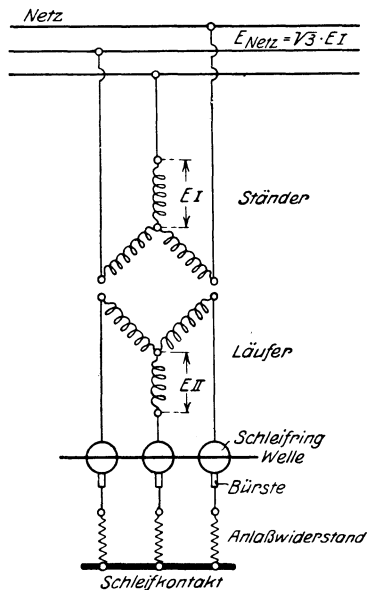


Fig. 6. Schaltung des asynchronen Drehstrommotors.

der Elektrizitätswerke der Anschluß von Käfigankermotoren nur bis zu einer festgesetzten Leistungsgröße gestattet. — Auf gewisse Schwierigkeiten beim Lastanlauf kann hier nicht näher eingegangen werden.

Es gibt Käfigankermotoren, welche mit mehreren auf dem Läufer angeordneten und ineinander geschachtelten Käfigen ausgestattet sind. Diese weisen günstigere Anlaufeigenschaften auf und werden daher zu manchen Zwecken bevorzugt. In neuerer Zeit hat man es verstanden, dieselbe Wirkung auch mit einem einzigen Käfig zu erreichen, in welchem man durch besondere Form der Stäbe beim Anlauf sog. tertiäre Wirbelströme (s. d.) hervorbringt. Die Drehstrominduktionsmotoren haben gegenüber den Maschinen mit Kollektor vornehmlich den Nachteil, daß sie eine Nebenschlußcharakteristik besitzen, d. h. ihre Tourenzahl mit der Belastung nur in engen Grenzen variiert. Man kann diesem Mangel abhelfen, indem man entweder den Motor mit einer Drehstromkollektormaschine kombiniert oder indem man zwei Drehstrominduktionsmotoren „in Kaskade“ schaltet. Hierzu montiert man die beiden Motoren auf der gleichen Welle und speist den zweiten Motor nach Fig. 7 mit dem Läuferstrom des ersten Motors. Derartige Kaskadenschaltungen eignen sich für Bahnzwecke und haben zu der erfolgreichen Elektrifizierung der italienischen Staatseisenbahnen vermittels Drehstrom geführt.

Den asynchronen Drehstrommotoren gegenüber stehen die synchronen Drehstrommotoren. Bei ihnen wird in der Regel der Ständer (s. d.) an das Drehstromnetz angeschlossen, während der Läufer mit Gleichstrom erregt wird. Das Kennzeichnende, in ihrem Namen ausgesprochene Verhalten dieser Motoren ist ihre Gebundenheit an eine einzige, die sog. synchrone Umlaufzahl, welche durch die Polzahl der Maschine und die Netzfrequenz ein- für allemal festliegt. Daher bedarf es zum Anlassen dieser Maschinen entweder eines besonderen Anwurfmotors, der die Maschine bis auf die synchrone Umlaufzahl bringt, oder man muß den Läufer neben der Gleichstromwicklung mit einem Käfig versehen, welcher die Maschine als asynchronen Induktionsmotor anlaufen läßt; nach beendetem Anlauf wird der Gleichstrom eingeschaltet, welcher nunmehr die Maschine in den Synchronismus zieht. Motoren der Synchronbauart werden mit Vorliebe in Netzen mit schlechtem Leistungsfaktor (s. d.) angewandt, weil man durch geeignete Gleichstromerregung den Leistungsfaktor beträchtlich verbessern kann (Synchronphasenschieber).

Wird die Belastung eines Synchronmotors geändert, so muß die Maschine ihre Umlaufzahl beibehalten; die Belastungsänderung äußert sich lediglich in einer Änderung der Läuferstellung relativ zum Drehfelde. Bei diesem Bewegungsvorgang treten Schwingungen auf, die sich nach den Pendelgesetzen richten. Die Rolle der Gravitationskraft wird hierbei durch die sog. synchronisierende Kraft der Synchronmaschine vertreten, welche das Polrad an seine Gleichgewichtslage fesselt. Diese kann nicht über alle Grenzen gesteigert werden, sondern besitzt einen Höchstwert, nach dessen Überschreitung die Maschine nicht länger stationär zu arbeiten vermag; sie fällt unter Entwicklung enormer Stromstöße aus dem Synchronismus heraus und gelangt schließlich zum Stillstand.

Man macht die Erfahrung, daß eine Synchronmaschine auch dann noch ein gewisses Drehmoment zu entwickeln vermag, wenn man die Gleichstromerregung völlig abschaltet. Die Maschine arbeitet dann als Reaktionsmotor, in welchem die bewegenden Kräfte durch die längs des Ankerumfangs variable magnetische Leitfähigkeit des Luftspaltes zustande kommen.

Neben den beschriebenen Elektromotoren gibt es noch eine gewisse Zahl rotierender elektrischer Maschinen, welche auf elektrostatischen oder piezoelektrischen Erscheinungen beruhen. Diese haben jedoch keinerlei technische Bedeutung erlangt, sondern sind, wenn sie überhaupt erst zu nehmen waren, über das Versuchsstadium nicht hinausgelangt.

Elektromotoren besonderer Bauart werden in zahlreichen Konstruktionen elektrischer Zähler und elektrischer Starkstromrelais verwendet; in ihnen kommen indes stets die gleichen Prinzipien zur Anwendung, die bei den beschriebenen Elektromotoren verwirklicht sind. F. Ollendorff.

Näheres s. R. Richter, Elektrische Maschinen. Bd. 1.

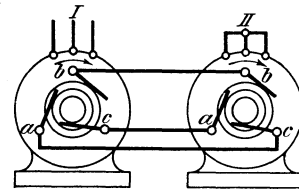


Fig. 7. Kaskadenschaltung von Drehstromasynchronmotoren.

Elektromotorische Kraft. Wörtlich verstanden eine Kraft, die Elektrizität in Bewegung setzt, also gleichbedeutend mit Spannung. Im engeren Sinne jedoch nur diejenige Spannung, die durch andere Energiequellen erzeugt wird. Man spricht also von der elektromotorischen Kraft eines galvanischen Elements, einer Dynamomaschine, eines Thermoelements und meint damit die elektrische Spannung, die durch den chemischen Umsatz, den elektrodynamischen Vorgang, die Wärme an einer bestimmten, eng umschriebenen Stelle erzeugt wird.

Vielfach wird der Ausdruck elektromotorische Kraft dann noch in Gegensatz zur „Klemmenspannung“ gebracht. Letztere ist diejenige Spannung, die an den „Klemmen“ des Apparats herrscht, in welchem die elektromotorische Kraft erzeugt wird. So lange dem Apparat kein Strom entnommen wird, sind beide gleich. Bei Stromentnahme sinkt die Klemmenspannung um so mehr unter die elektromotorische Kraft, je mehr Spannung bereits durch den Innenwiderstand des Apparats verbraucht wird. *Güntherschulze.*

Elektron. Unter Elektron versteht man die atomistische Einheitsgröße der elektrischen Ladung. Ihr Wert ist nach R. A. Millikan $4,774 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten oder gleich $1,591 \times 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten. Näheres über die direkte Bestimmung siehe unter Elementarquantum.

Die Existenz von Elektronen wurde zuerst in den Erscheinungen der elektrischen Entladung in Gasen verminderten Drucks erkannt. In der zweiten Hälfte der 90er Jahre wurde der Nachweis geführt — mit Sicherheit ziemlich gleichzeitig von W. Wien, J. J. Thomson, E. Wiechert — daß die Kathodenstrahlen als ein Strom von bewegten Ladungsteilchen aufzufassen sind. Wiechert hat aus Messungen der Geschwindigkeit und der Ablenkbarkeit des Ladungsstroms durch von außen wirkende Felder (elektrisch oder magnetisch) zuerst klar erkannt, daß die Masse dieser Teilchen etwa 2000mal kleiner ist als die Masse des leichtesten materiellen Atoms, des Wasserstoffatoms. Seit dieser Zeit ist eine große Anzahl von Bestimmungen der sog. spezifischen Ladung des Elektrons ausgeführt worden. Darunter versteht man das Verhältnis von Ladung des Elektrons zu seiner Masse. Zahlenmäßig ergibt sich die spezifische Ladung zu $1,766 \cdot 10^7$ elektromagnetische Einheiten g^{-1} , oder $5,298 \cdot 10^{17}$ elektrostatische Einheiten g^{-1} . Hieraus folgt die Masse des Elektrons („Ruhmasse“) μ_0 gleich $9,003 \cdot 10^{-27}$ g. Aus der spezifischen Ladung des Elektrons und der des Wasserstoffatoms ergibt sich die Masse des Wasserstoffatoms zu $1,663 \cdot 10^{-24}$ g. oder die praktische Einheit der Atomgewichte, d. h. $1/32$ des Molekulargewichts des Sauerstoffs zu $1,649 \cdot 10^{-24}$ g.

Der Wert der spezifischen Ladung des Elektrons ist für alle Elektronen, unabhängig von der Art ihrer Erzeugung, derselbe. Als Methoden hierfür kommen in Betracht: die Kathodenstrahlen der selbständigen Entladung in einer Vakuumröhre, die Elektronen aus einer Wehneltischen Oxydkathode, die Glühelktronen des Richardsoneffekts, die durch Licht beliebiger Wellenlänge (also auch Röntgenstrahlen und γ -strahlen) ausgelösten lichtelektrischen Elektronen (Photoelektronen), die β -Strahlen der radioaktiven Substanzen, die durch α -Strahlen sekundär ausgelösten Elek-

tronen (δ -Strahlen). Soweit sich die Elektronen durch ihre Geschwindigkeit unterscheiden, haben sie verschiedene Werte für die spezifische Ladung (W. Kauffmann 1899), indem diese um so kleiner ist, je größer die Geschwindigkeit. Hierin tritt, wie experimentell quantitativ nachgewiesen ist, die von der Relativitätstheorie geforderte Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit in Erscheinung (Bucherer, Wolz, Neumann-Schäfer, Guye und Ratnowski). (Näheres hierüber: Handb. d. Physik von Geiger und Scheel, Bd. XXII. „Elektronen“ von W. Gerlach.)

Daß auch die Elektronen innerhalb des Atoms den gleichen Wert der spezifischen Ladung haben wie freie Elektronen, erkennt man aus dem Zeemanphänomen, der Aufspaltung der Spektrallinien in einem magnetischen Feld. Weiterhin kommt die spezifische Ladung des Elektrons in der Berechnung des Bohrschen Magnetons (s. Magneton) und in den magnetomechanischen Effekten (s. d.) von Richardson, Einstein, de Haas, Barnett in Betracht. Auch diese Effekte führen, soweit sie quantitativ gemessen sind, zu dem oben angegebenen Werte für die spezifische Ladung.

Über den Bau des Elektrons vgl. die Theorien von Mie, Einstein, Weyl u. a. Über das magnetische Moment des Elektrons („Kreiselektron“ oder „spinning elektron“) s. Artikel Bohrsches Magneton; Spinningelektron.

Die Elektronen stellen ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung des Aufbaus der Materie dar, insbesondere sind sie geeignet zur Erforschung der Felder innerhalb der Atome wegen ihrer kleinen Dimensionen ($r = 2,82 \times 10^{-13}$ cm, wegen der Möglichkeit der beliebigen Dosierung ihrer Energie, der Messung ihrer Geschwindigkeit, ihrer Bahn oder deren Veränderung beim Auftreffen auf Materie oder Durchdringen von Materie. Die wichtigsten quantitativen Ergebnisse stammen aus den Untersuchungen von Lenard (näheres Handbuch der Exp. Physik von Wien-Harms, Bd. 19). Weiterhin bilden quantitative Versuche über Licht (Franck-Hertz-Versuch-) und Röntgenstrahlen (Duane-Huntsches Gesetz) Anregungen mit Elektronen verschiedener Energie die wichtigsten experimentellen Grundlagen der Atomtheorie (s. Elektronenstöße). *Gerlach.*

Elektronen, äquivalente s. Paulisches Prinzip.
Elektronenaffinität nennt man die Energie, die notwendig ist, um ein negatives Ion (z. B. Cl^-) in ein neutrales Atom (Cl) bzw. einen neutralen Atomkomplex und in eine der Wertigkeit des Ions entsprechende Zahl freier Elektronen zu spalten. Bisher sind nur die El. der Halogene bekannt; sie liegen bei etwa 80 kcal pro Mol. *v. Simson.*
Näheres s. Max Born, Atomtheorie des festen Zustandes 2. Aufl., Leipzig 1923; oder neuerdings E. Rabinowitsch und E. Thilo: Periodisches System, Stuttgart 1930.

Elektronenladung s. Elektron.

Elektronenmagnete s. Kreiselektron.

Elektronenmasse s. Elektron.

Elektronenringvorstellung. Nach dieser von Bohr provisorisch zum Aufbau seiner Atom- und Molekülmodelle verwendeten Annahme (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell und Molekülmodelle) sollten die Elektronen sich äquidistant hintereinander herlaufend im wesentlichen auf Kreisbahnen um den Atomkern bzw. um die Verbindungslinie der Kerne

der Molekeln bewegen, allenfalls auch in miteinander harmonisch gekoppelten elliptischen Bahnen. Der Vorteil dieser Annahme lag vor allem darin, daß auf diese Bahnen verhältnismäßig leicht die Quantentheorie anwendbar war, so daß sie längere Zeit trotz entgegenstehender Bedenken, wie mangelnde Stabilität, nicht beobachtete große magnetische Momente usw. viel verwendet worden ist. Born und Lande haben später an der Kompressibilität kubischer Kristalle, Smekalan an den Röntgenspektren und schließlich Bohr ganz allgemein auf Grund des *Korrespondenzprinzips* gezeigt, daß die Ringvorstellung als zu idealisiert fallen gelassen werden muß.

Elektronenröhren. Die einfachste Form der Elektronenröhren ist ein hochevakuiertes Glasrohr (10⁻⁵ bis 10⁻⁶ mm Hg), an dessen einem Ende sich eine Kathode in Form eines Glühfadens, am andern Ende eine Platte als Anode befindet. Als Kathode benutzte man allgemein einen Wolframdraht, der neuerdings mit einer Schicht von Oxyden der Erdalkalien überzogen wird. Legt man zwischen A und K ein elektrisches Feld E_a , so bildete sich beim Erwärmen der Kathode durch Elektronenmission ein Anodenstrom J_a aus, der zum Sättigungsstrom J_s wird, wenn alle bei der bestimmten Temperatur T (abs. Temp.) austretenden Elektronen zur Anode gelangen. Dann gilt die Formel:

$$J_s = a \cdot F \cdot \sqrt{T \cdot e} - \frac{b}{T}$$

wobei a und b Materialkonstanten (Richardson) sind, F dagegen die Oberfläche der Kathode.

Den Anodenstrom kann man durch Einfügen eines Gitters „steuern“. Man erhält dann das allgemein bekannte „Elektronen“- bzw. „Verstärkerrohr“, das einmal zum Verstärken sehr kleiner elektrischer Ströme, dann aber auch zur Erregung von elektrischen Schwingungskreisen verwandt wird (s. u. Verstärker- und Senderöhre und Audion).

Unter der Kennlinie einer E. versteht man die Abhängigkeitskurve des Anodenstroms J_a von der Gitterspannung E_g . Mit wachsender Anodenspannung E_a verschiebt sich die Kennlinie nach der negativen Seite hin.

Die wichtigsten Beziehungen zwischen den einzelnen Strömen und Spannungen sind folgende, die gleichzeitig als Röhrendaten gelten:

$$\text{Steilheit (s. d.)} \dots S = \frac{\partial J_a}{\partial E_g} \text{ bei } E_a = \text{const.}$$

$$\text{Durchgriff (s. d.)} \dots D = \frac{\partial E_g}{\partial E_a} \text{ bei } J_a = \text{const.}$$

$$\text{Innerer Widerstand: } R_i = \frac{\partial E_a}{\partial J_a} \text{ bei } E_g = \text{const.}$$

$$\text{Güte:} \dots G = \frac{1}{D^2 \cdot R_i} = \frac{S}{D}$$

Es besteht ferner die Beziehung:

$$S \cdot D \cdot R_i = 1.$$

Klingsporn.

Elektronenschale, räumliche Anordnung von Elektronen um den Atomkern oder um andere ähnliche Elektronenanordnungen, für deren Elektronenbahnen eine bestimmte Quantenzahl den gleichen Wert besitzt. In diesem Sinne spricht man von der *einquantigen* K-Schale, der *zweiquantigen*

L-Schale der Atome usw. S. Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Elektronenschalter s. Schalter.

Elektronenstoß (vgl. Quantenkinetik). 1. Der Stoß von Elektronen geringer Geschwindigkeit gegen Gasmoleküle und Gasatome.

Von elektronegativen Gasmolekülen werden die Elektronen, die mit geringer Geschwindigkeit gegen sie prallen, eingefangen, so daß ein negatives Ion entsteht. Dieses Einfangen geschieht bis zu um so größerer Geschwindigkeit, je elektronegativer die Gase sind, am stärksten also bei den halogenen Gasen, schwächer bei Wasserstoff, Sauerstoff, CO, sehr schwach bei H₂ und N₂. Es fehlt völlig bei allen einatomigen Gasen, also den Edelgasen und Metallgasen.

Elektronen geringer Geschwindigkeit, die nicht eingefangen werden, werden nach den Gesetzen des rein elastischen Stoßes reflektiert. Da die Masse der Elektronen außerordentlich gering ist, wird nur ein winziger Bruchteil ihrer Energie beim Stoß auf das getroffene Gasmolekül übertragen, wie die folgende Tabelle zeigt:

Gas	Elastischer Stoßverlust in % der vorhandenen Energie
He	0,027 %
Ne	0,0054 %
Ar	0,0027 %
N ₂	0,0039 %
H ₂	0,050 %
O ₂	0,0031 %
H ₂ O	0,0064 %
Hg	0,0005 %

2. Der Stoß von Elektronen mittlerer Geschwindigkeit gegen Gasmoleküle und Gasatome.

Ist die Voltgeschwindigkeit (s. d.) der Elektronen von der Größenordnung 10 V., so zeigen sich neue, durch die Bohrsche Atomtheorie erklärte Erscheinungen. Erreichen die Elektronen eine ganz bestimmte, für jede Molekül- und Atomart kritische Geschwindigkeit, so kommen neben den vollständig elastischen Stößen auch solche vor, bei denen die Elektronen einen ganz bestimmten Betrag ihrer Energie an das getroffene Atom oder Molekül abgeben. Diese Energie dient dazu, eines der Elektronen der äußersten Schale des getroffenen Atoms in eine höhere Bahn zu heben. Man sagt, das Atom sei durch den Stoß angeregt. Die zur Anregung erforderliche Stoßenergie wird durch die Spannung repräsentiert, die das Elektron frei durchlaufen haben muß, um diese Energie zu erhalten. Diese Spannung heißt deshalb Anregungsspannung oder auch Resonanzspannung. Die Höhe der Resonanzspannung hängt davon ab, welches der verschiedenen äußeren Elektronen eines Atoms und in welche Bahn es gehoben wird. Es gibt deshalb für jede Atomart eine ganze Reihe von Anregungsspannungen. Das in die höhere Bahn gehobene Elektron des Atoms fällt im einfachsten Falle alsbald wieder in die Normalbahn zurück, wobei es genau diejenige Energie in Form von Strahlung wieder aussendet, die es von dem stoßenden Elektron zum Übergang in die höhere Bahn bekommen hat. Die Schwingungsfrequenz dieser Strahlung ist durch die Einsteinsche Be-

ziehung $e \cdot V_a = h \cdot \nu$ gegeben, wo e die Ladung des Elektrons, V_a die frei durchlaufene Spannung („Voltgeschwindigkeit“), $e \cdot V_a$ also die Stoßenergie, h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Strahlungsfrequenz ist. Durch diese Beziehung ist also die Anregungsspannung V_a mit einer ganz bestimmten Schwingungsfrequenz, d. h. einer ganz bestimmten Spektrallinie, unmittelbar verknüpft. Die Anregungsspannungen V_a lassen sich nicht nur experimentell durch Untersuchung der Elektronenstoßverluste, sondern auch rechnerisch aus den Spektrallinien der durch den Stoß angeregten Atome ermitteln.

Daß das stoßende Elektron mindestens die zur Anregung erforderliche Energie besitzt, ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die Energieabgabe und die Anregung; d. h. es führen nicht alle mit der mindestens erforderlichen oder einer größeren Energie ausgeführten Stöße zur Anregung, sondern nur ein ganz geringer Bruchteil davon. Die Größe dieses Bruchteils hängt bei einem bestimmten Atom von der Elektronengeschwindigkeit ab. Die Kurve, welche diesen Zusammenhang darstellt, heißt „Anregungsfunktion“. Sie ist erst für wenige Fälle bekannt. Die folgende Tabelle gibt eine Anzahl der niedrigsten Anregungsspannungen der Atome.

Tabelle.
Niedrigste Anregungsspannungen der Atome.

Gasart	V_a Volt	Gasart	V_a Volt	Gasart	V_a Volt
Li	1,84	Ba	1,56	O ₂	7,8
Na	2,093	Zn	4,02	Cl	—
K	1,602	Cd	3,78	Br	—
Rb	1,55	Hg	4,86	J	2,3
Cs	1,38	H	10,17	He	19,77
Mg	2,70	H ₂	10,8	Ne	16,65
Ca	1,88	N	—	Ar	11,55
Sr	1,79	N ₂	7,5	Kr	—
				Xe	—

Ist die Stoßenergie des stoßenden Elektrons so groß, daß eines der äußeren Elektronen des getroffenen Atoms völlig vom Atom abgetrennt, das Atom also ionisiert wird, so nennt man die dazu mindestens vom Elektron frei durchlaufene Spannung die Ionisierungsspannung V_i . Der Anregungsfunktion entspricht hier die Ionisierungsfunktion. Beim Erreichen der erforderlichen Energie führen nur ganz wenige Stöße zur Ionisierung. Mit steigender Geschwindigkeit nimmt die Wirksamkeit der Stöße zuerst zu, dann wieder ab. Ebenso wie bei der Anregung gibt es auch bei der Ionisierung verschiedene Ionisierungsspannungen, je nachdem welche Elektronen abgetrennt werden, beispielsweise ist beim He zur Abtrennung des ersten Elektrons eine Spannung von 24,5 V., zur Abtrennung des zweiten eine Spannung von 78,6 V. erforderlich. Bei der Neutralisierung des gebildeten positiven Ions durch ein hinzutretendes Elektron wird ebenfalls im einfachsten Falle eine Spektrallinie ausgesendet, deren Frequenz sich wie bei der Anregung nach der Einsteinschen Gleichung $e \cdot V_i = h \cdot \nu$ berechnet. Je größer die Stoßenergie der Elektronen wird, um so fester gebundene Elektronen können noch abgetrennt werden. Es

besteht also hier ein vollständig kontinuierlicher Übergang von den Ionisierungsspannungen von einigen Volt, die Spektrallinien im sichtbaren Gebiet entsprechen, bis zu den Spannungen von tausenden von Volt, die zur Aussendung der härtesten Röntgenstrahlen führen. Die folgende Tabelle gibt eine Anzahl der wichtigsten Ionisierungsspannungen. Unter Umständen kann sich die Ionisation in mehreren Stufen vollziehen (s. Stufenionisation).

Tabelle.
Ionisierungsspannungen der Atome.

Gasart	V_i Volt	Gasart	V_i Volt	Gasart	V_i Volt
Li	5,36	Ba	5,19	Cl	8,2
Na	5,12	Zn	9,35	Br	10,0
K	4,32	Cd	8,96	J	10,1
Rb	4,16	Hg	10,39	He	24,5
Cs	3,87	H	13,53	Ne	21,8
Mg	7,61	H ₂	17,2	Ar	15,3
Ca	6,09	N	—	Kr	ca. 12
Sr	5,67	N ₂	16,9	Xe	ca. 11

3. Der Stoß von Elektronen hoher Geschwindigkeit.

Je größer die Geschwindigkeit der Elektronen wird, um so mehr wächst ihre Fähigkeit, die getroffenen Atome ohne irgendwelchen Energieverlust zu durchqueren. Infolgedessen erhalten die Elektronen strahlenartigen Charakter (s. Kathodenstrahlen).

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik, Band XIV, Julius Springer, Berlin 1927.

Elektronenstrahlen. Sie entstehen als Kathodenstrahlen (s. d.) in hochevakuierten Röhren, bei der Bestrahlung von Stoffen mit kurzwelligen Strahlen (Lichtelektrischer Effekt s. d.), beim Zerfall radioaktiver Substanzen als β -Strahlen (s. d.) und anderen chemischen und physikalischen Vorgängen. Crookes (1879) untersuchte zuerst die Kathodenstrahlen näher und stellte fest, daß die sich im allgemeinen geradlinig ausbreitenden Strahlen durch einen Magneten leicht abgelenkt werden. Goldstein (1876) wies dann nach, daß die Kathodenstrahlen auch im elektrischen Feld eine Ablenkung erfahren. Auf Grund dieser Eigenschaften erklärten J. J. Thomson und Kaufmann (1897) die Kathodenstrahlen als bestehend aus rasch bewegten elektrisch negativ geladenen Teilchen, die zugleich träge Masse besitzen. Die Kathodenstrahlen, wie überhaupt die Elektronenstrahlen, sind danach materielle Strahlen, die aus geradlinig bewegten trägen Massenteilchen gebildet werden (vgl. Elektron).

Ihre Geschwindigkeit erreicht sehr große Werte von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit. Bei den Kathodenstrahlen ist die Geschwindigkeit natürlich von der Spannung abhängig und zwar ist sie proportional der Quadratwurzel aus der Röhrenspannung. Die Bewegung der β -Teilchen erfolgt noch schneller, mit 30—99,8% der Lichtgeschwindigkeit, und ist so die schnellste materielle Bewegung, die in der Physik bekannt ist.

Viel langsamer bewegen sich die Elektronen, die durch den lichtelektrischen Effekt ausgelöst, sowie auch die Elektronen, die von einem glühenden Körper emittiert werden (s. Richardsonseffekt). Ihre

Geschwindigkeit ergibt sich nur zu einigen tausendstel der Lichtgeschwindigkeit.

Jeder materiellen Strahlung kann nun für eine bestimmte Geschwindigkeit und eine bestimmte spezifische Ladung (s. Elektron) ein bestimmter Wert eines elektrischen Potentials zugeordnet werden, der als äquivalente Spannung bezeichnet wird und mit dem elektrischen Elementarquantum (s. d.) multipliziert, die kinetische Energie eines Strahlteilchens ergibt.

Die äquivalente Spannung der Kathodenstrahlen ist, wie sich ergibt, gleich der Röhrenspannung. Auf Grund der Vorstellung der Materiewellen (s. Wellenmechanik) müssen bei Elektronenstrahlen, deren äquivalente Spannung zwischen zirka 10^4 und 10^5 Volt liegt, ähnliche Erscheinungen auftreten, wie sie Röntgenstrahlen (s. d.) zeigen. Denn diesen Spannungen entsprechen Geschwindigkeiten der Elektronen von 10^8 bis 10^{10} cm/sec und damit Wellenlängen von zirka 10^{-7} — 10^{-9} cm. Davisson und Germer vermochten dieses auch nachzuweisen (1927), indem sie Elektronenstrahlen beim Auftreffen auf Kristalle zur Interferenz brachten. Aus den dabei auftretenden Beugungserscheinungen gelang es ihnen, die charakteristischen Wellenlängen der Elektronenstrahlen zu berechnen, wobei sie fanden, daß (nach der de Broglieschen Theorie s. Phasenwelle) die Wellenlänge gleich ist dem elementaren Wirkungsquantum (s. Plancksches Wirkungsquantum), dividiert durch das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit der Elektronen. Ergänzung fanden diese Versuche durch G. P. Thomson und Rupp, die bei Spannungen von 20000—30000 Volt, wie auch noch bei solchen von 150—320 Volt schöne Beugungserscheinungen erhielten, indem sie die Elektronenstrahlen durch verschiedene Metallfolien hindurchsandten. Neuerdings ist es Rupp sogar gelungen, an optischen Gittern Elektronenbeugungen zu erhalten, wodurch es ihm möglich wurde, die de Broglieschen Wellenlängen mit etwa 5% Genauigkeit zu berechnen.

Schließlich lassen sich auch auf Grund der vorstehend beschriebenen Versuche Beobachtungen erklären, die beim Durchgang freier Elektronen durch Gase gemacht wurden. Ramsauer hatte festgestellt, daß beim Durchgang freier Elektronen durch Edelgase die freie Weglänge der Elektronen in solchem Maße zunimmt, daß die langsamen Elektronen fast ungehindert durch die Atome hindurch zu gehen scheinen. Dieser Effekt wurde von Elsasser durch die Beugung von Materiewellen erklärt, was auch von Dymonds durch Wahrnehmungen an Heliumgas bestätigt wurde.

v. Staal.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik, Bd. XIV, Julius Springer, Berlin. Arthur Haas, Atomtheorie, Berlin und Leipzig 1929.

Elektronentheorie der metallischen Leitung. Die Theorie der metallischen Elektrizitätsleitung bietet gegenüber der Leitung in Elektrolyten und Gasen große Schwierigkeiten. Die Elektronentheorie der metallischen Leitung, die noch zu keinem abgeschlossenen Bild geführt hat, geht von der Anschauung aus, daß die Elektronen den Elektrizitäts-transport übernehmen. Diese Leitungselektronen werden dabei im Gegensatz zu den Atomen, die an feste mittlere Lagen gebunden sind, wie Gas-molekel als frei beweglich angenommen. Man ist dadurch in der Lage, die Gesetze und Prinzipien der kinetischen Gastheorie auf sie anzuwenden.

Die gerichtete Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld ergibt den Leitungsstrom. Die erste Fassung der kinetischen Elektronentheorie unter Zugrundelegung des freien, negativ geladenen Elektrons als Elektrizitätsträger wurde 1905 von H. A. Lorentz gegeben. Manche neueren experimentellen Ergebnisse, besonders diejenigen, die sich bei der Messung metallischer Leitfähigkeit bei tiefsten Temperaturen ergaben, scheinen der Auffassung „freier Elektronen“ im gewöhnlichen gaskinetischen Sinne zu widersprechen (vgl. Agglomerationstheorie).

R. Jaeger.

Elektroöfen dienen in den Hüttenwerken sowohl zur Erschmelzung des Metalls aus dem Erz als auch zur Raffination der Metalle und zur Erzeugung von Karbiden. Man kann die Öfen in folgende Hauptgruppen einteilen: a) Widerstandsöfen, bei denen die Stromwärme zum Schmelzen benutzt wird. b) Lichtbogenöfen. Die Schmelzung erfolgt durch den elektrischen Lichtbogen, der entweder zwischen zwei über der Beschickung befindlichen Kohlelektroden (Stassano) oder zwischen einer oder mehreren Kohlelektroden und dem Schmelzgut selbst brennt (Girod). Es können dabei auch mehrere Lichtbogen in Reihe geschaltet sein (Hérault). c) Indirekte Widerstandsöfen (Induktionsöfen), bei welchen das Metallbad ringförmig um eine Magnetspule mit Eisenkern angeordnet ist und die Sekundärwicklung eines Transformators darstellt (Kjellin, Frick, Röchling). Die Elektroöfen werden meistens mit Wechsel- oder Drehstrom betrieben. Neuerdings findet namentlich zur Stahlveredlung auch hochfrequenter Wechselstrom Anwendung. Die Schmelzung erfolgt dabei durch die Wirbelströme, welche im Schmelzgut selbst erzeugt werden (Ajaxofen).

K. Pohlhausen.

Näheres s. K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik, Starkstromausgabe 1925. Springer, Berlin.

Elektrooptik. Lehre vom Einfluß elektrischer Kräfte auf optische Erscheinungen (s. besonders Starkeffekt, elektrooptische Doppelbrechung oder Kerreffekt).

R. Ladenburg.

Elektrooptische Doppelbrechung oder **elektrooptischer Kerreffekt** ist die Doppelbrechung (D.), die in festen, flüssigen und gasförmigen Körpern entsteht, falls diese in ein starkes, senkrecht zur Beobachtungsrichtung liegendes elektrisches Feld gebracht werden (entdeckt von Kerr an Glasplatten 1875). Zur Beobachtung der Erscheinung benutzt man gradlinig, etwa in einem Nicol polarisiertes Licht, dessen Polarisationssebene unter 45° gegen die Richtung des elektrischen Feldes geneigt ist. Das so polarisierte Licht durchsetzt die zu untersuchende Substanz zwischen den z. B. mit einer Elektrisiermaschine und Leidener Flaschen (oder besser mit einer Hochspannungsbatterie) verbundenen Platten eines „Kondensators“ und fällt dann z. B. auf einen „Babinetschen Kompensator“ (s. d.), einen deformierten Glasstreifen (s. natürliche Doppelbrechung) oder eine Halbschattenvorrichtung, die in Verbindung mit einem zweiten Nicol die im elektrischen Felde entstandene Elliptizität der Polarisation zu untersuchen erlauben. In der im elektrischen Feld befindlichen Substanz wird nämlich das gradlinig polarisierte Licht in eine „außerordentliche“, parallel den Kraftlinien schwingende p-Welle und eine senkrecht zu ihnen schwingende „ordentliche“ s-Welle gespalten, die die betreffende Substanz mit verschiedener Geschwindigkeit durch-

setzend mit einem Gangunterschied austreten. Das Feld erteilt also der Substanz die Eigenschaften eines (senkrecht zur Achse untersuchten) Kristalls, dessen Achse in die Richtung der elektrischen Kraftlinien fällt. Wenn die außerordentliche Welle die größere Geschwindigkeit besitzt, wie bei „negativ“ einachsigen Kristallen (z. B. „Kalkspat“), spricht man von negativer Doppelbrechung; dies Verhalten zeigen Äthyläther und höhere Alkohole, während Schwefelkohlenstoff, die meist untersuchte Substanz, ebenso wie das außerordentlich stark doppelbrechende Nitrobenzol, ferner Wasser und Benzol positive Doppelbrechung (wie Quarz) besitzen. Die häufige Störung infolge der elektrischen Leitfähigkeit der untersuchten Flüssigkeiten vermeidet man durch Verwendung schnell wechselnder elektrischer Felder; da nämlich die elektrische D. dem Quadrat der Feldstärke proportional ist, ändert sie sich beim Kommutieren der Feldrichtung nicht. Dabei muß man aber als Lichtquelle einen von der gleichen Stromquelle betriebenen elektrischen Funken benutzen, der nur im Augenblick der höchsten Spannung überspringt; bei kontinuierlicher Beleuchtung würde man nur einen gewissen Mittelwert der D. bekommen. Die Versuche an Flüssigkeiten lassen relativ leicht entscheiden, daß es sich um eine unmittelbar optische Wirkung des elektrischen Feldes handelt (Röntgen, Brongersma); bei festen Körpern können dagegen leicht mechanische Spannungen die Doppelbrechung verursachen, die ihrerseits durch den elastischen Druck der Kondensatorplatten oder durch ungleichmäßige Joulesche Erwärmung der stets ein wenig leitenden Substanz entstehen können. Bei Kristallen wurde die unmittelbare optische Wirkung erwiesen, indem die Doppelbrechung der im elektrischen Felde entstehenden mechanischen Deformation eliminiert werden konnte (Pockels 1893).

Theoretisch unterscheidet man die „Theorie des Zeemaneffekts“ (Voigt) und die molekulare Orientierungstheorie (Cotton-Mouton, Langevin). Die erstere ist, wie die des Zeemaneffekts selbst, eine Erweiterung der Elektronentheorie der Dispersion (s. anomale Zerstreuung), in der die quasi-elastische Kraft auf das Elektron infolge des starken äußeren Feldes nicht mehr proportional der Verrückung aus der Gleichgewichtslage zu setzen ist, ähnlich wie das Hookesche Gesetz bei starken Kräften zu gelten aufhört. So erhält die wirksame Kraft die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes, sie wird anisotrop wie in einem einachsigen Kristall, dessen Achse den elektrischen Kraftlinien parallel ist. Diese Theorie liefert eine dem Quadrat der Feldstärke proportionale Veränderung der Eigenfrequenzen der Elektronen, und da die parallel und senkrecht zum elektrischen Feld stattfindenden Schwingungen verschieden stark beeinflusst werden, entsteht für eine die betrachtete Substanz durchsetzende Lichtwelle D., und zwar wird sie besonders groß für Frequenzen in der unmittelbaren Nähe der Absorptionsstellen (der Eigenfrequenzen der Elektronen), gerade wie die magnetische Drehung der Polarisationsebene (s. d.), die ja eine magnetische D. der zirkular polarisierten Komponenten ist.

Die molekulare Orientierungstheorie (m. O.-Theorie) beruht auf der Annahme anisotroper Moleküle, die entweder ein elektrisches Moment bestimmter Richtung oder wenigstens eine Achse größter Polarisierbarkeit besitzen und diese ausgezeichnete Richtung unter dem Einfluß des

äußeren elektrischen Feldes einzustellen suchen, aber durch die unregelmäßigen Stöße infolge der Wärmebewegung hierin behindert werden. Infolgedessen ist der Temperatureinfluß ein gutes Kriterium für die Gültigkeit der Theorie, neuere Versuche haben an verschiedenen Flüssigkeiten zu ihren Gunsten entschieden (Bergholm, Szivessy, Lyon).

Andererseits ist im Natriumdampf sehr geringen Drucks, in dem die D.-Linien den von der oben genannten Voigtschen Theorie vorhergesagten „Quadratischen Starkeffekt“ (s. d.) zeigen, auch die entsprechende „anomale elektrische D.“ kürzlich nachgewiesen; sie ist in der Nähe der D.-Linien so groß, daß sie bei einem Na-Dampfdruck von 10–5 mm gemessen werden kann (Ladenburg-Kopfermann).

Der durch die D. erzeugte Gangunterschied d, bzw. die in Wellenlängen gemessene „relative Verzögerung“ Δ der ordentlichen und außerordentlichen Welle ist nach Kerr proportional der Schichtlänge l und dem Quadrat des Verhältnisses Ladung dividiert durch Plattenabstand des Kondensators, d. h. dem Quadrat der elektrischen Feldstärke E, $\Delta = K \cdot l E^2$, wo K die Kerrsche oder elektrooptische Konstante heißt (bei Messung von l und E in absoluten Einheiten) und außer von der betreffenden Substanz von Wellenlänge und Temperatur abhängt. Andererseits hängt Δ mit l , λ und dem Unterschied $n_1 - n_2$ der beiden Brechungs-

quotienten durch die Gleichung $\Delta = \frac{1}{\lambda} (n_1 - n_2)$ zusammen, indem einem Gangunterschied von einer Wellenlänge eine Änderung $n_1 - n_2 = \lambda/l$ entspricht. Also ist $n_1 - n_2 = K \cdot \lambda \cdot E^2$. Als Normalwert dient meist Schwefelkohlenstoff, dessen Kerrsche Konstante bei 20° und $\lambda = 589 \mu\mu$ (Natriumlicht) $K_0 = 3,21 \cdot 10^7$ ist.

Einige andere Werte gibt folgende Tafel:

Substanz	K · 10 ⁻⁷	K/K ₀
Schwefelkohlenstoff	3,2	1
Benzol	0,6	0,19
Chlorbenzol	10	3,06
Nitrotoluol	123	38
Nitrobenzol	260	80
Chloroform	— 3,4	— 1,06
Äthylchlorid bei 160 mm		0,0027
Cyan bei 160 mm		0,00021
Schwefeldioxyd		— 0,00005

Bei Gasen ist die gewöhnliche D. außerordentlich klein und nur mit den feinsten Mitteln nachweisbar, ist aber dem Druck proportional, so daß sie durch erhöhten Druck wesentlich gesteigert werden kann.

Die Abhängigkeit der Kerr-Konstante von der Wellenlänge wird durch die Havellocksche Formel

$$K = k \frac{(n^2 - 1)^2}{\lambda \cdot n}$$

für Schwefelkohlenstoff gut bestätigt; sie ergibt sich aus jeder Theorie, in der, wie in den beiden obengenannten, die Feldwirkung quadratisch in den Bewegungsgleichungen auftritt. In der Nähe einer Absorptionslinie liefert nur die Voigtsche Theorie die obengenannte anomal große el. D.

Was die Trägheit des Effekts betrifft, so zeigen die berühmten Versuche von Abraham und

Lemoine und ihrer Nachfolger, daß die D. bereits in weniger als 10^{-8} sec. nach Unterbrechung des elektrischen Feldes verschwunden ist; dabei diene als Lichtquelle ein Funke, der von der gleichen Wechselfeldspannung wie das elektrische Feld zwischen den Kondensatorplatten erzeugt wurde. Neuere Versuche von Gutton (1915) zeigen einen meßbaren Zeitunterschied (6.10^{-9} sec.) zwischen der Ausbildung der elektrischen D. in verschiedenen Flüssigkeiten, was auch zugunsten der Orientierungstheorie spricht.

Von besonderer theoretischer Bedeutung ist die absolute Geschwindigkeitsänderung, die polarisierte Wellen im elektrischen Felde erleiden. Übereinstimmend ergeben die sehr schwierigen Messungen verschiedener Forscher, daß in Substanzen mit positiver D. (s. o.) die außerordentliche p-Welle verzögert, die ordentliche s-Welle beschleunigt wird. Aber gerade das theoretisch wichtige Verhältnis der Verzögerungen beider Wellen wird durch Nebenumstände (Elektrostriktion, Leitfähigkeit) so beeinflusst, daß eine Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien bis 1915 nicht erbracht war.

Neuerdings ist für das Verhältnis $\frac{n_p - n_s}{n_s - n_0}$ der von der Orientierungstheorie geforderte Wert -2 gefunden worden (Himstedt 1919, Pauthenier 1920). Anderweitige Untersuchungen (Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante, van der Waalsche Kohäsionskräfte, s. d.) zeigen, daß in vielen Fällen elektrisch orientierbare Moleküle (Dipole usw.) existieren; andererseits lehrt der Starkeffekt (s. d.) und seine Deutung durch die Quantentheorie den unmittelbaren Einfluß eines elektrischen Feldes auf die die Spektrallinien emittierenden Elektronen; daher sind sowohl die Vorstellungen der Voigtschen- als die der Orientierungstheorie experimentell wohl begründet.

R. Ladenburg.

Näheres s. G. Szivessy, Jahrb. d. Rad. u. El. 16, 241—52, 1920. Handb. d. Radiolog., VI. Bd. (bearb. von P. Debye) 1925. Müller-Pouillet, 11. Aufl., 2. Bd., 2. Hälfte (1929).

Elektroosmose. Bei der Berührung zweier verschiedener Stoffe bildet sich an ihrer Grenzfläche eine elektrische Ladung, eine elektrische Doppelschicht aus, deren positiver Teil im einen, deren negativer im anderen Stoff liegt; z. B. lädt sich Glas gegen Wasser negativ, das Wasser positiv. Wird nun Strom durch ein Glasrohr geschickt, das so eng ist, daß die positiv geladene Randschicht, die ja als Träger des Stromes wandert, die mittlere Schicht durch Reibung mitnimmt, so wandert das Wasser als Ganzes in der Richtung des Stromes durch das Glasrohr. Diese Erscheinung heißt Elektroosmose oder auch Kataphorese. Sie wurde von Reuß 1807 beschrieben und von Wiedemann geklärt. Damit wirklich das positiv geladene Wasser Träger des Stromes wird, dürfen andere Träger nicht vorhanden sein. Das Wasser darf also keine elektrolytischen Ionen enthalten. Es muß möglichst schwach leiten. Bei derselben Flüssigkeit ist die in der Zeiteinheit übergeführte Menge m proportional der Stromstärke J . Eine wichtige Rolle spielt die Elektroosmose bei Tonzylindern. Durch sie lassen sich auch Niveaudifferenzen zu beiden Seiten des Tonzylinders erzielen. Gleichgewicht wird erreicht, wenn durch die Niveaudifferenz ebensoviel Wasser zurückgedrückt wie durch den elektrischen Strom hingedrückt wird. Letzterer Vorgang ist aber der

Stromstärke und diese wieder der Spannung proportional. Es läßt sich auf diese Weise also eine elektrische Spannung, ein elektrischer „Druck“ direkt in einen Wasserdruck umsetzen und umgekehrt (s. Strömungsstrom). Es würde dies ein Mittel bieten, ein Wassergefälle unmittelbar in elektrische Spannung umzusetzen, wenn die technische Durchführbarkeit des Verfahrens nicht an den zahllosen Schwierigkeiten (zu große Leitfähigkeit des Wassers, Verstopfung der Poren durch Verunreinigungen usw.) scheiterte. Dagegen hat eine andere Form der Elektroosmose große Wichtigkeit erlangt.

Ist nicht die Flüssigkeit in Kapillaren, sondern der feste Stoff, in Flüssigkeit suspendiert, beweglich, so wandert er in entgegengesetzter Richtung wie die Flüssigkeit. So wandert fein gepulverter Ton, in Wasser suspendiert, zur Anode. Ebenso verhalten sich kolloidal gelöste Stoffe. Diese Erscheinungen haben große technische Bedeutung, beispielsweise zur Reinigung und Gewinnung von Ton, Porzellanerde, Ausfällung von Kolloiden usw. erlangt.

Güntherschulze.

Näheres s. Foerster, Elektrochemie wässriger Lösungen.

Elektrophor. Von phoros = Träger. Der Elektrophor dient zur Hervorrufung einer elektrischen Ladung. Er setzt sich folgendermaßen zusammen: Eine runde Ebonitscheibe, Glasscheibe oder ein sog. Harzkuchen (Mischung aus Kolophonium, Wachs und Schellack) ruht in einem Metallteller, der sog. Form, oder ist auf der Unterseite mit Zinnfolie beklebt. Auf die Hartgummischeibe wird mittels eines isolierenden Griffes eine Metallplatte aufgesetzt.

Nach Abheben dieser Platte wird die Hartgummischeibe durch Reiben negativ geladen. Wird dann der Deckel aufgesetzt, so wird an dessen Unterseite positive, an seiner Oberseite negative Elektrizität induziert. Nachdem diese durch Ableitung mit dem Finger entfernt ist, kann die nach Abheben des Deckels auf diesem vorhandene positive Elektrizität durch Funkenbildung nachgewiesen werden. Allerdings ist diese meist als selbstverständlich gegebene Erklärung nicht einwandfrei. Denn die Praxis zeigt, daß ein Elektrophor eine desto bessere Wirkung zeigt, je inniger die Metallplatte mit der Hartgummischeibe in Berührung kommt. In diesem Fall ist nicht einzusehen, weshalb nicht sehr bald ein Ausgleich zwischen der primär erregten negativen und der auf der Metallplatte induzierten positiven Elektrizität eintreten sollte. Die Annahme, daß beim Aufsetzen der Metallplatte direkte Berührung nur in wenigen Punkten eintritt und am größten Teil der Oberfläche eine Trennungsschicht vorhanden ist, trifft nicht zu. Die Energiequelle der elektrischen Ladung des Deckels besteht in mechanischer Arbeit. Diese kann leicht demonstriert werden, indem man den Deckel isoliert an einem Wagebalken aufhängt und den geladenen Kuchen von unten nähert. Bestimmt man das Gewicht, welches imstande ist, den Deckel gerade vom Kuchen abzuheben, so findet man dieses nach Ableiten der negativen Ladung um einen Zusatz vergrößert, der ein Maß für die positive Ladung des Deckels darstellt.

R. Jaeger.

Elektrophormaschine (Rieß) s. Influenzmaschine.

Elektroskop s. Elektrometer.

Elektrostatik. Die Elektrostatik bildet die Lehre von der ruhenden Elektrizität und ihren Wirkungen. In historischer Hinsicht ist sie der älteste Teil der

Elektrizitätslehre überhaupt. Die statische Elektrizität des Bernsteins (Elektron) war schon Thales v. Milet (600 v. Chr.) bekannt infolge seiner Eigenschaft, nach dem Reiben leichte Teilchen anzuziehen. Gilbert (1540—1603) entdeckte, daß Glas, Harze und andere Substanzen dieselbe Eigenschaft zeigten. Im 17. Jahrhundert wurde von O. v. Guericke die elektrische Abstoßung entdeckt und die erste, aus einer rotierenden Schwefelkugel bestehende Elektrisiermaschine (1663) gebaut, bei der die Hand das eine Reibzeug bildete. Die von ihm aufgestellten Unterschiede zwischen Leitern und Nichtleitern präziserte Stephen Gray (gest. 1736 in London), worauf dann du Fay (1698—1793) durch die Gegenüberstellung von Glas und Harzelektrizität die dualistische Theorie begründete. Die Grundlagen der Influenz (s. d.) wurden um die Mitte des 18. Jahrhunderts von Wilke und Aepinus aufgestellt. Der von Wilke gebaute Elektrophor wurde durch Alessandro Volta (1745—1827) vervollkommen, der aus ihm schließlich den zerlegbaren Kondensator entwickelte. Gleichzeitig (1787) baute der englische Pfarrer Bennet seinen Duplikator. Pyroelektrische Erscheinungen (s. d.) wurden von Aepinus zusammen mit Joh. Gottlieb Lehmann, die tierische Elektrizität (s. d.) von John Walsh entdeckt. Des weiteren sind an Namen, die mit der Entwicklung der Elektrostatik verknüpft sind, zu nennen: Lichtenberg, bekannt durch die nach ihm benannten Lichtenberg'schen Figuren, ferner E. G. v. Kleist, Muschenbrock und Cünäus, die fast gleichzeitig (1746) den ersten Kondensator bauten (s. Leidener Flasche), schließlich Franklin (1706—1790), populär durch die Franklinsche Tafel und den Blitzableiter (s. d.). Michael Faraday (1791—1867) stellte Untersuchungen über die elektrische Influenz an, die ihn zu der Annahme veranlaßten, daß die elektrostatischen Wirkungen einer Ladung von der Natur des raumerfüllenden Dielektrikums abhängen. Er legte damit die Grundlage zu der späteren Anschauung über die Natur der elektrischen Erscheinungen überhaupt. Die Theorie des Potentials, welche den wesentlichen Inhalt der Elektrostatik ausmacht, wurde von Green (1793 bis 1841) und Gauß (1777—1855) begründet und entwickelt. Die Faradayschen Ideen gewannen ihren vollen Wert erst, als sie J. C. Maxwell (1831—1879) in exakte mathematische Form brachte und die nach ihm benannte Maxwell'sche Theorie aufstellte. Diese Faraday-Maxwell'schen Anschauungen gewannen immer mehr an Boden und erhielten später durch die Versuche von H. Hertz (1888) noch eine besondere Stütze.

In bezug auf die genauere Darlegung der Elektrostatik muß im einzelnen auf die Sonderdarstellungen des elektrostatischen Feldes, der Potentialverteilung in Luft oder in einem Dielektrikum usw. verwiesen werden.

R. Jaeger.

Elektrostatische Kopplung s. Kopplung.

Elektrostatisches Maßsystem s. Elektrische Maßsysteme.

Elektrostatisches Telephon s. Telephon.

Elektrostenolyse. Wird ein elektrischer Strom durch enge Kapillaren geschickt, in denen sich eine Salzlösung befindet, so scheidet sich das Metall des Salzes in den Kapillaren ab. Diese von Braun entdeckte Erscheinung wurde von ihm als Elektrostenolyse bezeichnet. Sie ist mit der Kataphorese (s. d.) nahe verwandt. Die Glaswand der Kapillaren

zieht die positiv geladenen Metallionen an. Diese scheiden sich an ihr ab und bilden einen Mittelleiter, durch den der Strom geht. Löst sich das Metall an der Eintrittsstelle des Stroms elektrolitisch wieder auf, so kann der Mittelleiter nicht bis zur sichtbaren Dicke zunehmen. Ist das Metall jedoch unlöslich, so wächst er an der kathodischen Seite immer weiter an.

Güntherschulze.

Elektrostriktion. — Die elastische Deformation der Körper durch elektrische Kräfte.

Da die zur Erzeugung eines elektrischen Feldes nötigen Elektroden sich gegenseitig elektrostatisch anziehen, sobald eine Spannung an ihnen liegt, üben sie auf das zwischen ihnen liegende Dielektrikum einen Druck aus, wenn sie nicht durch die Art ihrer Befestigung daran gehindert werden. Der Druck ist bei planparallelen Elektroden durch das Quadrat des Quotienten aus der Feldstärke V und dem Elektrodenabstand d , also durch v^2/d^2 bestimmt.

Außer dieser durch äußere Kräfte bedingten Volumenänderung gibt es noch eine durch die dielektrische Verschiebung der Elektronen und Ionen im elektrischen Felde hervorgerufenen. Über diese Kräfte sagt die Thermodynamik aus: Wächst die Dielektrizitätskonstante durch äußeren Druck, so muß sich der Körper im Felde zusammenziehen und umgekehrt. Die Versuche, diesen zweiten Beitrag zur Elektrostriktion zu finden, sind wegen der Geringfügigkeit des Effekts und der vielen Störungen sehr schwierig und haben noch nicht zu eindeutigen Ergebnissen geführt.

Verhältnismäßig sehr starke Elektrostriktion bewirken ferner die elektrolytischen Ionen in Lösungen. Sie üben auf die sie umgebenden Moleküle des Lösungsmittels eine Anziehung aus, durch die das Lösungsmittel zusammengezogen, komprimiert wird. Bei wässrigen Lösungen beträgt die Kontraktion bei der Spaltung eines binären, aus zwei einwertigen Ionen bestehenden Elektrolyten in der Regel 10—12 cm. Die Theorie dieser Elektrostriktion der Ionen ist von Nernst entwickelt worden.

Güntherschulze.

Element, chemisches. Ein Stoff, der nicht in andersartige Stoffe zerlegt werden kann, oder ein Stoff, der aus nur gleichartigen Atomen besteht. Die zweite Definition ist heute die exaktere, weil die erste von den Möglichkeiten absieht, Atome zu spalten. Es ist Gegenstand der Diskussion und bedarf konventioneller Festlegung, ob der Begriff „gleichartig“ hierbei auf isotope Atomarten (s. d.) ausgedehnt werden darf oder nicht. Der heutige Gebrauch geht dahin, dies zu bejahen und die Gesamtheit mehrerer Isotopen gemeinsam als „Element“ zu bezeichnen, im Gegensatz zu den einzelnen isotopen „Reinelementen“.

Die Gesamtheit der chemischen E. ist nach ihren Eigenschaften geordnet darstellbar in dem Periodischen System (s. d.) der E.

Dieses weist bis zu seiner heutigen oberen Grenze 92 Plätze auf, von denen noch zwei unbesetzt sind. Die hier fehlenden Elemente sind noch unbekannt und wohl auch nur in sehr geringer Verbreitung zu erwarten. Vgl. Atome, Atomarten, isobare, Atomgewicht und Tabelle.

Schwab.

Elementaranalyse heißt in der organischen Chemie dasjenige analytische Verfahren, das zur Ermittlung der prozentischen Zusammensetzung einer Substanz aus den Elementen führt. Ist das Molekulargewicht der Substanz bekannt, so kann

man daraus und aus dem Ergebnis der Elementaranalyse mit Hilfe der stöchiometrischen Atomgewichte die Bruttoformel der Verbindung berechnen. Dann bleibt nur noch die Ermittlung der Bindungsverhältnisse zwischen den Atomen, die Konstitutionsbestimmung (s. Konstitution) offen und möglicherweise die Ermittlung der sterischen Anordnung der Atome (s. Optische Isomerie).

Die Elementaranalyse erfolgt durch Verbrennung der Substanz, wobei Kohlenstoff und Wasserstoff zu CO_2 bzw. H_2O werden. Die Substanz (0,15–0,3 g) wird, mit Kupferoxyd (Liebig) vermischt, in einer langen Röhre (Verbrennungsofen) in einem langsamen Luft- oder Sauerstoffstrom längere Zeit erhitzt. Die Kohlensäure wird in einem mit Ätzkali oder Natronkalk gefüllten Absorptionsgefäß und der Wasserdampf in einem Chlorkalziumrohr aufgefangen und direkt gewogen. Der Stickstoff wird nach einem sehr allgemein anwendbaren Verfahren (Azotometrie) als Gas volumetrisch gemessen, nachdem die Substanz mit Kupferoxyd gemischt unter Vorlegung einer Kupferspirale (zur Zerstörung von Stickoxyden) im Kohlen säurestrom verbrannt worden und die Kohlensäure mit Kalilauge wieder weggefangen worden ist. Er kann auch unter gewissen Umständen nach einem anderen Verfahren in Ammoniak überführt werden, z. B. durch Behandeln der Substanz mit heißer konzentrierter Schwefelsäure unter Zusatz von Quecksilber als Katalysator (Kjeldahl). Das entstandene Ammoniak wird titriert. Schwefel, Phosphor und die Halogene werden bestimmt, nachdem die organische Substanz als solche zerstört worden ist, z. B. durch Erhitzen mit rauchender Salpetersäure auf 150–300° im zugeschmolzenen Glasrohr (Carius). Die Bestimmungen können auch mikroanalytisch ausgeführt werden. *Günther.*

Näheres s. H. Simonis in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie, Leipzig 1921. 1. Bd., S. 3–121. Über Mikroelementaranalyse *ibid.* S. 130–171 und Pregl, Die quantitative organische Mikroanalyse. Berlin 1917.

Elementarladung s. Elementarquantum, elektrisches.

Elementarmagnet s. Magnetismus.

Elementarquantum, elektrisches. Auf Grund der Faradayschen elektrochemischen Äquivalenzgesetze (s. d.) schlossen Stoney und Helmholtz auf eine den Atomen der Materie anhaftende atomistisch konstituierte elektrische Ladung; wenn jedes Grammäquivalent die gleiche Elektrizitätsmenge durch den Elektrolyten führt, so trägt auch jedes einzelne elektrolytische Ion, d. h. elektrisch geladene Atom oder Radikal — gleichgültig welcher Substanz — pro Valenz dieselbe Ladung, das elektrische Elementarquantum, mit sich. Die Faraday-Maxwellsche Theorie enthält keinerlei Angaben über die Natur der Ladungen, von denen die elektrischen Kräfte ausgehen, kann daher z. B. auch keine Rechenschaft über die Vorgänge bei der Elektrolyse geben, die auf eine derartige atomistisch konstituierte Ladung hindeuten.

Die Elektronentheorie nimmt die Existenz freier, selbständig bestehender Elektronen an. Die Theorie der Elektrizitätsleitung in metallischen Leitern, vor allem aber in Gasen, baut sich auf der Annahme von Elektronen (s. d.) auf und liefert gleichzeitig einen umfassenden Beweis für die Existenz des Elementarquantums.

Da durch den Strom 1 (1 elektromagn. Einheit = 10 Ampere) in der Sekunde 1,23 cm^3 Wasserstoff

elektrolytisch abgeschieden werden, deren jeder N Moleküle, also entsprechend der Zweiatomigkeit des Wasserstoffmoleküls, 2 N Atome enthält ($N = \text{Avogadro'sche Zahl, s. d.}$), so werden pro Sekunde $2 \times 1,23 N = 2,46 N$ Ionen transportiert. Diese tragen die Ladung 2,46 $N \cdot e$ statische Einheiten, wenn jedes einzelne einwertige Atom die Elementarladung e haben soll. Mit dem aus theoretischen Überlegungen und aus Experimenten ungefähr bekannten Wert N wird e zu rund 4 bis 5×10^{-10} elektrostatischen Einheiten berechnet. Einen ähnlichen Wert liefern analoge Messungen der Elektrizitätsleitung in ionisierten Gasen.

Eine Präzisionsmessung des Elementarquantums — und damit wohl auch der Abschluß der Frage nach seiner Existenz — ist Millikan im Anschluß an eine von J. J. Thomson stammende Methode gelungen.

Einfach geladene negative Ionen und damit Träger je eines Elementarquantums waren die einzelnen Tröpfchen eines Wasserdampfnebels, der im Zwischenraume zwischen den Belegungen eines Plattenkondensators bei der Expansion von Wasserdampf unter bestimmten Bedingungen in ionisierter Luft erzeugt war. Die Gesamtladung des Nebels und die Zahl der Tröpfchen können ermittelt und daraus die Ladung je eines Tröpfchens abgeleitet werden. Besser benutzt man nur einzelne geladene Flüssigkeitströpfchen, und zwar Öl oder Quecksilber, um die bei der großen Menge der Teilchen in einem Nebel unvermeidliche Unsicherheit der Massen- und Anzahlbestimmung zu vermeiden. Die Größe der Teilchen, die zu Messungen verwendet wurden, beträgt 10^{-4} – 10^{-5} cm Radius (Millikan, Ehrenhaft u. a.). (Über die Methode der Massenbestimmung kleiner Kugeln mit Radius 10^{-3} cm siehe „Stokes Gesetz“.)

Millikan hat mit einer Genauigkeit von wenigen Promille als Größe des Elementarquantums gefunden $e = 4,774 \times 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten. Ehrenhaft und seine Mitarbeiter finden abweichende Zahlen. Sie deuten die Abweichung dahin, daß die Existenz eines Elementarquantums noch nicht feststeht s. Subelektron. Neuerdings sind viele Gründe für die abweichenden Ergebnisse Ehrenhäfts aufgeklärt worden.

Außer der Elektronentheorie und ihrer experimentellen Bestätigung gibt es eine große Zahl anderer Tatsachen und Theorien, welche die Existenz des Elementarquantums beweisen und seine Größe aus anderen physikalischen Konstanten zu berechnen gestatten. Planck zeigte den Zusammenhang zwischen den Konstanten der Strahlungsgesetze und dem Elementarquantum, Sommerfeld leitete Beziehungen zwischen der Bohrschen Atomtheorie und dem Elementarquantum ab, welche aus anderweitig experimentell bestimmbarer Größen das Elementarquantum zu berechnen gestatten. Schließlich ist die ganze Quantentheorie der Spektralserien und des daraus gefolgerten Atombaus auf der Existenz und der oben gegebenen Größe von e aufgebaut. Vgl. auch Artikel Elektron.

Auch die radioaktiven α -Strahlen haben eine genaue Messung der elektrischen Elementarladung ermöglicht. Aus der durch Szintillationszählung erhaltenen Anzahl von α -Teilchen und der von ihnen mitgeführten elektrischen Ladung ergibt sich die Ladung des einzelnen Teilchens zu $2e$, in vollkommener Übereinstimmung mit der Theorie, daß die α -Teilchen doppelt positiv geladene Heliumatome (Heliumkerne) sind. Die Ladung der β -Strahlen ist ebenfalls die des Elementarquantums.

Gerlach.

Näheres s. R. Pohl, Jahrb. d. Radioaktivität 1911; ferner Konstantinowski, Die Naturwissenschaften H. 29, 32, 1918. W. König, Die Naturwissenschaften H. 23, 1917. R. Bär, Die Naturwissenschaften H. 14|15, 1922. E. Regener, Die Naturwissenschaften H. 2, 1923. W. Gerlach, Handb. d. Phys. Bd. XXI, 1926.

Elemente des Erdmagnetismus. Die der leichten Beobachtung zugänglichen Bestimmungsstücke des erdmagnetischen Feldes, also Deklination, Inklination, Horizontalintensität. Über die Ableitung der anderen s. „Erdmagnetismus“.

A. Nippoldt.

Elinvar. Während der Elastizitätsmodul der Invar (s. unter Längenmessungen) im Temperaturbereich $+20$ bis $+60^{\circ}$ rasch ansteigt und wieder abnimmt, ist der Em. des Elinvar (mit 12% Chrom und kleinen Mengen Mangan und Wolfram) in ziemlich weiten Grenzen von der Temperatur nahezu unabhängig (Guillaume 1919). Außer für Unruhspiralen und Torsionsaufhängungen kann die Legierung für Stimmgabeln vorteilhafte Verwendung finden.

Göpel.

Elliptisch polarisiertes Licht s. Polarisiertes Licht.

Elmsfeuer. So nennt man eine Lichterscheinung, die sich bei Gewittern und sonstigen böigen Niederschlägen, auch bei Schneestürmen an emporragenden Gegenständen z. B. auf Blitzableitern, Turmspitzen, Mastbäumen u. a. bisweilen ausbildet. Das Elmsfeuer erscheint manchmal als eine Art leuchtende Haut, manchmal als leuchtendes Büschel. Das Elmsfeuer ist eine leuchtende elektrische Entladung, die bei besonders hohem atmosphärischen Potentialgefälle, wie es vor und bei Gewittern vorkommt, an allen über die Erdoberfläche spitz herausragenden Gegenständen leicht eintreten kann. Oft läßt sich auch, ebenso wie bei den Spitzenentladungen bei Influenzmaschinen, aus der Form des Elmsfeuers erkennen, ob die Spitze, auf dem es aufsitzt, positiv oder negativ elektrisch ist. In ersterem Falle erscheint ein gestieltes weit verästeltes Büschel, im letzteren Falle fast nur ein Lichtpunkt auf der höchsten Spitze. Das Elmsfeuer ist, wie auch die künstliche Spitzenentladung, eine Erscheinung der Stoßionisation: an den Spitzen ist wegen der hohen Feldstärke die Geschwindigkeit der Ionen so groß, daß sie beim Zusammenstoß mit Luftmolekülen diese selbst ionisieren. Die Stromstärken bei diesen leuchtenden Entladungen sind nicht unerheblich. Toepler schätzt sie bei büschelförmigen Elmsfeuern auf 0,1 bis 2,0 Milliampere pro qcm. Die Elmsfeuer treten häufig im Hochgebirge, manchmal auch auf dem Meere, selten in der Ebene auf. Bei Seeleuten waren sie in früherer Zeit Gegenstand abergläubischer Furcht. Der Name „Elmsfeuer“ wird auf St. Erasmus (italienisch S. Elmo) zurückgeführt, an dessen Kirchen das Phänomen im Mittelalter besonders bemerkt wurde.

V. F. Hess.

Näheres s. K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter, S. 73—81 (Verl. Gebr. Borntraeger, Berlin 1924).

Elongation der Sterne s. Digression.

Eman. Konzentrationseinheit für Radiumemanation. Ein „Eman“ entspricht $10-13 \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3}$ bzw. 0,2748 Mache-Einheiten (vgl. d. Art. Curie-Einheit).

K. W. F. Kohlrusch.

Emanation. In jeder der drei radioaktiven Zerfallsreihen (vgl. „Radioaktivität“), der Uran-Radiumreihe, der Actinium-Reihe und der Thorium-Reihe, befindet sich ein gasförmiges Umwandlungsprodukt, die sogenannte Emanation. Alle drei

Emanationen, die sich in ihrem radioaktiven Gebaren (Lebensdauer bzw. Stabilität des Atoms) wesentlich voneinander unterscheiden, bilden eine Plejade (s. d.), das heißt sie besetzen gemeinsam ein- und denselben Platz im periodischen System der Elemente; dieser trägt die Ordnungsnummer (Kernladungszahl) 86 und liegt in der letzten Stelle der nullwertigen Edelgasgruppe mit den Homologen Xenon, Krypton, Argon, Neon, Helium. Dementsprechend werden neuerdings die klangähnlichen Benennungen Radon (Rn), Actinon (An), Thoron (Thn)“ gebraucht. Die Emanationen sind somit inerte schwere Gase, deren materielle Natur am schlagendsten durch ihre Kondensationsfähigkeit bewiesen ist. Ihre Atomgewichte sind verschieden, indem der Ra Em der Wert 222, der Th Em 220, der Ac Em 218 (?) zukommt. Näheres über ihre radioaktiven Eigenschaften und charakteristischen Elementar-Konstanten siehe in dem allgemeinen Artikel „Radioaktivität“ sowie in den Spezialkapiteln „Radium-Emanation“, „Thorium-Emanation“ und „Actinium-Emanation“.

K. W. F. Kohlrusch.

Emanationsgehalt der Luft. In der Atmosphäre sind allwärts geringe Mengen von Radium- und Thoriumemanation vorhanden. Letztere ist, da ihre Lebensdauer sehr kurz ist (Halbwertszeit 54 sec) nur in den untersten Metern der Atmosphäre vorhanden. Da eines ihrer Zerfallsprodukte (ThB) etwas langsamer sich umwandelt (Halbwertszeit 10,6 Stunden), so kann dieses Produkt durch die vertikalen Luftströmungen auch in etwas größere Höhen getragen werden. Nach den Berechnungen von Wilh. Schmidt über den allgemeinen Massenaustausch in der freien Atmosphäre würde der Gehalt der Luft in ThB aber auch so rasch mit der Höhe abnehmen, daß in 100 m Höhe nurmehr $\frac{1}{80}$ der in 1 m befindlichen Mengen pro Volumeinheit zu erwarten wären.

Bei der noch langlebigeren Radiumemanation (Halbwertszeit 3,8 Tage) wäre in 10, 100 und 1000 m Höhe etwa $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{7}$ und $\frac{1}{300}$ der in 1 m Höhe befindlichen Mengen vorhanden. Experimente über die Höhenverteilung der Emanation liegen bisher noch nicht in ausreichender Zahl vor, um einen Vergleich mit den angeführten Berechnungen zu ermöglichen.

Die quantitative Bestimmung des Gehalts der Luft an Radiumemanation ist nach mehreren Methoden möglich: 1. Ausfrieren der Emanation durch Verflüssigung der Luft mit der Lindeschen Maschine (Ebert, 1903). 2. Anreicherung der Emanation in Flüssigkeiten, welche speziell für Radiumemanation bei niedrigen Temperaturen ein hohes Absorptionsvermögen besitzen, z. B. in Kohlenwasserstoffen, Petroleum, Toluol. 3. Anreicherung der Emanation in adsorbierenden festen Substanzen, z. B. in feinstgepulverter gekühlter Holzkohle (Mache und Rimmer) oder in Kokosnußkohle (A. S. Eve, J. Satterly). Bei allen diesen Methoden muß das Durchströmen der emanationshaltigen Luft durch die absorbierende Substanz hinreichend langsam erfolgen, um fast vollständige Absorption zu ermöglichen. Bei dem geringen Emanationsgehalt der Freiluft ist daher die Dauer des Durchströmens meist mit einigen Stunden bemessen worden. Die absorbierten Mengen werden nach Beendigung der Aspiration gewöhnlich durch Erhitzen des Absorbers verflüchtigt und im Zirkulationsstrom in ein Ionisationsgefäß übergeführt, wo sie in der üblichen Weise durch ihren Ioni-

sationseffekt gemessen werden. Länger dauernde, verlässliche Versuchsreihen liegen bis jetzt vor von Eve in Montreal, Satterly in Cambridge, Wright und Smith in Manila, Ashman in Chicago, S. Olujic in Freiburg (Schweiz), E. Schweidler in Seeham, R. Zlatarovic in Innsbruck, W. Kosmath in Graz, und von A. Wigand bei Fahrten im Flugzeug bis 4 km Höhe. Der letztgenannte Autor hat die oben unter 1. genannte Methode für Flugzeugbeobachtungen soweit verbessert, daß Aspirationszeiten von 10 min. zur Ansammlung ausreichen. Im Mittel ergibt sich, daß in der Luft pro ccm eine Radiumemanationsmenge von etwa 130·10⁻¹⁸ Curie enthalten ist.

Dieser Wert entspricht den mittleren Verhältnissen über Festland. Über dem Meere liegen Beobachtungen des Emanationsgehalts nach direkten Methoden nicht vor. Doch ergab sich indirekt, d. h. durch quantitative Messung des Gehalts an Radiuminduktionen bei den mehrjährigen Beobachtungsreihen des Carnegie-Instituts (L. A. Bauer, S. W. Mauchly usw.), daß der Emanationsgehalt über den landfernen Regionen des Großen Ozeans nur etwa $\frac{1}{100}$ des oben genannten mittleren Wertes über Festland beträgt. Die Variationen des Emanationsgehalts an einem und demselben Ort sind recht beträchtlich. Oft verhalten sich Minimum zu Maximum wie 1:10. Wright und Smith stellten fest, daß der tägliche Gang des Emanationsgehalts im wesentlichen von der Windbewegung bestimmt ist. In der Nacht, d. h. bei Windstille reichert sich die Emanation in den bodennahen Schichten an, während zur Zeit der maximalen Luftdurchmischung (nach Mittag) die Emanation auf größere Lufträume sich verteilt. Außerdem hat die Bodendurchlässigkeit großen Einfluß auf den Emanationsgehalt der untersten Luftschichten. Starke Besonnung erhöht den Gehalt, da hierdurch das Austreten der emanationsreichen Bodenluft begünstigt wird. Ebenso wirkt Fallen des Luftdrucks. Verstopfung der Bodenkapillaren durch schmelzenden Schnee und durch Regen hindert den Austritt der Emanation in die Luft.

V. F. Heß.

Näheres s. V. F. Heß: Die elektr. Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen, § 20 u. § 21 (Vieweg, 1926).

Emanatorium. Zur Ausführung von Inhalationskuren wird Ra-Emanation in größere geschlossene Kabinen oder Zimmer gebracht, deren Luft zur Entfernung der ausgeatmeten Kohlensäure, sowie zum Ersatz des eingeatmeten und verbrauchten Sauerstoffs und der Emanation ständig entsprechend gereinigt und regeneriert wird. Die Emanation entstammt entweder künstlichen Radiumlösungen, denen sie durch ein Quirlverfahren entnommen wird, oder sie wird aus emanationshaltigen (Thermal-) Quellen gewonnen, deren Wasser durch ein Berieselungs- oder Zerstäubungsverfahren auf große Oberflächen verbreitert und dabei entgast wird. K. W. F. Kohlrusch.

Emanierungsvermögen. Das ist die Fähigkeit radioaktiver Präparate, ihre Emanation abzugeben. Die inverse Eigenschaft, die Emanation festzuhalten, wird Okklusionsvermögen genannt. Das Emanierungsvermögen hängt bei radioaktiven Salzen von der Natur des Salzes, von der Temperatur und Oberflächenbeschaffenheit, Feuchtigkeit usw. ab. Tiefe Temperaturen, Dicke der Schicht, Trockenheit des Salzes, Grobkörnigkeit begünstigen die Okklusion und verringern das

Emanierungsvermögen. Sekundäre Prozesse, wie das Auftreten chemischer oder physikalischer Modifikationen des Salzes machen die Abhängigkeit noch unübersichtlicher. Im allgemeinen emanieren Karbonate und Sulfate weniger als Oxyde, Hydroxyde, Bromide und Chloride; Actinium-Präparate haben cet. par. ein viel größeres Emanierungsvermögen als Radium- und Thorium-Präparate. In letzter Zeit ist es gelungen, feste Präparate (unter Zusatz von FeCl₃ und Ammoniumkarbonat) herzustellen, die bis 99% ihres Em-Gehalts emanieren.

K. W. F. Kohlrusch.

Emanium s. Actinium.

Emanometer s. Fontaktoskop.

Emissionspektrum s. Spektrum.

Emissionsvermögen. Wird die von einem schwarzen Körper der Temperatur T bei der Wellenlänge λ emittierte Energie gleich 100 gesetzt, so ist das Emissionsvermögen eines beliebigen Strahlers der Prozentsatz der relativ zum schwarzen Körper bei gleicher Temperatur und Wellenlänge ausgestrahlten Energie. Das Emissionsvermögen ist für alle Temperaturstrahler — mit Ausnahme von schwarzen und grauen Körpern und (für einen weiten Glühbereich auch) von Platin — eine Funktion der Wellenlänge. Ob das relative Emissionsvermögen sich mit der Temperatur verändert, kann als nicht sicher betrachtet werden. Das Emissionsvermögen ist nicht nur eine Materialeigenschaft, sondern auch abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit. Da bei freistrahenden Metallflächen das Cosinus-Gesetz nicht allgemein erfüllt ist, kann das Emissionsvermögen auch von dem Ausstrahlungswinkel abhängen. Man muß also zwischen dem Emissionsvermögen der gesamten Strahlung und dem Emissionsvermögen unter einem bestimmten Winkel unterscheiden. S. auch Kirchhoffsches Gesetz. Nach diesem ist das Emissionsvermögen eines Temperaturstrahlers gleich dem Produkt aus dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers und dem Absorptionsvermögen des Temperaturstrahlers. Tabellen s. Landolt-Börnstein, 5. Aufl. unter „Strahlungskonstanten“. Gerlach.

EMK = Elektromotorische Kraft s. d.

Emmetrop s. Brille.

Empfänger. Einrichtungen der drahtlosen Telegraphie, welche in Verbindung mit einer Antenne, zur Aufnahme der von einem Sender ausgestrahlten elektrischen Schwingungen dienen. Je nach der Anzahl der in der Schaltung vorhandenen Schwingungskreise unterscheidet man Primär-, Sekundär- oder Tertiärempfänger.

Beim Primärempfänger ist nur ein Schwingungskreis, der Antennenkreis, vorhanden, er ist beim Rahmenempfang ein geschlossener, beim Empfang mit Hochantenne ein offener Kreis. Bei der Aufnahme ungedämpfter Schwingungen erhält man die größte Nutzleistung, wenn der Empfänger auf die Senderschwingungen abgestimmt ist und wenn der Widerstand des im Kreise liegenden Detektors gleich der Summe aller anderen im Antennenkreis vorhandenen Widerstände ist (Strahlungswiderstand, Erdwiderstand, Ohmsche Widerstände usw.). Beim Empfang gedämpfter Schwingungen ist zur Erzielung der größten Nutzleistung nur die Widerstandsbedingung eine etwas andere, sie erfährt eine Korrektur durch die logarithmischen Dekremente der Sender- und der Empfangsantenne.

Beim Sekundärempfänger wird mit dem Antennenkreis ein meist abstimmbarer zweiter Kreis

gekoppelt, in den nun der Detektor geschaltet wird. Die Bedingungen für die günstigste Nutzleistung werden dadurch entsprechend geändert.

Schaltet man zwischen den Antennenkreis und den Detektor noch einen dritten abstimmbaren Schwingungskreis, so spricht man von einem Tertiärempfänger. In Verbindung mit diesen einfachen Empfangsschaltungen werden meistens noch Hoch- und Niederfrequenzverstärker benutzt. Weitere Angaben über Empfängerschaltungen siehe unter Empfang ungedämpfter und gedämpfter Schwingungen, Schwebungsempfang, Peilempfänger, gerichteter Empfang und Doppelpfang. *E. Alberti.* Näheres s. Rein, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Empfang gedämpfter Schwingungen. Der Empfang elektrischer Schwingungen erfolgt in drei Stufen: der Energieentziehung aus dem ankommenden elektromagnetischen Felde, der Umsetzung in hochfrequente Wechselströme möglichst großen Energiebetrages und der Umwandlung der Hochfrequenzschwingungen in Gleich- oder niederfrequenten Wechselstrom. Während die ersten beiden Aufgaben von den Empfangsanordnungen (Antenne, Empfänger) für gedämpfte und für ungedämpfte Schwingungen nahezu in der gleichen Art gelöst werden, besteht bei der Umwandlung in Gleich- oder niederfrequentem Wechselstrom ein wesentlicher Unterschied für die beiden Schwingungsarten.

Bei gedämpften elektrischen Schwingungen ist jede Art von Wellenanzeiger (auch Detektor oder Indikator genannt) anwendbar, in erster Linie jedoch Kristalldetektoren und Elektronenröhren in entsprechender Schaltung (hauptsächlich der Audionschaltung). Die vom Sender ausgestrahlten gedämpften Schwingungen haben zwei Frequenzen, eine Hochfrequenz und eine meist im Hörbereich des menschlichen Ohres liegende Nieder- oder Mittelfrequenz. Durch die Wellenanzeiger wird die hörbare Frequenz allein wahrnehmbar gemacht, und zwar entweder akustisch mit Telephon, Telephonograph, Lautsprecher oder dgl. oder optisch z. B. mit Lichtschreibern oder mechanisch mit Farbschreibern usw., die letzten hauptsächlich für Schnellbetrieb. S. Näheres unter Empfänger und Empfang ungedämpfter Schwingungen. *E. Alberti.*

Empfang ungedämpfter Schwingungen. Mit einem Empfänger aufgenommene ungedämpfte elektrische Schwingungen können im Gegensatz zu gedämpften Schwingungen nicht mit jedem beliebigen Wellenanzeiger wahrnehmbar gemacht werden. Sollen sie hörbar wiedergegeben werden, so benutzt man besonders für diesen Zweck geeignete Unterbrecher, wie Ticker, Schleifer, Tonrad usw., die eine Ventilwirkung von ausgesprochener Tonfrequenz besitzen. Oder man überlagert der von außen aufgenommenen Schwingung eine zweite ungedämpfte Schwingung, deren Frequenz so zu wählen ist, daß die aus beiden Schwingungen entstehenden Schwebungen im Hörbereich des menschlichen Ohres liegen (Schwebungsempfang). Die akustische Wiedergabe ist jedoch nur anwendbar, solange die ungedämpften Schwingungen zur Übertragung von Morsezeichen dienen, deren Geschwindigkeit einer übertragenen Wortzahl bis zu etwa 30 pro Minute entspricht. Bei größeren Geschwindigkeiten, die für einen Schnellbetrieb erforderlich sind, benutzt man Lichtschreiber, Phonoschnellschreiber (Aufzeichnung auf eine Grammophonplatte), Kerrzellen und ähnliche Einrichtungen. S. auch Empfänger und Empfang gedämpfter Schwingungen. *E. Alberti.*

Empfangsteiler s. Doppelpfang.

Empfindliche Farbe s. Polarimeter.

Empfindliche Flamme s. schallempfindliche Flamme.

Empfindlicher Bezirk s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Empfindlichkeit s. Sensibilität.

Empfindlichkeit des Auges s. Augenempfindlichkeit.

Empfindlichkeit des Ohres. Sie kann als der reziproke Wert der Schwellenintensität (s. Schwellenwerte) definiert werden. Man hat den Schwellenwert auf verschiedene Weisen zu bestimmen versucht. Wenn diese Bestimmungen im einzelnen auch noch stark der Nachprüfung bedürfen, so scheint doch wenigstens die Größenordnung zweifelsfrei festgelegt.

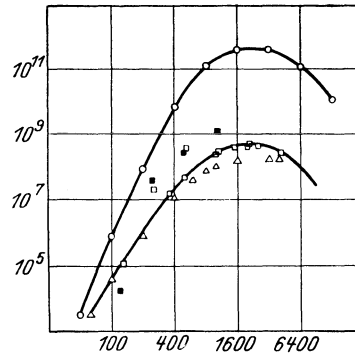


Fig. 1. Empfindlichkeitskurven des Ohres.

Unter günstigsten Bedingungen dürfte die Energieschwelle rund ein hundertmilliontel $\text{erg/cm}^2 \text{ sec}$ (s. Schallintensität) betragen.

Toepler und Boltzmann einerseits und Rayleigh andererseits bestimmten die für eine Tonempfindung notwendige Luftamplitude im Ohre aus den Entfernungen, in denen Pfeifen eben noch hörbar waren, wenn außerdem die Amplitudenwerte in der Nähe der Pfeifen oder die hineingesteckte Energie bekannt waren. Toepler und Boltzmann fanden noch verhältnismäßig hohe Werte, gaben aber selbst an, daß die Bedingungen ungünstig waren. Rayleigh fand für eine Pfeife von 2730 Schwingungen eine Schwellenamplitude von rund ein milliontel Millimeter. Mit Hilfe einer Telephonmethode fand M. Wien rund den zehnten Teil davon. Ostmann hat als Grenzamplituden für Stimmgabelschwingungen, bei denen die Schwingungen unhörbar werden, folgende Werte in milliontel Millimeter gefunden:

Tonhöhe der Gabel	C	c	c ₁	c ₂	c ₃	c ₄
Grenzamplitude . . .	71000	4700	316	21	1,4	0,09

Als Grenzwert der Druckschwankung fand M. Wien rund ein milliontel Millimeter Quecksilber.

Ausführliche Meßreihen über weite Tonbereiche hin sind namentlich von M. Wien und von amerikanischen Forschern durchgeführt worden. In Figur 1 sind die Resultate zusammengestellt. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen der Töne aufgetragen, von 25 bis 25600 (Contra-gis bis gis⁷), als Ordinaten die reziproken Werte der Schwellenintensitäten (gemessen in $\text{erg/cm}^2 \text{ sec}$), beides in logarithmischem Maßstab. Die obere Kurve ist die M. Wiensche Kurve und die untere gibt ungefähr die Mittelwerte aus den amerikanischen Messungen an. Die mit Dreiecken bezeichneten Werte stammen von Fletcher und Wegel, die mit geschwärzten Quadraten bezeichneten von Cl. M. Swan, die mit Quadraten bezeichneten von F. W. Kranz und die mit Kreisen bezeichneten von M. Wien. Die Diskrepanzen zwischen der Wienschen und der amerikanischen Kurve sind noch nicht völlig aufgeklärt.

Wird die Intensität eines Tones mehr und mehr gesteigert, so tritt schließlich zu der Tonempfindung ein Fühlen der Schwingungen bzw. eine direkte Schmerzempfindung hinzu. Auch für diese Schmerzempfindung sollen sich die Schwellenenergien ziemlich genau festlegen lassen. In Figur 2 ist die untere Kurve die Schwellenwertskurve der Tonempfindung, die obere die Schwellenwertskurve der Schmerzempfindung. Als Ordinaten sind jetzt die Schallintensitäten aufgetragen, nicht mehr (wie in Figur 1) ihre reziproken Werte. Die Schnittpunkte der beiden Kurven markieren die untere und obere Hörgrenze (s. d.), etwa 20 bzw. 20000 Schwingungen pro Sekunde. Innerhalb der von den beiden Kurven eingeschlossenen Fläche (Hörfläche) liegen sämtliche Töne, die der Mensch hören kann. Ihre Anzahl läßt sich größenordnungsmäßig berechnen, wenn noch die Unterschiedsschwellen der Intensität und der Tonhöhe bekannt sind (s. Schwellenwerte). Man kommt hierbei auf eine Zahl von etwa 300000. Es ist auch versucht worden, mit Hilfe der Hörflächen ein exaktes Maß für den Grad der Schwerhörigkeit zu schaffen.

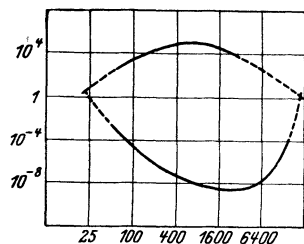


Fig. 2. Schwellenwertskurven der Tonempfindung und der Schmerzempfindung.

E. Waetzmann.
Näheres s. E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. 26, 740, 1925.

Empfindlichkeit der Waage. s. Waage, Gleicharmige.

Empfindlichkeit, photographische s. Sensitometrie photographischer Schichten.

Empirie bedeutet Erfahrung (griechisch *ἐμπειρία*) und kennzeichnet die Methode der Erfahrungserkenntnis. Das Wort hat gelegentlich einen Klang von „Probieren“ an sich; doch ist die empirische Methode heute allgemein als für alle Naturwissenschaft notwendig anerkannt, und die theoretische Methode (von *θεωρία* das Anschauen, das Forschen durch Nachdenken) wird nicht mehr als mit ihr unvereinbarer Gegensatz angesehen. Im Gegensatz beruht alles Forschen auf richtiger Vereinigung empirischer und theoretischer Methoden, von Beobachtung und Denken.

Reichenbach.

Emulsionen. Lösen wir Gummigutt oder Mastix in Wasser, so werden diese Substanzen nicht in ihre Molekeln zerlegt, sondern in Molekelkomplexe, die so groß sind, daß sie unter einem guten Mikroskop wahrgenommen und ihre Größe gemessen werden kann. Derartige Lösungen nennt man Emulsionen. Das Äquipartitionsprinzip (s. dieses) lehrt, daß die mittlere Energie der fortschreitenden Bewegung eines Teilchens von seiner Masse und Größe unabhängig ist. Wir können es daher auch auf emulgierte Teilchen anwenden. Wir können vom osmotischen Druck (s. d.) einer Emulsion sprechen. Unter dem Einfluß der Schwere müssen sich die Emulsionsteilchen ähnlich anordnen wie die Molekeln eines Gases. Da die Emulsionsteilchen im Vergleich zu den Molekeln des Lösungsmittels sehr groß sind, so erhalten sie einen dem Archimedisches Prinzip entsprechenden Auftrieb. Hat die emulgierte Substanz die Dichte σ , das Lösungsmittel σ' , so haben wir für statische

Probleme der emulgierten Substanz die scheinbare Dichte $\sigma - \sigma'$ einzuführen.

Die Abnahme der Dichte ρ mit der Höhe ist für ein Gas durch die Gleichung $\ln \frac{\rho}{\rho_0} = -\frac{Mg}{RT} x$ gegeben, wenn ρ_0 die Dichte in der Höhe $x = 0$, M das Molekulargewicht, g die Beschleunigung der Schwere, R die Gaskonstante (s. d.), T die absolute Temperatur bedeutet. Suchen wir für zwei verschiedene Gase die Höhe für dasselbe Verhältnis $\frac{\rho}{\rho_0}$ auf, so muß $\frac{Mg}{RT} x = \frac{M'g}{RT} x'$ oder $Mx = M'x'$ sein. Die Molekulargewichte M und M' verhalten sich wie die Massen m und m' der entsprechenden Molekeln. Wenden wir dies auf ein Gas und eine Emulsion an, so haben wir zu berücksichtigen, daß das Gewicht $M'g$ in obiger Formel um den Auftrieb zu vermindern ist und wir weiterhin für die Masse m' des Emulsionsteilchens den Wert $m' \frac{\sigma - \sigma'}{\sigma}$ zu setzen haben. Wir können also auch schreiben $m'x = m' \frac{\sigma - \sigma'}{\sigma} x'$. Wir wollen diese Gleichung so

anwenden, daß wir für x jene Höhe einsetzen, in der die Dichte des Gases (der Emulsion) auf die Hälfte der Anfangsdichte ($x = 0$) gesunken ist. Diese Höhe läßt sich z. B. für Wasserstoff berechnen. Desgleichen sind wir in der Lage, mit Hilfe des Mikroskops die Höhe x' zu bestimmen, in welcher die Konzentration der Gummiguttteilchen auf die Hälfte abnimmt (Perrin). Ebenso läßt sich durch mikroskopische Messung m' die Masse eines Gummiguttteilchens ermitteln. In der letzten Gleichung sind also alle Größen bis auf die Masse m der Wasserstoffmolekel bekannt, so daß diese sich berechnen läßt, wodurch auch die Loschmidtsche Zahl (s. d.) gegeben ist, die auf diese Weise von gleicher Größenordnung wie nach anderen Methoden erscheint.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Ph. IX. 466.

Emulsionen, Photographische. Eine photographische Emulsion (Bromsilber- oder Chlor-silber-Em.) entsteht durch Mischen einer Alkalihalogen-Gelatinelösung mit Silbernitratlösung. Die theoretischen Grundlagen sind noch sehr lückenhaft. Man arbeitet nach empirischen Rezepten. Um höhere Empfindlichkeiten zu erreichen, müssen die Emulsionen gereift werden, d. h. sie müssen einer im allgemeinen mehrere Stunden dauernden Digestion unterworfen werden. Man unterscheidet nach dem Herstellungsverfahren zwei Hauptgruppen von Emulsionen: Ammoniak- und Kochemulsionen. Bei den Ammoniakemulsionen wird das einzutragende Silbernitrat in Silberoxydammoniak übergeführt. Die Kochemulsionen werden dagegen in neutraler bzw. saurer Lösung hergestellt. Bei der Reifung wird das Bromsilber sowohl in seinem physikalischen als auch in seinen chemischen Eigenschaften verändert: Physikalische und chemische Reifung. Die physikalische Reifung bewirkt eine Vergrößerung der Bromsilberkristalle und die chemische Reifung verändert zu einem sehr geringen Bruchteil das Bromsilber in andere Silberverbindungen, wahrscheinlich vor allem in Schwefelsilber (vgl. latentes Bild).

Näheres s. J. C. Eder, Handb. d. Phys. III, 2, S. 360ff.

Struktur. Eine photographische Halogensilberemulsion ist kein einheitliches Gebilde: sie besteht aus einzelnen Bromsilberkörnern. Das Bromsilber-

korn ist das Individuum der Emulsion, dessen Eigenschaften das Verhalten der Emulsion weitgehend bestimmt. Die Bromsilberkörner sind kristallinischer Struktur und erscheinen in der mikroskopischen Beobachtung rund (kleine Körner), als regelmäßige Sechsecke und als Dreiecke mit abgestumpften Ecken (große Körner). Körner unempfindlicher Emulsionen haben im allgemeinen einen Durchmesser von 1—2 μ , Körner hochempfindlicher Emulsionen können Durchmesser von 5—10 μ haben. Nicht nur die Körner verschiedener Emulsionen, sondern auch die Körner ein und derselben Emulsion können sehr verschieden in Größe und Form sein. Über die Verteilung der Korngrößen in einer Emulsion sind verschiedene mathematische Beziehungen aufgestellt worden. Unempfindliche Emulsionen haben einheitliche, hochempfindliche Emulsionen haben sehr verschiedenartige Körner. Eine große Rolle für die Eigenschaften der Bromsilberkörner dürften Adsorptionserscheinungen spielen. *Meidinger.*

Näheres s. Gehrcke, Handb. d. phys. Optik, Kap. Die Bromsilberplatte, J. A. Barth, Leipzig 1927. Dort siehe weitere Literatur.

Enantiomorph, Orthomorph. Orthomorph oder enantiomorph nennt man einen Körper um folgender Transformationseigenschaften willen: findet sich für einen Körper zu jedem

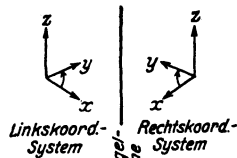


Fig. 1. Orthomorphe Körper.

Rechtskoordinatensystem (Fig. 1) ein *identisch* beschreibendes Linkskoordinatensystem, so ist das Urbild von dem Spiegelbild nicht zu unterscheiden und heißt orthomorph, andernfalls ist es von ihm verschieden und heißt enantiomorph. Orthomorph oder enantiomorph ist also ein Körper, je nachdem seine Symmetriegruppe als Symmetrieebene eine Spiegelung enthält oder nicht. Von großem Interesse ist die Enantiomorphie sowohl für gewisse

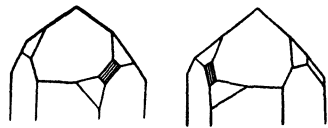


Fig. 2. Enantiomorphe Kristalle.

physikalische (Drehung der Polarisationssebene) wie auch gewisse stereochemische Fragen. Z. B. sind zwei enantiomorphe Kristalle (Fig. 2) spiegelbildlich gleich. Jeder besitzt dieselben Elemente wie der andere, kann aber in keiner Stellung mit ihm zur Deckung gebracht werden. *v. Staal.*

Enantiomorphie. Natürlich aktive Kristalle erscheinen meist in rechts- und linksdrehenden Individuen; ihre Drehrichtung ergibt sich dann oft aus der Enantiomorphie der Kristalle, die sich in der geometrischen Kristallausbildung durch das Auftreten hemiedrischer, an den verschiedenen Individuen entgegengesetzt geordneter Flächen kenntlich macht. Ein solcher Kristall hat eine geometrische Form, welche keine einzige Symmetrieebene besitzt. Die beiden zusammengehörigen hemiedrischen Formen zeigen dann die Eigenschaft, daß die beiden Hälftgestalten auch nicht durch eine Änderung der Stellung der einen zur Deckung gebracht werden

können. Von zwei solchen enantiomorphen Formen ist demnach die eine das Spiegelbild der anderen. *Schönrock.*

Endmaße s. Längenmessungen.

Endodyne s. Audion.

Endogene Vorgänge. Die Dynamik des Landes wird in erster Linie von Kräften beherrscht, die geophysikalischer Natur, also durch die physikalischen Eigenschaften des Erdkörpers als Ganzem bedingt sind. Da ihr Sitz meist im Inneren der Erde (unterirdische Kräfte) liegt, so bezeichnet man die durch sie hervorgerufenen Wirkungen in der Geographie als endogene Vorgänge, denen man die exogenen (s. d.) gegenüberstellt.

Endogene Vorgänge sind z. B. Gestaltsveränderungen des Erdkörpers, Bewegungen der Erdkruste, wie Dislokationen (s. d.), Niveauveränderungen (s. Strandverschiebungen) und Erdbeben, sowie Bewegungen des Magmas, vor allem vulkanische Ausbrüche (s. Vulkanismus). Die endogenen Erscheinungen sind zwar vielfach mit Zerstörung verbunden, aber hauptsächlich wirken sie doch aufbauend. Sie gestalten die Kontinente, türmen die Gebirge auf und schaffen somit die großen Züge im Antlitz der Erde. Da ihre Wirkung sich also wesentlich in der Hervorbringung von Unebenheiten äußert, so halten sie damit den abtragenden exogenen Vorgängen in gewissem Sinne das Gleichgewicht. *O. Baschin.*

Endotherm sind Vorgänge — chemische Reaktionen — bei deren Ablauf Wärme gebunden oder aufgenommen wird, bei denen also

$$dQ > 0.$$

Im allgemeinen ist dann, wenigstens für chemische Reaktionen, auch

$$-dU > 0,$$

also die Zunahme der Gesamtenergie, die Wärmetönung, negativ.

Im Rahmen des ersten Hauptsatzes wäre der Fall denkbar, daß die Arbeitsleistung die negative Wärmetönung aufwiegt, so daß eine ohne Arbeitsleistung endotherme Reaktion durch die geleistete Arbeit exotherm wird. In Elementarprozessen ist das z. B. bei der Chemilumineszenz unter Mitwirkung der thermischen Energie des Strahlers verwirklicht, für makroskopische — statistische — Vorgänge schließt es aber der zweite Hauptsatz aus.

Schwab.

Endröhre (Verstärkung elektrischer Ströme), Röhre für die letzten Stufen von Verstärkern für el. Ströme. Infolge der mit der Anzahl der Stufen des Verstärkers steigenden Leistung müssen die Endröhren eine größere Emission oder größere Anodenspannung als die Röhren der ersten Stufen (Anfangsröhren) haben. *H. Rukop.*

Energetisch-photometrische Beziehungen. I. Folgerungen aus den Untersuchungen über die „Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge“ (s. d.). In der praktischen Photometrie wählt man fast ausschließlich eine hinreichend große Helligkeit, bei welcher von den beiden Netzhautelementen: den Zapfen und Stäbchen nur die ersteren (s. „Farbentheorie von Kries“) wirksam sind. Im folgenden wollen wir deshalb eine *hinreichend große Helligkeit* voraussetzen. Wenn wir wieder die Zapfenempfindlichkeit für die Wellenlänge λ (Kurve a in „Augenempfindlichkeit“) mit

$$\varphi_\lambda$$

bezeichnen, ergibt sich aus den Untersuchungen über die Augenempfindlichkeit folgendes:

Die subjektive Wirkung einer monochromatischen Strahlung auf das Auge ist gerade so groß, als ob sich vor der Netzhaut eine (hypothetische) Schicht befände, welche alle nicht sichtbaren Wellenlängen absorbiert und von jeder beliebigen sichtbaren Wellenlänge λ einen φ_λ gleichen Bruchteil durchläßt, und als ob gleich große auf die Netzhaut auffallende Energieströme verschiedener Wellenlänge die Zapfen gleich stark erregen würden.

Dieselbe Schlußfolgerung gilt auch für eine gemischte Strahlung. Denn das Gesetz von der „Additivität der Helligkeitsempfindungen“, nach welchem die Wirkung eines Farbgemisches gleich der Summe der Wirkungen der einzelnen Komponenten ist (vgl. Gleichungen 4, 4a, 4b) gilt nach Ives (1912), Tieft (1912), Priest (1924) für das Gleichheits- und Kontrastphotometer innerhalb weniger Prozent, für das Flimmerphotometer innerhalb eines Prozent mit einiger Sicherheit.

Es sei nun L_λ eine monochromatische Lichtquelle der Wellenlänge λ , und es sei ferner G_λ der Energiestrom, welchen L_λ einer beliebigen Fläche, z. B. einer den Strahler L_λ vollständig umschließenden Fläche F , zustrahlt. Nach obigem messen wir mit dem Auge von G_λ nur den Anteil $\varphi_\lambda G_\lambda$, gerade so als ob L_λ nicht den Energiestrom G_λ ausstrahlt, sondern den Energiestrom

$$\varphi_\lambda G_\lambda.$$

Diesen Betrag nennen wir in Anlehnung an Blondel den energetisch-physiologischen Lichtstrom oder kurz den Energie-Lichtstrom von L_λ .

Den photometrischen Wert von $\varphi_\lambda G_\lambda$, den wir mit Φ_λ bezeichnen wollen, erhalten wir, wenn wir L_λ unter Ausföhrung einer photometrischen Messung mit einer „Einheitslichtquelle“ (s. d.) oder einer Normallampe (s. „Zwischenlichtquellen“) vergleichen. Diesen photometrischen Wert nennt man den photometrischen Lichtstrom oder kurz Lichtstrom, und zwar ergibt sich, da Φ_λ den Größen φ_λ und G_λ proportional ist

$$(1) \quad \Phi_\lambda = \kappa \varphi_\lambda G_\lambda$$

wo κ eine ganz bestimmte von der Wahl der Einheiten für Φ_λ und G_λ abhängige Konstante ist.

Dementsprechend sagen wir:

Die Lichtquelle L_λ sendet der Fläche F den Lichtstrom $\Phi_\lambda = \kappa \varphi_\lambda G_\lambda$ zu.

In der praktischen Photometrie wird Φ_λ in Lumen (Lm) — s. „Photometrische Größen und Einheiten“ — der Energiestrom meist in Watt gezählt.

Ist speziell

λ_{\max} die Wellenlänge der größten Zapfenempfindlichkeit (= rund $555 \mu\mu$), so ist der Definition gemäß

$$\varphi_{\lambda_{\max}} = 1;$$

für $\lambda = \lambda_{\max}$ geht demnach Gleichung (1) über in (1a)

$$\kappa = \Phi_{\lambda_{\max}} / G_{\lambda_{\max}}$$

Der Umrechnungsfaktor κ von energetischem auf photometrisches Maß ist mithin gleich der Anzahl Lumen, welche ein monochromatischer Strahler der Wellenlänge λ_{\max} (Gelbgrünstrahler oder Maximalstrahler, s. unten Nr. 2) pro Watt ausstrahlt; mit anderen Worten: κ ist gleich demjenigen Lichtstrom in Lumen, welcher dem vom Strahler der Wellenlänge λ_{\max} ausgestrahlten Energiestrom 1 Watt äquivalent ist. Die Größe κ wird von der Amerikanischen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft als Sichtbarkeitskoeffizient

für die Wellenlänge λ_{\max} bezeichnet. Der reziproke Wert

$$(1b) \quad m = 1/\kappa$$

ist demnach gleich demjenigen Energiestrom des Strahlers der Wellenlänge λ_{\max} in Watt, welcher einem Lumen äquivalent ist. Er wird als das mechanische Äquivalent des Lichtes (s. auch „Äquivalent des Lichtes, mechanisches“) bezeichnet.

Es sei jetzt, um gleich zum allgemeinsten Fall überzugehen, L eine beliebige Lichtquelle, welche alle Grade der Wellenlängen, z. B. sogenanntes weißes (farbloses) Licht, aussendet, und zwar sei $G_\lambda d\lambda$ der im Wellenlängenbereich λ und $\lambda + d\lambda$ von L nach F gesandte Energiestrom. Alsdann ist der von L nach F gestrahlte Gesamtenergiestrom G

$$(2) \quad G = \int_0^\infty G_\lambda d\lambda,$$

der sichtbare Energiestrom G_1

$$(3) \quad G_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} G_\lambda d\lambda$$

und es ist ferner unter der bereits erwähnten Annahme, daß sich die von den einzelnen Spektralbezirken hervorgerufenen physiologischen Wirkungen addieren, gemäß Gleichung (1) der gesamte von L auf F gestrahlte Lichtstrom

$$(4) \quad \Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda G_\lambda d\lambda$$

oder wenn wir zur Abkürzung

$$(4a) \quad \psi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda G_\lambda d\lambda$$

setzen

$$(4b) \quad \Phi = \kappa \psi.$$

Hierin sind λ_1 und λ_2 die äußersten sichtbaren Wellenlängen, und zwar wird λ_1 gewöhnlich zu 380 bis 400 $\mu\mu$, λ_2 zu 700 bis 800 $\mu\mu$ angenommen.

Trotz der unsicheren Grenzen für λ_1 und λ_2 ist ψ eine auf Bruchteile eines Prozents genau definierte Größe, da φ_λ schon bei 400 und 700 $\mu\mu$ praktisch gleich Null ist. Dagegen ist G_1 keine genau definierbare Größe (s. die Schlußbemerkung über die Zahlenbeispiele für den optischen Nutzeffekt in der nachstehenden Nummer 2b).

Erweitert man die rechte Seite von Gleichung (4b) mit G_1 und setzt $\kappa\psi/G_1 = \kappa'$, so wird

$$(4c) \quad \Phi = \kappa' G_1,$$

wo κ' für gleichfarbige Lichtquellen den gleichen Wert hat. (Anwendung s. „Photometrie, objektive“, Nr. 2.)

Die Größe ψ ist, entsprechend den Größen $\varphi_\lambda G_\lambda$, aus denen sie durch Integration hervorgeht, der gesamte Energie-Lichtstrom von L . Sie läßt sich experimentell darstellen, wenn man zwischen L und F ein der hypothetischen Netzhautschicht nachgebildetes Absorptionsfilter einschaltet. (Anwendung s. „Photometrie, objektive“, Nr. 3.)

Der sich für den Strahler der Wellenlänge λ_{\max} ergebende Umrechnungsfaktor κ läßt sich nach Gleichung (4b) auch schreiben

$$(4d) \quad \kappa = \Phi / \psi$$

d. h. es ist, bezogen auf eine beliebige Lichtquelle L , κ auch der Lichtstrom in Lumen pro Watt des Energie-Lichtstromes (pro Licht-Watt nach Ivescher Bezeichnung); demnach ist gemäß Gleichung (1b) das mechanische Lichtäquivalent $m = 1/\kappa$ auch der Energie-Lichtstrom in Watt (die Anzahl Licht-Watt) pro Lumen.

Ist speziell L_n eine nach allen Richtungen mit der Lichtstärke 1 Hk leuchtende punktförmige Lichtquelle von derselben spektralen Zusammensetzung wie die Hefnerlampe, ist ferner F_n ein 1 qm großes Stück einer um L_n mit dem Radius 1 m beschriebenen Kugelfläche, also eine Fläche, die von L_n aus gesehen unter dem räumlichen Winkel 1 erscheint, so ist nach Nr. 2 in

„Photometrische Größen und Einheiten“ $\Phi_n = 1$ Lumen. Bezeichnet man den von L_n auf F_n gestrahlten Energie-Lichtstrom mit Ψ_n , so ist

(4e) $m = 1/\kappa = \Psi_n.$

2. Anwendung auf den schwarzen Körper. a) Der von 1 cm^2 bei der absoluten Temperatur T in die hemisphärische Umgebung, d. h. in den Raumwinkel 2π (s. „Raumwinkel“) ausgesandte Gesamtenergiestrom G (Gleichung 2) ist nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz

(5) $G = \sigma \cdot 10^{-12} T^4$ in Watt/cm²
wo $\sigma = 5,70,$

und die Größe G_λ ist nach dem Wien-Planckschen Gesetz

(6) $G_\lambda = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1}$

wo, wenn λ in cm gemessen wird, $c_2 = 1,43 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$ und $c_1 = 3,67 \cdot 10^{-12} \text{ Watt/cm}^2$ ist. Dieser Wert von G_λ ist in die Gleichungen (3) und (4) einzusetzen.

Die Integrale G_1 und Ψ werden gewöhnlich graphisch bestimmt, indem man bei der gegebenen Temperatur zunächst G_λ für eine Reihe von Wellenlängen berechnet, sodann die Größen G_λ und $\varphi_\lambda G_\lambda$ als Funktionen der Wellenlängen aufträgt und die beiden erhaltenen Kurven planimetriert. In nebenstehender Figur gibt die punktierte Kurve die G_λ -Kurve, die ausgezogene die $\varphi_\lambda G_\lambda$ -Kurve für eine Temperatur $T = 3500^\circ$ abs. Die von der punktierten Kurve, der Abszissenachse und den Endordinaten 400 und $700 \text{ m}\mu$ begrenzte Fläche stellt demnach die Größe G_1 , die von der ausgezogenen Kurve und der Abszissenachse begrenzte Fläche die Größe Ψ dar.

b) Berechnung photometrischer Größen. Nach dem Vorgange von Eisler (1904) haben seit dem Jahre 1910 Pirani und Miething, A. R. Meyer, Ives und Kingsbury, Lummer und Kohn, Langmuir, Henning, Hyde, Forsythe und Cady u. a. mittels obiger Gleichungen verschiedene photometrische Größen für den schwarzen Körper berechnet.

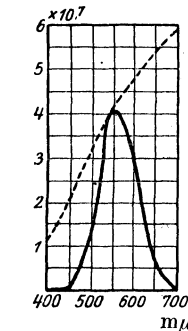
Zur Erläuterung mögen die Arbeiten von A. R. Meyer herangezogen werden. Er bestimmt zunächst die Größen G_1 und Ψ für Temperaturen von 1500 bis 10000° abs. und nimmt dann als *Bezugswert für 2000° die Flächenhelle zu $46,4 \text{ HK/cm}^2$* als Mittelwert aus zwei in der Literatur mitgeteilten Zahlen an. Er ermittelt hierauf für die verschiedenen T die Flächenhelle e , den Gesamtlichtstrom Φ_0 ($= \pi e$, s. „Photometrische Gesetze und Formeln“, Gleichung 13), die mittlere räumliche Lichtstärke I_0 ($= \Phi_0/4\pi = e/4$, s. „Lichtstärken-Mittelwerte“, Gleichung 2). Danach bestimmt er u. a. die in „Wirtschaftlichkeit“ unter B definierten Größen: optischer Nutzeffekt G_1/G , spezifische Lichtleistung G/I_0 , Lichtausbeute I_0/G bzw. Φ_0/G und stellt die Ergebnisse in Tabellen- oder Kurvenform zusammen.

Der optische Nutzeffekt beträgt für 2000° 0,0083; für 3000° 0,082; für 4000° 0,216 und erreicht seinen Höchstwert von 0,394 bei rund 7000° abs.; die günstigste Ausnutzung der Gesamtstrahlung ist also mit 39,4% erreicht. Bei dem für die künstlichen Lichtquellen in Frage kommenden Temperaturbereich von 2000° bis 3000° ist also die Ausnutzung der Gesamtstrahlung nur sehr gering. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf den Wellenlängenbereich von 400 bis $700 \text{ m}\mu$; wenn man den Bereich bis auf $750 \text{ m}\mu$ ausdehnt, erhält man für G_1 und demnach auch für den optischen Nutzeffekt natürlich größere Werte, z. B. statt 39,4% rund 43,5%. Auf jeden Fall ist selbst der Maximalwert noch weit vom absoluten Maximum 100% entfernt.

Die Flächenhelle e und die Größen I_0 und Φ_0 nehmen mit wachsender Temperatur zuerst sehr schnell, dann immer langsamer zu; z. B. ergibt sich für

T = 2000	3000°	4000°	10000° abs.
e = 46,4	2810	24700	1257000 HK/cm ²
p = 13,1	8,7	6,6	3,1%

wenn p die Anzahl Prozente angibt, um die e, I_0 und Φ_0 zunehmen, wenn T um 1% zunimmt.



Gesamtenergiestrom des schwarzen Körpers.

Die spezifische Lichtleistung ergibt sich bei 2000° zu 7,9; bei 2500° zu 1,62; bei 3000° zu 0,66; bei 4000° zu 0,24 Watt/HK₀ und erreicht mit 0,139 Watt/HK₀ bei rund 6500° abs. ihren geringsten Wert. Der schwarze Körper leuchtet also, vom photometrischen Standpunkte aus, bei dieser Temperatur am günstigsten; seine Lichtausbeute beträgt dann $1/0,139 = 7,2 \text{ HK}_0/\text{Watt}$ bzw. $7,2 \times 4\pi = 90 \text{ Lumen/Watt}$. Wenn wir die Temperatur über 6500° abs. steigern, nimmt die Lichtausbeute wieder ab; es würde also vom wirtschaftlichen Standpunkte aus keinen Zweck haben, mit der Temperatur des schwarzen Körpers über 6500° hinauszugehen.

Ein Idealstrahler, d. h. ein (allerdings nicht realisierbarer) Strahler, der im sichtbaren Gebiet wie ein schwarzer Körper strahlt, sonst aber nicht strahlt (optischer Nutzeffekt = 100%), ergibt bei rund 4250° die günstigsten Werte, nämlich 0,051 Watt/HK₀; $19,7 \text{ HK}_0/\text{Watt}$ bzw. 248 Lm/Watt .

Ein monochromatischer Gelbgrünstrahler der auf das Auge wirksamsten Wellenlänge λ_{max} ($= 555 \text{ m}\mu$) ergibt als entsprechende Zahlen 0,0202 Watt/HK₀; $45,6 \text{ HK}_0/\text{Watt}$ bzw. 624 Lm/Watt ; zur Erzeugung von 1 Lm sind also $1/624 = 0,00160 \text{ Watt/Lm}$ erforderlich. Es sind dies die günstigsten Werte, die sich überhaupt erzielen lassen, und deshalb wird dieser Strahler vielfach als *Maximalstrahler* bezeichnet.

Folgerungen: Die Lichtausbeute Φ_0/G des Maximalstrahlers ist gemäß Gleichung (1a), wenn man diese auf eine den Strahler ganz umschließende Fläche F (den ganzen Raum oder den Raumwinkel 4π) anwendet, identisch mit dem Umrechnungsfaktor κ von energetischem auf photometrisches Maß (Gleichungen 1 und 4b), also identisch mit dem amerikanischen Sichtbarkeitskoeffizienten für die Wellenlänge λ_{max} . Aus den Rechnungen von A. R. Meyer ergibt sich demnach dieser Sichtbarkeitskoeffizient κ zu

(7) $\kappa = 624 \text{ Lm/Watt}$

mithin nach Gleichung 1b) das mechanische Lichtäquivalent m zu

(8) $m = 0,00160 \text{ Watt/Lm}$.

Wegen der von anderen Physikern gefundenen Werte m und des daraus abgeleiteten Mittelwertes von m , sowie der zu diesem gehörigen Größe κ s. „Äquivalent des Lichtes, mechanisches“.

3. Anwendung auf den grauen Körper und blanke Metalle. Wird der schwarze Körper durch einen beliebigen Temperaturstrahler ersetzt, so erhält man nach dem Kirchhoffschen Gesetz von der Emission und Absorption die Strahlungsfunktion G_λ für 1 cm^2 strahlender Fläche und die Temperatur T , wenn man die rechte Seite der Gleichung (6) mit A_λ multipliziert, wo A_λ das Absorptionsvermögen des Strahlers (s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“, Nr. 1) für die Wellenlänge λ und die Temperatur T ist.

Für einen diffus reflektierenden grauen Körper (s. unter demselben Stichwort, Nr. 2) ist A_λ eine für alle Wellenlängen gleiche unter 1 liegende Konstante c . Demnach sind für die gleiche Temperatur T seine energetischen und photometrischen Größen $G_\lambda, G, G_1, e, \Phi_0, J_0$ im Verhältnis $c:1$ kleiner als die entsprechenden Werte des schwarzen Körpers; mithin sind die spektrale Energieverteilung und die wirtschaftlichen Größen $G_1/G, G/J_0, G/\Phi_0$ für beide Strahler gleich. Wie Lummer feststellte, ist der Kohlenfaden in den Glühlampen ein grauer Körper.

Für *blanke Metalle* setzt Aschkinaß unter vereinfachenden Annahmen $A_\lambda = c'\lambda^{-5}$, wo c' für jedes Metall eine bestimmte Konstante ist. Demnach haben alle blanken Metalle bei der gleichen Temperatur die gleiche spektrale Energieverteilung, und es sind auch die entsprechenden wirtschaftlichen Größen G_1/G usw. einander gleich. Mithin gelten die für ein Metall gefundenen Werte auch für die übrigen Metalle. Für das blanke Platin gelangt Lummer zu folgendem Ergebnis. Der optische Nutzeffekt G_1/G und die Lichtausbeute G/J_0 erreichen mit steigender Temperatur wie beim schwarzen Körper Maximalwerte, und zwar von etwa derselben Größe wie dieser, aber beide bei der gleichen, tieferen Temperatur von 5900° abs. Bis zu relativ hohen Temperaturen sind die Werte von G_1/G und G/J_0 für blankes Platin größer als für den schwarzen Körper. Daraus folgt, daß innerhalb dieses Temperaturbereiches das blanke Metall dem schwarzen, mithin auch dem grauen Körper, also beispielsweise der in den elektrischen

Lampen glühende Wolframdraht dem Kohlenfaden als Lichtquelle vorzuziehen ist.

4. Eine Bestimmung des photometrischen Durchlässigkeitsvermögens (s. „Reflexions-Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“ Nr. 1) von farbigen Filtern, wie man sie benutzt, um das Licht der Normallampe so zu färben, daß es mit dem der zu messenden Lampe übereinstimmt, ist von Pirani rechnerisch ausgeführt worden. Er bestimmt zunächst die schwarze Temperatur T der zur Normallampe dienenden Kohlenfadenlampe, d. h. die Temperatur, die der schwarze Körper haben müßte, um im roten Lichte die gleiche Flächenhelle wie der Glühlampenfaden zu besitzen; es ergab sich $T = 1940^\circ$ abs. Er bestimmt ferner mittels des Königschen Spektralphotometers das Durchlässigkeitsvermögen D_λ für die verschiedenen Wellenlängen λ , was, da man es stets mit gleichfarbigem Licht zu tun hat, keine Schwierigkeiten bereitet. Er berechnet sodann, unter der Annahme, daß der Kohlenfaden wie ein grauer Körper strahlt, die Größe G_λ — mittels Gleichung (6) — für $T = 1940$ und für verschiedene Wellenlängen, trägt hierauf einmal die Größen $D_\lambda \varphi_\lambda G_\lambda$, ein andermal die Größen $\varphi_\lambda G_\lambda$ als Ordinaten zu λ als Abszissen auf und planimetriert die beiden Kurven. Das Verhältnis des Inhalts der ersten zu dem der zweiten Kurvenfläche ergibt das gesuchte photometrische Durchlässigkeitsvermögen D für die benutzte Normallampe.

Liéenthal.

Näheres zu Nr. 2 s. A. R. Meyer, „Die Grenzen der Lichterzeugung durch Temperaturstrahlung“, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen, Bd. 22, S. 133 (1916); „Die Umsetzung von Energie in Licht bei Temperaturstrahlern“, ebenda Bd. 27, S. 35 (1921); Lummer, „Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik“, München und Berlin, R. Oldenbourg, 1918.

Energie, elektrische. Die elektrische Energie hat in allen elektrischen Maßsystemen die gleiche Dimension $[m \cdot l^2 \cdot t^{-2}]$; wenn die Größen im CGS-System ausgedrückt werden, ergibt sich die elektrische Energie in Erg. Bezeichnet \mathcal{E} die elektrische Feldstärke, \mathcal{D} die dielektrische Verschiebung, ϵ die Dielektrizitätskonstante und c die kritische Geschwindigkeit (Lichtgeschwindigkeit), so erhält man für das *Dielektrikum* als Energie der Volumeneinheit den Wert $\frac{\mathcal{E} \cdot \mathcal{D}}{8\pi} = \frac{\epsilon \mathcal{E}^2}{8\pi}$, falls die Größen im elektromagnetischen Maßsystem ausgedrückt werden und $\mathcal{D} = \frac{\epsilon \mathcal{E}}{4\pi}$, nicht aber $= \epsilon \mathcal{E}$ gesetzt wird, wie es mitunter geschieht¹⁾.

Bei *metallischen Leitern* berechnet sich die elektrische Energie allgemein als Integral der Stromleistung über die betrachtete Zeit, also z. B. aus Stromstärke, Spannung und Zeitdauer und zwar bei Gleichstrom als Produkt dieser Werte, wenn Strom und Spannung konstant sind, bei sinusförmigem Wechselstrom aus dem Produkt der effektiven Stromstärke und Spannung, multipliziert mit dem Kosinus der Phasenverschiebung und der Zeitdauer. Werden Stromstärke und Spannung in Ampere und Volt gemessen, so erhält man die Energie in Wattsekunden oder Joule, wobei zu beachten ist, daß 1 absolutes Joule gleich 10^7 Erg und andererseits 1 intern. Joule gleich 1,0005 absolutes Joule zu setzen ist (vgl. Internationale elektrische Einheiten). W. Jaeger.

Energie, kinetische und potentielle s. Energie, mechanische.

¹⁾ Bei diesen Gleichungen ist zu beachten, daß im elektromagnetischen Maßsystem die Dielektrizitätskonstante ϵ die Dimension $[l^{-2} \cdot t^2]$ besitzt. (s. Elektr. Maßsysteme); für das Vakuum hat sie den Wert $1/c^2$ ($c =$ Lichtgeschwindigkeit). Wird dagegen die *relative* Dielektrizitätskonstante ϵ' (bezogen auf diejenige im Vakuum als Einheit) in die Gleichungen eingeführt, wie es häufig stillschweigend geschieht, so ist an Stelle von ϵ zu setzen ϵ'/c^2 ; dadurch tritt im Nenner der Gleichungen der Faktor c^2 hinzu.

Energie, magnetische. — Die magnetische Energie W in einem Raum V , in welchem die Feldstärke \mathcal{H} und die Permeabilität μ herrscht, ist im einfachsten Fall, d. h. beim Fehlen von Hysterese, gegeben durch $W = \frac{1}{8\pi} \int \mu H^2 \cdot dV$.

Gumlich.

Näheres s. Gans, Einführung in die Theorie des Magnetismus.

Energie, mechanische. 1. Leistung. Wenn ein Massenpunkt sich unter der Einwirkung einer durch den Vektor \mathfrak{f} dargestellten Kraft mit dem Geschwindigkeitsvektor \mathfrak{v} bewegt, so nennt man das sog. skalare Produkt aus \mathfrak{f} und \mathfrak{v} (d. h. das Produkt aus dem Betrag v der Geschwindigkeit in die Projektion des Kraftvektors auf den Geschwindigkeitsvektor) die Leistung n der Kraft am dem Massenpunkt:

$$(*) \quad n = \mathfrak{f} \mathfrak{v} = k v \cos(\mathfrak{f}, \mathfrak{v}).$$

Es besitzt also nur die tangentielle Komponente der Kraft eine Leistung, nicht aber die normale (zentripetale) Komponente. Wenn ein ganzes System von Punkten (die möglicherweise einen Körper bilden) sich unter dem Einfluß von äußeren und inneren Kräften bewegt, so heißt die Summe

$$N = \sum n$$

die Leistung des Kraftsystems am dem Punktsystem. Bildet das Punktsystem einen starren Körper, so kann man die Bewegung zerlegen in die Fortschreitgeschwindigkeit v' eines im Körper festen Bezugspunkts O und in eine Drehung ω um den Bezugspunkt. Ist alsdann \mathfrak{R} die Resultante aller äußeren Kräfte, \mathfrak{M} ihr resultierendes Moment in bezug auf O , so kann man die Leistung N in zwei Teile spalten, nämlich die *Fortschreitleistung* $\mathfrak{R} v'$ und die *Drehleistung* $\mathfrak{M} \omega$. Hierbei sind die skalaren Produkte ebenso aufzufassen wie in (*), und ω bedeutet den axial aufzutragenden Vektor der Drehung ω . Die inneren Kräfte erzeugen beim starren Körper keine Leistung.

2. Arbeit. Als Arbeitselement dl einer Kraft \mathfrak{f} bei der Bewegung eines Massenpunkts definiert man das Produkt

$$dl = n dt = k_s ds,$$

wo k_s die Projektion von k auf das Bahnelement ds ist, als Gesamtarbeit das sog. *Linienintegral der Kraft*

$$l = \int k_s ds.$$

Wenn der Weg geradlinig ist, so kommt auf die Bahnlänge a die Arbeit

$$l = k_a a.$$

Bei einem Punktsystem ist das Arbeitselement

$$dL = \sum dl = N dt.$$

Die Arbeit des ganzen beteiligten Kräftesystems ist bei einem starren Körper wieder zerlegbar in die am Bezugspunkt O geleistete *Fortschreitarbeit* $\int \mathfrak{K}_s ds$ und in die *Dreharbeit* $\int \mathfrak{M}_\varphi d\varphi$, falls \mathfrak{M}_φ die Projektion des resultierenden Moments auf die Drehachse und $d\varphi$ den Drehwinkel bedeutet.

3. Energie. Die Arbeitsfähigkeit eines Massenpunkts, der sich in einem Kraftfeld befindet, heißt seine *Energie*. Sie rührt teils von dem ihm zufolge seiner Bewegung innewohnenden Impuls (s. d.) her und heißt dann *Bewegungsenergie*, *kinetische Energie* T (veraltet auch *lebendige Kraft*), teils von seiner Lage im Kraftfeld und heißt dann *Energie der Lage*, *potentielle Energie*, *Potential* U . Die Bewegungsenergie (man hat neuerdings das Wort *Wucht* vorgeschlagen) ist so aufzufassen, daß der Punkt,

wenn er auf Ruhe abgebremst würde, dabei an dem bremsenden System eine Arbeit l_1 zu leisten vermöchte. Die Energie der Lage (man hat neuerdings das Wort *Macht* vorgeschlagen) ist so aufzufassen, daß der Punkt, wenn er dem Kraftfeld von einer hochwertigen in eine niederwertige Lage folgen würde, seinerseits imstande wäre, bei unendlich langsamer Bewegung eine der Feldkraft gleiche Kraft auf ein ihm angehängtes System auszuüben und an diesem eine dementsprechende Arbeit l_2 zu leisten. Das aus den Impulssätzen (s. d.) für rein mechanische Vorgänge ableitbare *Energiegesetz* sagt nun aus, daß an dem Massenpunkt genau die Arbeit l_1 wieder zu leisten ist (sei es vom Kraftfeld, sei es von besonderen „Reaktionskräften“), um ihn von der Ruhe auf seinen Bewegungszustand vor der Bremsung zu bringen, und genau die Arbeit l_2 , um ihn von der niederwertigen in die hochwertige Lage zu „heben“. (Rein mechanisch heißt dabei ein Vorgang, bei dem keine Umsetzung der mechanischen Energie in nichtmechanische Formen, wie z. B. Wärme, stattfindet.) In differentieller Form und sofort auf ein ganzes System oder einen Körper übertragen, lautet das Energiegesetz also

$$dL = dT + dU$$

oder auch

$$(**) \quad N = \frac{d}{dt} (T + U),$$

sofern dL bzw. N von den Reaktionskräften herührt. Sind insbesondere keine Reaktionskräfte vorhanden, so lautet mit $N=0$ das Energiegesetz

$$T + U = h.$$

Die Bewegungsenergie des einzelnen Massenpunkts von der Masse m berechnet sich zu $\frac{1}{2} m v^2$, diejenige eines ganzen Systems von der Masse $m = \sum \Delta m$ ist

$$T = \sum \frac{1}{2} \Delta m v^2$$

und setzt sich zusammen aus der Bewegungsenergie des Schwerpunkts $\frac{1}{2} m v_0^2$, wo v_0 die Geschwindigkeit des Schwerpunkts ist, in welchem man sich die ganze Masse vereinigt zu denken hat, und aus der Summe der relativen Bewegungsenergien der einzelnen Massen gegen den Schwerpunkt $\sum \frac{1}{2} \Delta m v'^2$, wo v' die relativen Geschwindigkeiten der Massenpunkte gegen den Schwerpunkt sind. Bei einem starren Körper wird einfach

$$T = \frac{1}{2} m v_0^2 + \frac{1}{2} S \omega_0^2,$$

unter ω_0 die Drehgeschwindigkeit um den Schwerpunkt, unter S aber das Trägheitsmoment (s. d.) um die Drehachse verstanden. Den ersten Teil wird man als *Fortschreit-*, den zweiten als *Drehwucht* anzusprechen haben.

Bemerkung: Wenn es sich nicht um rein mechanische (makroskopische) Vorgänge handelt, so muß im Energiegesetz (**) rechter Hand zu $T + U$ noch die innere Energie der molekularen und intramolekularen Spannungen (elastische und elektromagnetische Energie, chemische Affinität) sowie die innere Energie der molekularen Wärmebewegung hinzugefügt werden. Andererseits kann die Erhöhung der Gesamtenergie außer durch die Leistung wirklicher Kräfte auch durch Wärmezufuhr verursacht sein, so daß zu N noch die sekundlich zugeführte Wärme Q hinzutritt.

Führt man, wie in der analytischen Mechanik, verallgemeinerte Koordinaten (s. d.) q_i ein, so

wird häufig (z. B. im Falle eines skleronomen Systems) die Bewegungsenergie eine positiv definite quadratische Form der verallgemeinerten Geschwindigkeitskoordinaten \dot{q}_i

$$T = \sum \sum a_{ijk} \dot{q}_i \dot{q}_k,$$

aber ebenso auch eine positiv definite quadratische Form der verallgemeinerten Impulskordinaten p_i

$$T_1 = \sum \sum b_{ik} p_i p_k,$$

wobei die Koeffizienten a_{ijk} und b_{ik} noch die Koordinaten q_i enthalten können.

Ist das Kraftfeld *konservativ* (s. d.), d. h. existiert eine Kräftefunktion V , so ist (bis auf eine belanglose additive Konstante, die von dem Nullniveau der Energie der Lage abhängt)

$$U = -V.$$

Denkt man sich in diesem Falle U als Funktion der verallgemeinerten Koordinaten q_i (und im Falle rheonomer Systeme der Zeit t) angeschrieben, so heißt die für die analytische Mechanik (s. Impulssätze) wichtige Differenz

$$L = T - U = T + V$$

die *Lagrangesche Funktion* oder das *kinetische Potential* des Systems. R. Grammel.

Näheres s. Geiger-Scheelsches Handb. d. Physik, Bd. V.

Energie, thermische s. Wärme.

Energiedichte des elektrostatischen Feldes. Die Energiedichte des elektrostatischen Feldes ist gleich seiner Energie pro Volumeneinheit.

Ist die Feldstärke \mathcal{E} (Volt/cm im prakt. Maßsystem) und \mathcal{D} die elektrische Verschiebung (Coulomb/cm² im prakt. Maßsystem) so gilt $\mathcal{D} = \epsilon \cdot \mathcal{E}$, wo ϵ die Dielektrizitätskonstante bedeutet. In vielen Fällen findet man auch die Formel $\mathcal{D} = \frac{\epsilon \cdot \mathcal{E}}{4\pi}$. Dann ist die Energiedichte des elektrostatischen Feldes

$$W_e = \int_0^{\mathcal{D}} \mathcal{E} d\mathcal{D}, \text{ oder,}$$

wenn ϵ nicht von \mathcal{E} abhängt:

$$W_e = \frac{1}{2} \mathcal{E} \cdot \mathcal{D} = \frac{1}{2} \epsilon = \frac{1}{2\epsilon} \mathcal{D}^2 \text{ (Joule/cm}^3\text{)}.$$

R. Jaeger.

Energiedissipation. Wirken auf ein System von Massenpunkten, das ein abgegrenztes Gebiet kontinuierlich oder diskontinuierlich erfüllt und zu einer Zeit τ die kinetische Energie T und die potentielle Energie V besitzt, äußere Kräfte (Massen- und Oberflächenkräfte) ein, so lassen sich die nach einer Zeit $\Delta\tau$ vorhandenen Energieverhältnisse derart beschreiben, daß die Anteile der Massen- und der Oberflächenkräfte an der Änderung von T und V anschaulich gesondert angegeben werden; dazu kommt aber ein stets positiver Restteil, der nicht zur Erhöhung von $T + V$ herangezogen werden kann. Der Vorgang ist bei inkompressiblen Medien irreversibel, bei kompressiblen nur durch entsprechende Dichteänderungen, die nicht immer bzw. ohne äußere Einwirkung physikalisch nicht vollständig möglich sind. Der Restanteil heißt nach Rayleigh: Dissipation. Er wird formal durch die Dissipationsfunktion beschrieben und läßt sich anschaulich als derjenige Teil der Energie deuten, der infolge innerer Reibung (Tangential-Spannungen) in Wärme übergeführt wird. Über Minimalprobleme und weitere Einzelheiten siehe Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik. Eisner — O. Schrenk.

Energiefläche s. Statistische Mechanik.

Energiegleichung, Bernoullische s. Bernoullische Energiegleichung.

Energielinie. In jedem Querschnitt eines von Flüssigkeit durchflossenen Gerinnes kann man gemäß dem Bernoullischen Theorem (s. d.) die Summe aus Ortshöhe, Druckhöhe und Geschwindigkeitshöhe (s. d. Stichwörter) berechnen und von dem Bezugsniveau aus auftragen. Das bedeutet, daß man im geschlossenen Gerinne von Querschnittsmitte ab, auf die sich die Ortshöhenangabe im allgemeinen bezieht, Druckhöhe + Geschwindigkeitshöhe, und im offenen Gerinne (wo der Spiegel an die freie Atmosphäre grenzt) vom Spiegel aus die Geschwindigkeitshöhe aufträgt (die Druckhöhe des Atmosphärendrucks fällt hierbei als konstanter Betrag heraus). Die Verbindung der Endpunkte wird nach der in der Hydraulik viel verbreiteten, logisch nicht ganz haltbaren Auffassung des Inhalts des Bernoullischen Theorems als Aussage über den Energieinhalt der strömenden Flüssigkeitsmasse (wie diese Masse aber zeitlich und örtlich abzugrenzen ist, sagt das Theorem nicht aus; benutzt wird die Energie der sekundlich strömenden Gewichtseinheit) als Energielinie bezeichnet. Das Bernoullische Theorem ist ohne Erweiterung durch „Verlustglieder“ nur für ideale Flüssigkeit und auch dort nur unter den, unter „Bernoullisches Theorem“ behandelten Voraussetzungen gültig (s. d.). Bei natürlichen Flüssigkeiten wird aus der hier vorhandenen Neigung der Energielinie das Maß des auftretenden Verlustes anschaulich ersichtlich. Über das Verhalten der Energielinie bei offenen Gerinnen (insbesondere beim Wechsel der Strömungsform, d. h. beim Übergang vom Schießen zum Fließen und umgekehrt) s. Schießen und Strömen, Wassersprung, sowie Pfeilerstau. Ferner: Handbuch der Experimentalphysik (Wien u. Harms, Bd. IV, „Offene Gerinne“). Für geschlossene Gerinne s. Druckabfall, Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck und umgekehrt, bzw. s. unter den einzelnen Stichwörtern für die eine Änderung oder Störung des Abflußzustands hervorrufenden Anordnungen wie z. B. Venturirohr, Staurand, Stauscheibe usw. *Eisner.*

Energieniveaus, Energiestufen nennt man die diskrete Aufeinanderfolge der Energiewerte, mit welchen Atome oder Moleküle meßbare Zeitdauern hindurch erfahrungsgemäß allein existenzfähig sind. Beide Bezeichnungen gehen auf naheliegende graphische Darstellungen dieser quantenhaften Energieverhältnisse zurück, welche in der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) durch das I. Postulat von der Existenz diskreter stationärer Quantenzustände ihren quantentheoretischen Ausdruck gefunden haben. Eine direkte experimentelle Bestimmung der aufeinanderfolgenden Energiestufen von Atomen und Molekülen ist durch das Elektronenstoßverfahren von Franck und Hertz ermöglicht worden.

Energiequanten. In der ursprünglichen Formulierung der *Quantenhypothese* durch Planck wurde jedem linearen Oszillator von der Frequenz ν die Bedingung auferlegt, daß seine Energie E nur ganzzahlige Vielfache von $h\nu$ betragen könne (h Plancksches Wirkungsquantum). Die Quantenhaftigkeit der *Energie* wurde also als wesentlicher Punkt der neuen Theorie angesehen. Später erst erkannte man, daß eigentlich nur der *Wirkungsgröße* $E/h\nu$ eine invariante Bedeutung zukomme und dies nur bei periodischen Systemen (hier stimmt $E/h\nu$

auch mit dem Doppelten der Boltzmannschen *adiabatischen Invariante* (s. d.): Zeitmittel der kinetischen Energie mal Periode überein). Besonders deutlich erwies es sich bei der Ausdehnung der Quantentheorie auf Systeme von mehreren Freiheitsgraden (s. Quantenbedingungen), daß die Theorie wesentlich auf der Hypothese von *Wirkungsquanten* beruht.

Energieschaltung, Braunsche. Kann bei der Erzeugung von Schwingungen durch Kondensatorladungen und Entladungen die Ladespannung eines Kondensators nicht weiter gesteigert werden und darf seine Größe wegen der verlangten Schwingungszahl nicht weiter gesteigert werden, so kann man noch erheblich größere

Schwingungsenergien erzeugen, indem man eine Reihe von Kondensatoren parallel aufladet und hintereinander entladet. Die Figur zeigt die Schaltungsanordnung. Die Punkte P_1 und P_2 sind an den Transformator angeschlossen und über hohe Selbstinduktionswiderstände mit den Elektroden der Funkenstrecken verbunden. Man erhält bei m Kreisen eine Energie $= m \frac{CV^2}{2}$. Die Schwingungsdauer des ganzen

Systems ist dieselbe wie diejenige des Einzelsystems. Die Selbstinduktion der Kreise kann wie in der Figur verteilt sein und jede Selbstinduktion einzeln auf die Antenne einwirken oder es können auch alle Selbstinduktionen zusammengelegt werden, so daß nur eine Kopplungsspule mit der Antenne vorhanden ist. *A. Meißner.*

Energiestrom. Eine Strahlungsquelle ist eine Quelle, welche Energiestrahlen aussendet.

Eine Lichtquelle ist eine Strahlungsquelle, welche Lichtstrahlen, d. h. Strahlen aussendet, die im Auge eine Lichtempfindung hervorrufen; jedoch sendet eine Lichtquelle außerdem noch unsichtbare Strahlen aus.

Energiestrom einer Strahlungsquelle (Strahlungsenergiestrom, hier in der Photometrie kurz Energiestrom genannt) ist die von einer Strahlungsquelle ausgesandte Energie pro Zeiteinheit.

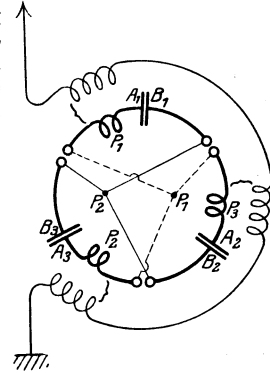
Die *Energie* hat die Dimensionen einer *Arbeit*, der *Energiestrom* also die Dimensionen einer *Leistung*; er wird deshalb auch *Strahlungsleistung* genannt.

Die Erfahrung lehrt, daß die durch Lichtstrahlen auf das Auge ausgeübte Wirkung nicht mit der Einwirkungsdauer anwächst. Daraus folgt, daß für die *Wirkung auf das Auge* nicht die Energie, sondern der *Energiestrom* maßgebend ist (vgl. „Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge“; Absatz 1). *Liebethal.*

Energieströmung, elektromagnetische s. Poyntingerscher Satz.

Energievergeudung, magnetische s. Eisenverluste.

Energieverlust, dielektrischer s. Dielektrische Verluste.



Energieschaltung.

Englergrad. Der Zähigkeitsmesser nach Engler ist ein weitverbreiteter Apparat, der die kinematische Zähigkeit in einem durch die Abmessungen des Apparats und die Bezugsgröße festgelegten, willkürlichen Maß ergibt. Ein Englergrad E ist definiert als das Verhältnis der Ausflußzeit von 200 cm³ der Versuchsflüssigkeit bei der Versuchstemperatur zu der Ausflußzeit der gleichen Menge Wassers bei 20°. Die Umrechnung der Englergrade in kinematische Zähigkeitszahl ν (in absolutem Maß) kann nach folgender Tabelle ausgeführt werden:

E	ν cm ² /s	E	ν cm ² /s
1,0	0,010	3	0,211
1,2	0,028	4	0,293
1,4	0,050	5	0,373
1,6	0,074	6	0,451
1,8	0,096	7	0,529
2,0	0,118	8	0,606
2,5	0,166		

Für größere Werte von E gilt die Formel
 $\nu = 0,076 \cdot E$. S. Erk.

Näheres s. S. Erk, Forsch. Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens, H. 288, 1927.

Englisch Horn s. Zungeninstrumente.

Entartete Gase s. Gasentartung und Nernstsches Theorem.

Entartete Systeme s. Bedingt periodische Systeme.

Ente heißt die Flugzeugkonstruktion, bei welcher die zur Steuerung dienenden Flächen, das „Leitwerk“, vor den tragenden Flügeln sitzen. Enten sind in der ersten Zeit der Flugtechnik verschiedentlich gebaut worden, ohne praktische Bedeutung zu gewinnen. In den letzten Jahren hat man wieder Versuche mit solchen Konstruktionen aufgenommen.

L. Hopf.

Entelektrisierende Wirkung. Eine entelektrisierende Wirkung wird beispielsweise von einer isolierenden Platte ausgeht, die senkrecht zu den Kraftlinien in ein elektrisches Feld gebracht wird, falls die Dielektrizitätskonstante der Platte größer ist als diejenige ihrer Umgebung; denn in diesem Fall ist das Feld, welches von den scheinbaren Ladungen auf der Oberfläche des Isolators herrührt, dem induzierenden Feld entgegengesetzt gerichtet. Das Feld im Innern des Isolators ist kleiner als das äußere. Bei kleinerer Dielektrizitätskonstante des eingeführten Isolators sind die Felder gleichgerichtet. Hat man dagegen Leiter eingeführt, deren DK. als unendlich groß anzusehen ist, so tritt die entelektrisierende Wirkung in jedem Medium auf. Die auf dem Leiter induzierten Ladungen sind aber wahre Ladungen, da die Kraftlinien auf der Oberfläche der Leiter frei endigen.

R. Jaeger.

Entfernungsgesetz s. Lichtschwächungsmethode.

Entfernungsmesser. Sehen wir von den verschiedenen Verfahren der optisch-trigonometrischen Entfernungsbestimmung mit Richtkreisen bzw. Theodoliten ab, deren Grundlage darin besteht, daß in den beiden Endpunkten P₁ und P₂ einer Standlinie in einer Ebene durch diese Standlinie und den Zielpunkt Z (dessen Entfernung von P₁ bzw. P₂ zu bestimmen ist) die Winkel ZP₁P₂ und ZP₂P₁ gemessen werden, dann können wir die optisch-trigonometrischen Entfernungsmesser

in zwei Klassen einteilen, da entweder die Basis am Ziel oder die Basis am Standort bekannt sein kann. Vorher sei noch kurz auf rein optische Entfernungsmesser hingewiesen, die nicht zu den trigonometrischen Entfernungsmessern gehören und für den praktisch in Frage kommenden Ausführungsmaßstab für große Entfernungen vollkommen unbrauchbar sind; es sind solche Entfernungsmesser, bei welchen aus der Wanderung des Bildes längs der optischen Achse einer Linse auf den Abstand vom Gegenstand bis zur Linse geschlossen wird.

1. Entfernungsmesser mit bekannter oder geschätzter Basis am Ziel. Hierher gehören die Tachymeter, die Fernrohre (Feldstecher) mit Strichplatte, die Doppelbildentfernungsmesser (bei denen vom gleichen Gegenstand zwei Bilder erzeugt werden entweder dadurch, daß die beiden Hälften des Objektivs nach Art des Heliometers nicht genau einander ergänzen, sondern gegeneinander verschiebbar sind, oder dadurch, daß vor dem Objektiv oder hinter dem Okular oder auch im Fernrohr Vorrichtungen eingeschaltet sind, welche aus einem Strahl zwei einen bestimmten Winkel einschließende Strahlen erzeugen), die Fernrohre mit parallelen in ihrem gegenseitigen Abstand veränderlichen Fäden in der Brennebene. Aus der Brennweite des Objektivs, der Länge der Basis und dem Abstand der Bilder der Basisenden in der Brennebene kann die Entfernung in leicht ersichtlicher Weise berechnet werden. Für militärische und für Jagdzwecke kann die Strichplatte Marken enthalten, die bestimmten Gegenstandsgrößen entsprechen und so ohne weiteres die Entfernung angeben. Gegenüber solchen Fernrohren mit Strichplatten oder mit verstellbaren Fäden in der Brennebene haben alle Doppelbildentfernungsmesser grundsätzlich den Vorteil, daß bei relativer Bewegung des Ziels gegenüber dem Fernrohr der Abstand zwischen den beiden Bildern ein und desselben Dingpunktes unverändert bleibt; man kann also beim Doppelbildentfernungsmesser das Bild des einen Endes der als Basis gewählten Strecke mit dem Bild des anderen Endes dieser Basis auch bei schwankendem Schiff zur Deckung bringen und so die Entfernung bestimmen.

Abbildung eines Doppelbildentfernungsmessers beispielsweise in den im Artikel „Sehrohr“ genannten Aufsätzen von Weidert, Fig. 30, und von Erfle, Fig. 24. Eine eingehende Darstellung gibt L. Ambronn auf S. 552—620 seines im Artikel „Zielfernrohr“ genannten Handbuchs im Kapitel „Doppelbildmikrometer“.

2. Entfernungsmesser mit bekannter Basis am Standort. Hier kann man unterscheiden: wagrechte Standlinie und senkrechte Standlinie. Bei den nicht ortsfesten Entfernungsmessern wird fast ausnahmslos wagrechte Standlinie angewandt; die senkrechte Standlinie kommt in Betracht bei Küstenentfernungsmessern, die im einfachsten Falle aus einem in senkrechter Ebene neigbaren Fernrohr bestehen, dessen Abstand von der Meeresoberfläche bekannt ist (senkrechte Standlinie) und dessen Winkel (Winkel der Ziellinie) zur Horizontalen meßbar ist; dabei müssen die Erdkrümmung und die Krümmung des Lichtstrahls infolge der „terrestrischen Refraktion“ berücksichtigt werden.

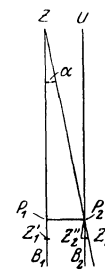


Fig. 1. Die Grundlage der Entfernungsmessung.

Um die nicht ortsfesten Basisentfernungsmesser, die meistens mit wagrechter Standlinie benutzt werden, kurz zu beschreiben, gehen wir aus von den Fig. 1 und 2. Seien in Fig. 1 P_1P_2 die Länge der Basis des Entfernungsmessers und P_1B_1 , P_2B_2 die zur Richtung der Basis senkrechten optischen Achsen der Objektive, dann fällt das Bild Z_1' eines genügend weit entfernten Punktes Z , der in der Verlängerung von B_1P_1 liegt, praktisch mit dem Brennpunkt B_1 zusammen. In der Brennebene der rechten Entfernungsmesserhälfte liegt das Bild Z_2'

$$\text{des gleichen Zielpunktes } Z. \text{ Aus } \frac{P_1Z}{P_1P_2} = \frac{P_2B_2}{B_2Z_2'}, \text{ folgt}$$

$$P_1Z = \frac{P_1P_2 \cdot P_2B_2}{B_2Z_2'}.$$

Wird zwischen jedem Objektiv und der Brennebene eine bildumkehrende Vorrichtung, beispielsweise ein ähnlich wie das Amicische Dachprisma wirkendes Umkehrprisma (s. den Artikel Umkehrprismensystem) eingeschaltet, dann bleibt die optische Achse P_1B_1 unverändert und an Stelle von Z_1' tritt Z_1'' , so daß $B_2Z_2' = Z_2''B_2$.

Es kommt also bei jeder Entfernungsmessung darauf an, entweder den Winkel α (s. Fig. 1) durch B_2Z_2'' und die Brennweite P_2B_2 zu messen oder

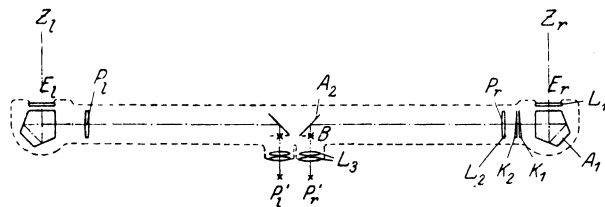


Fig. 2. Übersichtsbild für den Bau eines Entfernungsmessers.

aber durch geeignete optische Zusatzvorrichtungen zu erreichen, daß auch bei einer von ∞ abweichenden Entfernung das Bild des Zielpunktes immer mit B_2 zusammenfällt. Die Fig. 1, die nur die Grundlage der Entfernungsbestimmung darstellen soll, hat man sich durch Hinzufügung des bildumkehrenden (Prismen- oder Linsen-) Systems und durch Okulare ergänzt zu denken. Ein solcher Entfernungsmesser, dessen größte Abmessung in die Richtung der Ziellinie fiel, wäre für den Gebrauch un bequem; man gibt deshalb einem Entfernungsmesser (wir gebrauchen von nun an diese Bezeichnung an Stelle der ausführlicheren: Entfernungsmesser mit kurzer Basis am Standort) in groben Umrissen etwa die in Fig. 2 gezeichnete Form, bei der das für die technische Ausführung (Unabhängigkeit von äußeren Einflüssen, hauptsächlich von Temperaturschwankungen) wichtige Innenrohr weggelassen ist; dieses Innenrohr enthält alle diejenigen optischen Teile, deren gegenseitige Lagerung durch Strahlungs- und Erschütterungseinflüsse nicht verändert werden darf. Zu der Fig. 2 ist zu bemerken, daß sie nur die allgemeine Anordnung der optischen Teile wiedergibt: die beiden Entfernungsmesserhälften Z_1 bis P_1' und Z_2 bis P_2' stimmen nicht miteinander überein; in der rechten Hälfte ist ein Drehkeilpaar (auch Kompensator genannt) K_1, K_2 eingezeichnet, das aus zwei schwach brechenden Prismen gleichen Prismenwinkels besteht, dessen Gesamtablenkung im „Hauptschnitt“ des Entfernungsmessers verändert werden kann, durch Drehen der beiden Keile K_1 und K_2 um entgegengesetzte gleiche Be-

träge um die optische Achse als Drehachse. (Die brechenden Winkel des Drehkeilpaares sind bei der im Entfernungsmesserbau vorkommenden Anwendung so klein, daß tatsächlich ein im Hauptschnitt einfallender Strahl auch nach dem Durchsetzen des Drehkeilpaares im Hauptschnitt bleibt.) Der Spiegel A_2 vor der Brennebene und die entsprechende ablenkende Vorrichtung vor der Brennebene der linken Hälfte sind bei der angenommenen Form des Objektivprismas (Fünfeitprisma) beiderseits durch ein Dachprisma ersetzt zu denken, wenn beiderseits ein aufrechtes und seitenrichtiges Bild gefordert wird. Ist ein solcher für beidäugige Beobachtung bestimmter Entfernungsmesser sojustiert, daß die Ziellinien von E_1 und E_2 nach dem unendlich fernen Gegenstand auch nach dem Durchlaufen des Entfernungsmessers parallel bleiben, dann ist er ohne weiteres zu Entfernungsmessungen brauchbar, wenn in den beiden Brennebenen Markenbilder angebracht sind mit nach Entfernungen bezifferten Zeichen, die man beim Beobachten gleichsam über dem Ziel schweben sieht; man braucht dann das Drehkeilpaar oder eine andere die Ziellinie der einen Entfernungsmesserhälfte ablenkende Vorrichtung — beispielweise einen in der Richtung der optischen Achse verschiebbaren schwach brechenden Keil zwischen Objektiv L_2 und Ablenkungsprisma A_2 — überhaupt nicht mehr. Ordnet man dagegen in den beiden Brennebenen nur eine bestimmte „Meßmarke“ an, die keine verschiedenen Zeichen für die verschiedenen Entfernungen trägt, dann muß man mittels eines Drehkeilpaares oder einer anderen Vorrichtung mit einstellbarer Ablenkung die durch die Meßmarke festgelegte Ziellinie auf dem Ziel so lange wandern lassen, bis Ziel und Meßmarke in gleicher

Entfernung erscheinen. Für alle Beobachter, die im stereoskopischen Sehen geübt sind, ermöglichen sowohl der stereoskopische Entfernungsmesser mit fester Skala als auch der mit Wandermarke eine bequeme und genaue Entfernungsmessung, auch bei bewegten Zielen oder bei schwankendem Aufstellungsort. Diese Entfernungsmesser sind fast ausschließlich durch die Firma Carl Zeiß gebaut worden; um ihre mit H. de Groussilliers (1893) beginnende Entwicklung haben sich besonders C. Pulfrich und später O. Eppenstein verdient gemacht.

Der Vollständigkeit halber kann noch erwähnt werden, daß die von den stereoskopischen Entfernungsmessern abweichenden Formen von Entfernungsmessern mit zwei getrennten Okular Gesichtsfeldern für eine schnelle Messung der Entfernung und für die Messung der Entfernung beweglicher Ziele (oder ruhender Ziele vom bewegten Standort aus) praktisch nicht in Betracht kommen.

Im wesentlichen die gleichen Vorteile wie der stereoskopische Entfernungsmesser bieten der Schnittbildentfernungsmesser (Koinzidenztelemeter) und der Kehr bildentfernungsmesser (Gegen bildentfernungsmesser, Inverttelemeter). Den Schnitt bildentfernungsmesser kann man sich aus Fig. 2 dadurch entstanden denken, daß man in einem besonderen Okularprisma das Dach A_2 und das entsprechende Dach in der linken Entfernungsmesserhälfte zusammenfaßt und dadurch die beiden Bilder einem gemeinsamen Okular zuführt, in dem eine senkrechte Linie des Ziels nur dann die wagerechte Trennungslinie ohne Knick durchsetzt,

wenn durch das Drehkeilpaar $K_1 K_2$ (allgemein durch eine verstellbare Ablenkungsvorrichtung in der einen Entfernungsmesserhälfte) eine Einstellung auf die Entfernung des Ziels erreicht worden ist. Diese Einstellung der beiden Hälften zueinander bleibt auch erhalten, wenn der Entfernungsmesser in einer wagerechten Ebene gedreht wird oder wenn sich das Ziel senkrecht zur Sehlinie bewegt.

Beim Kehr bildentfernungsmesser erblickt man entweder im oberen Teil des Gesichtsfeldes oder in einem fensterförmigen Ausschnitt des Gesichtsfeldes ein höhenverkehrtes, aber noch seitenrichtiges Bild des Gegenstands, mit anderen Worten, dieses zweite Bild ist ein Spiegelbild in bezug auf die Trennungslinie. Während also die Entfernungsmesserhälfte mit aufrechtem Bild im Okularprismensystem Spiegelungen in solcher Anordnung enthält, daß es wie ein um 90° ablenkendes Dachprisma wirkt, ist das Okularprisma der anderen Entfernungsmesserhälfte einem zum Hauptschnitt senkrechten um 90° ablenkenden einfachen Spiegel gleichwertig. Während für Feldziele die Einstellung vorteilhaft ist, in der über der Trennungslinie das umgekehrte Bild und unter der Trennungslinie das aufrechte Bild symmetrisch zu dieser Trennungslinie erscheinen, ist für Luftziele (Luftschiffe, Flugzeuge) eine Einstellung günstiger, bei der über einer Trennungslinie das aufrechte Bild und darunter das umgekehrte Bild erscheint. Diesen Übergang von der Messung gegen Feldziele zu der gegen Luftziele kann man durch absichtliche Einschaltung eines „Höhenfehlers“ erreichen (dabei entweder Benutzung der beiden Ränder des vorhin erwähnten fensterartigen Ausschnitts oder auch eines zweiten Okulars).

Über die erreichbare Meßgenauigkeit eines jeden Entfernungsmessers gibt die Betrachtung des Dreiecks $P_1 P_2 Z$ der Fig. 1 Aufschluß. Berücksichtigt man noch, daß der parallaktische Winkel α im Bildraum infolge der Fernrohrvergrößerung v des Entfernungsmessers (oder des Beobachtungsfernrohrs, wenn man die Basis b am Ziel annimmt) im Bildraum vergrößert dargeboten wird, dann kommt man zu folgendem Zusammenhang zwischen dem Entfernungsfehler ΔE , dem Auflösungsvermögen f des Entfernungsmessers im Bildraum, das bei einwandfreiem Bau des Entfernungsmessers und bei günstigen Luftverhältnissen dem Auflösungsvermögen des Auges gleichzusetzen ist, der Basis b (entweder am Standort oder am Ziel) und der Ver-

größerung v : $\Delta E = \frac{f \cdot E^2}{v \cdot b \cdot 206000} \cdot [\Delta E, b, E \text{ in } m \text{ und } f \text{ in Winkelsekunden}]$.

Setzt man hierin $f = 10''$, dann kommt man, um zwei Beispiele anzuführen, für $E = 10 \text{ km} = 10^4 \text{ m}$, $b = 10 \text{ m}$, $v = 20$ zu $\Delta E = 24 \text{ m}$, und für $E = 1 \text{ km} = 10^3 \text{ m}$, $b = 1,5 \text{ m}$, $v = 8$ zu $\Delta E = 4 \text{ m}$.

Es versteht sich, daß Entfernungsmesser auch als Sehrohre ausgeführt werden können insofern, als man die Strahlenbündel beider Entfernungsmesserbasishälften entweder getrennt oder gemeinsam durch ein senkrechttes Rohr (in der Mitte der Basis oder an einer der Basisenden) einer unterhalb des Entfernungsmesserschnitts liegenden Einblicksstelle zuführt. Außerdem kann auch ein Entfernungsmesser durch besondere Ausgestaltung des Okularprismas als Fernrohr mit geeignetem Einblick

(s. den Artikel „gebrochene Fernrohre“) ausgeführt werden.

Außer den im Artikel „Zielfernrohr“ genannten Büchern von A. Gleichen, S. 212–245, Kapitel „Entfernungsmesser“ und von Chr. von Hofe, S. 104 bis 133, sei noch auf die Darstellung des Verf. in Czapski, Handbuch der Theorie der optischen Instrumente. 3. Aufl. Leipzig, J. Barth. 1924, S. 615–620, ferner A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Berlin, J. Springer. 1923. 8° 207, S. 254 Abb. und die Arbeit von H. Schulz „Über Meßfehler einstationärer Entfernungsmesser“, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1919, 39. 91–96, 124–132, 242–252 verwiesen. Die zahlreichen Patentschriften auf diesem Gebiete auch nur zu nennen würde hier zu weit führen. Eine geschichtliche Darstellung der Entfernungsmesser vor dem Jahre 1880 gibt J. de Marre in seinem Buche „Des instruments pour la mesure des distances. Paris, Ch. Tanera, 1880. 8°. 320 Seiten mit 92 Textabbildungen und einem 17 Tafeln enthaltenden Atlas. Zur Geschichte der stereoskopischen Entfernungsmesser sei auf die 2. Auflage (1920) des im Artikel „Prismenfeldstecher“ genannten Buches von M. v. Rohr über die binokularen Instrumente, S. 137–139, 134–178, 199–203, 231–234 verwiesen.

H. Erfle.

Entflammungsgrenze s. Explosionsgrenze.

Entflammungspunkt s. Flammpunkt.

Entgasung von Elektroden und Gefäßen. Metall und Graphit enthalten große Mengen Gas gelöst, die vor Verwendung der Metalle zu Elektroden von Gas- oder Vakuum-Entladungen entfernt werden müssen. Es gelingt dieses durch länger dauernde Erhitzung der Elektroden bis zur Rotglut unter gleichzeitigem Evakuieren des Gefäßes, in dem sie sich befinden. Das Verhalten der Entladung ändert sich bei Entfernung der letzten Gasreste aus den Elektroden sehr erheblich. Auch Gefäßwände, besonders von Glasgefäßen, enthalten Gas- und Wasserhäute adsorbiert. Ihre Entfernung ist sehr viel schwieriger. Erhitzen unter Evakuieren hilft nur teilweise. Besser wirkt die Erzeugung einer kräftigen Elektronenentladung und Elektronenbombardement der Wände unter gleichzeitigem Pumpen während längerer Zeit. Bei völliger Beseitigung der von Glaswänden absorbierten Schichten treten bei den Gasentladungen auffällige Erscheinungen ein (s. Pseudohochvakuum).

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger und Scheel, Handbuch der Phys. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Entglasung s. Glas.

Enthalpie heißt nach Kamerlingh Onnes die um das Produkt von Druck mit Volumen vermehrte innere Energie eines Stoffes $U + pV$, das ist diejenige Größe, welche bei dem Joule Thomson-Prozess (s. d.) konstant bleibt. Statt Enthalpie wird auch die Bezeichnung: Wärmeinhalt für gleichen Druck oder Erzeugungswärme für konstanten Druck oder auch Wärmefunktion gebraucht. Henning.

Entladestrom s. Anomaler Ladungs- und Entladungsstrom.

Entladeverzug s. Funke.

Entladung eines Kondensators. a) Über einen Widerstand. Sie erfolgt aperiodisch

$$J = \frac{V_0}{W} e^{-\frac{t}{CW}}$$

$CW = T$ gibt die Zeitkonstante.

b) Über Widerstand und Selbstinduktion. Es gilt die Gleichung

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{W}{L} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{V}{L \cdot C} = 0.$$

Die Entladung ist aperiodisch, wenn

$$W^2 > \frac{4L}{C}$$

also bei verhältnismäßig großem Widerstand, sonst gilt

$$V = V_0 \cdot e^{-\frac{W}{2L} \cdot t} \left(\cos \omega t + \frac{W}{2\omega L} \cdot \sin \omega t \right)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{W^2}{4L^2}}$$

angenähert

$$V = V_0 \cdot e^{-\frac{W}{2L} \cdot t} \cdot \cos \omega t$$

$$J = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{L}{C}}} e^{-\frac{W}{2L} \cdot t} \sin \omega t$$

(s. Eigenschwingung).

A. Meißner.

Entladung, stille (dunkle). Die Bezeichnung ist wenig glücklich gewählt, da die Entladung weder wirklich dunkel erfolgt, noch alle geräuschlosen Entladungen unter diesen Begriff fallen. Es handelt sich um eine selbständige Entladungsform, deren Urbild die (positive oder negative) Spitzen- und Büschelentladung ist. Phänomenologisch ist sie durch eine positive und sehr flache Charakteristik ausgezeichnet. Bei Entladung zwischen ausgedehnten Flächen geht der Charakter der Spitzenentladung verloren und macht einem scheinbar kontinuierlichen Leuchten der ganzen Fläche Platz. Bedingung ist hoher Druck ($> \frac{1}{3}$ Atm.), da sonst durch Anwachsen der positiven Säule Glimmentladung einsetzt (steile Charakteristik). Elektronentheoretisch betrachtet, hat man mit starker Ionisation und Elektronenbildung durch Ionenstoß an der Oberfläche und in der Nähe der kathodischen Spitzen zu rechnen, analog der Glimmentladung, nur daß hier die Zone der Ionisierung durch die gebildeten Elektronen nicht so weit ins Gas hineinreicht, wie bei Glimmentladung, wo wegen des geringen Drucks die Elektronen größere Strecken frei durchlaufen. In der Nähe der positiven Spitzen liegen ebenfalls zwei Ionisationszonen, je nach dem Ladungssinn der ionisierenden Träger geschieden, jedoch ist hier die Ionisation vergleichsweise geringer.

Die wichtigste Anwendung dieser Entladungsform ist die Siemenssche Ozonröhre in all ihren Variationen, die zur Hervorrufung chemischer Reaktionen durch Gasentladung dient. In ihr liegt die geschilderte Entladungsform vor. Die elektrischen Verhältnisse sind sehr kompliziert dadurch, daß nicht nur die Gasschicht, sondern auch die Glasbelegungen eine Kondensatorwirkung ausüben und den Leistungsfaktor $\cos \varphi$ in spannungsabhängiger Weise herabsetzen. Der Vorteil der Anordnung besteht in der großen Ausdehnung der Ionisierungszonen, die fast den ganzen Gasraum erfüllen, da die spezifische Elektrodenfläche groß und der Abstand gering gehalten werden kann. Näheres s. Ozonisator.

Mit der stillen E. kann man die verschiedensten Gasreaktionen ausführen. Von besonderer Bedeutung sind die Darstellungen aktiver Elemente, insbesondere aktiven Wasserstoffs (s. d.) und Sauerstoffs (s. d.).

Schwab.

Näheres s. M. Möller, Das Ozon, Braunschweig 1921.

Entladung, unselbständige oder selbständige s. Unselbständige oder Selbständige Gasentladung.

Entmagnetisieren. Jeder Magnetisierungsprozeß hinterläßt nach seinem Aufhören in dem be-

treffenden Körper noch einen mehr oder weniger großen Rest von remanentem Magnetismus, den wir beim permanenten Magneten hochschätzen, in den meisten anderen Fällen dagegen, beispielsweise bei der Aufnahme einer Magnetisierungskurve oder dgl., störend empfinden und beseitigen müssen. Zu diesem Zweck unterwirft man den Körper einer wechselnden Magnetisierung von abnehmender Stärke, d. h. man läßt ihn Hystereseschleifen (s. d.) von abnehmender Größe durchlaufen. Handelt es sich beispielsweise um die Entmagnetisierung eines Probestabs, so bringt man diesen in eine stromdurchflossene Spule, deren Feld höher sein muß, als dasjenige, welchem der Stab vorher ausgesetzt war, läßt den Strom bis auf Null abnehmen, kehrt seine Richtung um, läßt ihn wieder anwachsen bis etwas unter der vorherigen Höhe, läßt ihn dann wieder bis auf Null abnehmen usw., bis das Feld verschwindend klein geworden ist; dann ist auch der remanente Magnetismus beseitigt. Ist der Körper nicht sehr dick, so kann man Wechselstrom mäßiger Periodenzahl benutzen, dessen Stärke man langsam und gleichmäßig abnehmen läßt; bei dickeren Stäben hindern die entstehenden Wirbelströme das Eindringen der magnetischen Wirkungen bis in die Mitte des Körpers (Schirmwirkung, Hauteffekt.), man muß dann langsam abnehmenden Gleichstrom verwenden. Bei der Ausgangsfeldstärke ist die bei kurzen und dicken Körpern mitunter außerordentlich hohe entmagnetisierende Wirkung der Enden (s. Entmagnetisierungsfaktor) zu berücksichtigen; die Feldstärke ist also, wenn der Entmagnetisierungsfaktor nicht wenigstens angenähert bekannt ist, lieber möglichst hoch zu nehmen. Zur gleichmäßigen Schwächung des Feldes genügen in den meisten Fällen schon die bekannten Ruhstrat-Widerstände; bei außergewöhnlich hohen Anforderungen muß man zu besonders konstruierten Apparaten greifen.

Durchaus fehlerhaft ist das auch in Lehrbüchern immer noch empfohlene Entmagnetisieren durch Ausglühen, da die Probe durch jeden Ausglühprozeß stets ihre magnetischen Eigenschaften ändert.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen.

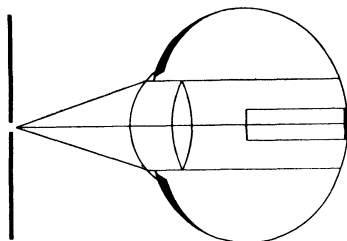
Entmagnetisierungsfaktor. An allen den Stellen, wo magnetische Induktionslinien aus dem Innern des Körpers in Luft oder in andere unmagnetische Körper übergehen, bzw. von dort in den Körper eintreten, wie dies z. B. bei allen nicht zu einem magnetischen Kreis zusammengesetzten Probekörpern, Stäben oder Ellipsoiden der Fall ist, die in freier Spule untersucht werden sollen, bilden sich magnetische Belegungen, die entmagnetisierend auf den Körper wirken, d. h. die Feldstärke im Innern des Körpers verringern. Infolgedessen ist die wahre Feldstärke \mathfrak{H} im Innern der Probe geringer als die scheinbare Feldstärke \mathfrak{H}' , die an derselben Stelle herrschen würde, wenn statt des Körpers nur Luft vorhanden wäre, und die man aus der Windungszahl pro Zentimeter der Spule und der Stromstärke berechnen kann. Es gilt dann $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - N\mathfrak{J}$, wobei \mathfrak{J} die Intensität der Magnetisierung und N den sog. Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet, der jedoch nur beim Ellipsoid konstant ist und sich aus den Dimensionen berechnen läßt. Infolgedessen kann man — abgesehen vom Ring — nur mit dem Ellipsoid vollkommen einwandfreie magnetische Messungen

ausführen, da man nur hier die zu einer gemessenen Magnetisierungsintensität \mathfrak{J} gehörige wahre Feldstärke bestimmen kann. In allen anderen Fällen ist dies nicht möglich, namentlich nicht beim zylindrischen Stab in freier Spule, bei welchem der Entmagnetisierungsfaktor nicht konstant ist, sondern von der Magnetisierungsintensität abhängt. Man muß infolgedessen bei der Untersuchung von zylindrischen Stäben zu anderen Methoden greifen (s. Joch), mit Hilfe deren die Wirkung der freien Enden nach Möglichkeit beseitigt wird.

Gumlich.

Näheres s. Würschmidt, Theorie des Entmagnetisierungsfaktors. Braunschweig, Fried. Vieweg & Sohn. 1925.

Entoptische Erscheinungen. Unter den entoptischen Erscheinungen versteht man Gesichtsempfindungen, die von im Auge selbst befindlichen Objekten herrühren. Zu ihrem Auftreten bedürfen sie bestimmter, zuweilen zufällig sich ergebender, meist aber experimentell zu schaffender Voraussetzungen. Sieht man von pathologischen Verhältnissen ab, so handelt es sich um das Sichtbarwerden



Entoptische Erscheinungen.

meist sehr zarter und kleiner, im Strahlengange des Lichts liegender undurchsichtiger Gebilde, die unter den gewöhnlichen Bedingungen des Sehens im allgemeinen deshalb unsichtbar bleiben, weil sie wegen ihrer geringen Ausdehnung gegenüber der Pupillarfläche und ihres relativ großen Abstandes von der Netzhaut auf letztere keinen Schatten werfen. Wo sie (wie dies für die Netzhautgefäße zutrifft) der lichtperzipierenden Schicht an sich nahe genug liegen, um trotz ihrer Feinheit einen wirksamen Kernschatten zu geben, kann die Adaptationsfähigkeit der beschatteten Netzhautteile ihrem Sichtbarwerden entgegenwirken.

Um die in den durchsichtigen Augenmedien gelegenen schattengebenden Gebilde sichtbar zu machen, verwendet man am besten eine von einer Lichtquelle hinreichend beleuchtete feine Öffnung in einem Schirm (stenopäische Lücke) und bringt diese etwa in den vorderen Brennpunkt des Auges, so daß die von ihr ausgehenden Strahlen im Auge angenähert parallel verlaufen. Man sieht dann einen großen kreisförmigen Zerstreuungskreis des Lichtpunktes (s. obenstehende Figur) und in ihm, deutlich sich abhebend, eine Reihe ihrer Form nach charakteristische, z. T. bewegliche, z. T. feststehende Schattenfiguren. Diese können herrühren:

1. von der Hornhaut; hier handelt es sich im wesentlichen um Schleimklümpchen, die mit jedem Lidschlag ihre Lage und ihr Aussehen ändern oder auch ganz beseitigt werden können; auch Epithelunebenheiten kommen entoptisch zur Wahrnehmung;

2. von der Linse, bedingt durch Inhomogenitäten der vorderen Linsenfläche (als helle Streifen oder

dunkle Flecke) sowie durch die radiäre Struktur des Linsenkörpers (sog. Linsenstern); diese Figuren zeigen naturgemäß eine für jedes Auge charakteristische, unveränderliche Form und Anordnung;

3. von Trübungen im Glaskörper als freibewegliche Gebilde („fliegende Mücken“), die sowohl vereinzelt als in Form sog. Perlschnüre auftreten können.

Zur Bestimmung der Lage der schattengebenden Körperchen relativ zur Pupillarebene benutzt man die Scheinverschiebung, welche die Schatten gegenüber der kreisförmigen Begrenzung des Gesichtsfeldes erfahren, wenn das Auge in bestimmter Weise gegenüber der Lichtquelle bewegt wird (sog. relative entoptische Parallaxe). Diese Scheinverschiebung muß für Objekte vor und hinter der Pupillarebene verschiedenes Vorzeichen haben, für solche in der Pupillarebene selbst ist sie gleich Null.

Wenn man, am besten unter Zwischenschaltung eines dunklen blauen Glases, nach einer ausgedehnten hellen Fläche blickt, so kann man auch die in den Netzhautgefäßen vorüberziehenden Blutkörperchen entoptisch wahrnehmen und an ihnen die Strömungsverhältnisse in einzelnen Gefäßstämmen studieren. Über die entoptische Beobachtung des gesamten Gefäßbaumes der Netzhautgefäße s. Purkinjesche Aderfigur. *Dittler.*

Näheres s. v. Helmholtz, Physiol. Optik, 3. Aufl., Bd. 1, 1909.

Entoptische Perspektive s. Strahlenbegrenzung.

Entropie. Geht ein System von einem Zustand A in irgendeiner Weise zu einem Zustand B über, so läßt sich ganz unabhängig von dem wirklichen Prozeß ein Carnotscher Kreisprozeß (s. d.) konstruieren, der durch die Zustände A und B läuft. Man kann auf exakte Weise den Beweis erbringen, daß bei einem solchen idealen Kreisprozeß das über die geschlossene Bahn erstreckte Integral $\int_A^B \frac{du + p dv}{T}$ (du Änderung der inneren Energie, dv Änderung des spezifischen Volumens, p Druck, T absolute Temperatur) unter allen Umständen den Wert 0 annimmt. Daraus folgt, daß das Integral zwischen den Zuständen A und B, nämlich $\int_A^B \frac{du + p dv}{T}$ unabhängig vom Integrationsweg

ist und nur von den Werten abhängt, welche die einzelnen Größen des Integranden in den beiden Grenzzuständen A und B annehmen. Jenes Integral heißt nach Clausius die Entropieänderung $s_A - s_B$ des Systems beim Übergang von A nach B. Die Entropieänderung wird also stets durch einen umkehrbaren Prozeß gemessen, gleichgültig, wie in Wirklichkeit die Zustandsänderung vor sich geht. — Ferner erkennt man, daß man einem System für jeden Zustand eine bestimmte Entropie s zuschreiben kann, die allerdings nur bis auf eine additive Konstante festlegbar ist, im übrigen aber lediglich eine Funktion des betreffenden Zustandes ist und nicht etwa von den Veränderungen abhängt, die das System vor Erreichung dieses Zustandes durchlaufen hat. Über die Bestimmung der additiven Konstanten vgl. Nernstscher Wärmesatz. Im Falle einer homogenen einheitlichen Phase konstanter Masse läßt sich also die Entropie, ähnlich wie etwa die Energie, als eine Funktion von zwei der Zustandsgrößen: Temperatur, Druck

und Volumen darstellen. Man kann somit setzen $s = f_1(p, T) = f_2(v, T) = f_3(p, v)$. Aus dieser Erkenntnis, die auch so ausgesprochen werden kann, daß $ds = \frac{du + p dv}{T}$ ein vollständiges Differential ist, lassen sich in Verbindung mit dem Energieprinzip eine große Zahl wichtiger Gleichungen herleiten. — Erfolgt die Zustandsänderung des wirklichen Prozesses unendlich langsam, so kann man $p dv$ durch dA , d. h. das Differential der geleisteten Arbeit ersetzen. Für diesen speziellen Fall ist nach dem 1. Hauptsatz $du + p dv$ gleich der aufgenommenen Wärmemenge dQ , und also die Entropieänderung $ds = \frac{dQ}{T}$. Da aber $p dv$ der maximale Wert der Arbeitsleistung ist (vgl. Arbeit, maximale), so ist bei allen wirklichen Vorgängen $p dv \geq dA$ und daher $ds \geq \frac{dQ}{T}$. — Betrachtet man den Fall der Wärmeleitung, nämlich daß ein Teil a eines Systems von der Temperatur T_a die Wärme dQ abgibt und der Teil b desselben Systems von der Temperatur $T_b \leq T_a$ die Wärme dQ aufnimmt, so gelten also die Beziehungen $ds_a \geq -\frac{dQ}{T_a}$; $ds_b \geq \frac{dQ}{T_b}$ und die Entropieänderung des ganzen Systems findet man zu $ds = ds_a + ds_b \geq dQ \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_a} \right)$, also Null oder positiv. Die Ausgleichung von Wärme durch Leitung, die bei allen in der Natur vorkommenden Vorgängen, wo eine Temperaturdifferenz $T_a - T_b > 0$ vorhanden ist, erfolgt also unter Vergrößerung der Entropie. Die Wärmeleitung ist ein irreversibler Vorgang, d. h. ein solcher, der auf keine Weise rückgängig gemacht werden kann, wenn nicht Veränderungen in Körpern außerhalb des betrachteten Systems vorgenommen werden. Es läßt sich nachweisen, daß bei allen irreversiblen Vorgängen die Entropie des Systems zunehmen muß. Da aber alle wirklichen (nicht idealen) Zustandsänderungen irreversibel sind, so gibt die Vergrößerung der Entropie den Richtungssinn, in dem alle Vorgänge ablaufen. Deshalb wird der zweite Hauptsatz der Thermodynamik auch als das Prinzip von der Vermehrung der Entropie bezeichnet. — Nur bei gewissen idealen Prozessen, wie dem Carnotschen Kreisprozeß, bleibt die Entropie konstant. Bei jeder differentialen Veränderung ist hier ds entweder vollständig null oder es ist für den arbeitenden Körper ebenso stark positiv wie für die Wärmebehälter negativ bzw. umgekehrt. Allgemein kann man den Satz aufstellen, daß ein System, welches in verschiedenen Zuständen denselben Wert s der Entropie besitzt, sich von dem einen in den anderen dieser Zustände durch einen reversiblen Prozeß überführen läßt, ohne daß in anderen Körpern Veränderungen zurückbleiben.

Als Beispiel mag die Entropie für ein ideales Gas berechnet werden. Für dasselbe ist $du = c_v dT$ und $p = \frac{\Re T}{m v}$, wenn c_v die spezifische Wärme konstanten Volumens, \Re die molekulare Gaskonstante und m das Molekulargewicht bezeichnet. Für die Veränderung der Entropie erhält man dann $ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{\Re}{m} \frac{dv}{v}$ oder integriert als die Entropie s der Masseneinheit eines idealen Gases $s =$

$$c_v \ln T + \frac{\Re}{m} \ln v + \text{const.}$$

Man erkennt aus dieser Gleichung, daß auch der Vorgang der Diffusion bei konstanter Temperatur mit einer Vergrößerung der Entropie verbunden ist, da v in diesem Falle zunimmt.

Die Tatsache, daß die Entropie eines Systems bei allen wirklichen Prozessen ständig zunimmt, läßt sich vom molekulartheoretischen Standpunkt aus so darstellen, daß das System stets den wahrscheinlichsten Zustand anzunehmen strebt (s. H-Theorem).

Nach Boltzmann steht die Entropie s mit der „thermodynamischen Wahrscheinlichkeit“ W (s. d.) des Zustandes in der Beziehung $s = k \ln W + \text{const.}$ der Proportionalitätsfaktor k ist gleich dem Quotienten aus Gaskonstante (s. d.) und Loschmidtschen Zahl (s. d.).

Für die Ableitung des Entropiegesetzes setzt man gewöhnlich die Eigenschaften eines idealen Gases als gegeben voraus. Die von Carathéodory im Jahre 1909 und von M. Planck im Jahre 1926 gegebene axiomatische Begründung sieht hiervon ab und ist auch ohne Benutzung von Kreisprozessen durchgeführt (vgl. Handbuch d. Phys. Bd. 9 und Berl. Ber. 1926). Henning.

Entropiediagramm s. Wärmediagramm.

Entwicklung photographischer Schichten. Chemische Entwicklung. Die chem. Entwicklung ist im Gegensatz zur physikalischen Entwicklung (s. u.) das gewöhnliche beim Negativprozeß angewandte Entwicklungsverfahren, um das latente Bild (s. d.) in sichtbare Schwärzungen überzuführen. Man nahm früher eine Reaktion in flüssiger Phase an, bei der gelöstes Bromsilber und der Entwickler in der Schicht gleichmäßig reagieren sollten. Das reduzierte Silber mußte demnach eine übersättigte Lösung bilden, aus der sich an den Keimen des latenten Bildes das entwickelte Silber ausscheidet (Übersättigungstheorie). Die Übersättigungen mußten jedoch unwahrscheinlich hohe Werte erreichen. Nach neueren Anschauungen ist der Entwicklungsvorgang keine homogene, sondern eine heterogene, katalytisch beschleunigte Grenzflächenreaktion. Die Silberkeime des latenten Bildes wirken infolge ihrer feinen Verteilung bzw. großen Oberfläche als Katalysatoren: An den Stellen des latenten Bildes wird der bei unbelichtetem Bromsilber sehr langsam verlaufende Reduktionsprozeß des Bromsilbers mehr oder weniger stark beschleunigt, dadurch die belichteten Stellen der Platte, den unbelichteten gegenüber mehr oder weniger schwärzend. Die Keime des latenten Bildes wirken erst von einer gewissen Größe an, erreichen ein Maximum bezüglich ihrer Katalysierfähigkeit, um schließlich, wenn sie durch zu starke Belichtung zu groß geworden sind, zu solarisieren, d. h. nicht mehr zu katalysieren (vgl. Schwärzungskurve). — In großen Zügen gilt beim Entwicklungsprozeß das Massenwirkungsgesetz. Er ist daher auch umkehrbar. — Für den Zusammenhang zwischen Konstitution von organischen Entwickler-substanzen (alles Derivate des Benzols!) und ihren Eigenschaften als Entwickler gelten folgende Regeln: 1. Er muß reduzierend wirken. (Alle Entwicklersubstanzen reduzieren, doch nicht alle Reduktionsmittel entwickeln!) 2. Er muß mindestens zwei substituierte OH- oder NH₂-Gruppen haben. 3. Nur para- und ortho-Verbindungen

entwickeln. — Mit Sicherheit ist in keinem Fall zu entscheiden, ob ein Körper entwickelt. Dieses ist nach der erwähnten katalytischen Theorie des Entwicklungsvorganges verständlich. Denn die Theorie der Katalyse ist noch zu wenig geklärt, als daß ganz allgemein entschieden werden könnte, welcher Körper durch einen gegebenen Katalysator reaktionsfähig wird.

Physikalische Entwicklung. Bei der gewöhnlichen chem. Entwicklung wird das entwickelte Silber von der Schicht selbst geliefert. Bei der physikal. Entwicklung wird es in der Entwicklerlösung, bestehend im Prinzip aus Reduktionsmittel und Silbernitrat, gelöst mit dieser in die Schicht hineingetragen und dort durch Reduktion zur Abscheidung an den Silberkeimen des latenten Bildes gebracht. Auch hier dürften die Keime des latenten Bildes die Rolle von Katalysatoren spielen. — Man unterscheidet zwischen einer physikal. Entwicklung vor dem Fixieren und nach dem Fixieren. Die Entwicklung vor dem Fixieren wird heute nur noch im nassen Collodiumprozeß, also bei der Reproduktionstechnik — hier allerdings fast ausschließlich — angewandt. Die physikal. Entwicklung nach dem Fixieren ist wegen der relativ leicht zu übersehenden Verhältnisse wiederholt wissenschaftlich untersucht worden. Die Schwärzungskurve hat hier eine prinzipiell andere Form als bei der chemischen Entwicklung (s. Schwärzungskurve). Die logarithmische Schwärzungskurve steigt hier fast geradlinig an; es fehlt der untere Durchhang der Kurve. *Meidinger.*

Näheres s. Entwickler-Rezepte: Eder, Handbuch d. Phot. III., 2. Gesammelte Gebrauchsanweisungen der Agfa, J. G. Farbenindustrie. Theoretisch: Gehrike, Handbuch d. phys. Optik, II, S. 19; Die Bromsilberplatte. J. A. Barth, Leipzig 1927. Dort weitere Literatur.

Entzündung s. Verbrennung.

Entzündungsgrenze s. Explosionsgrenze.

Enzym s. Ferment.

Eötvös-Effekt Bewegt sich auf der von Westen nach Osten rotierenden Erde ein Körper gleichfalls nach Osten, so wird durch die Verstärkung der Zentrifugalkraft sein Gewicht um einen kleinen Bruchteil verringert. Bewegt er sich nach Westen, so nimmt sein Gewicht infolge der verminderten Zentrifugalkraft zu. Dieser Effekt wurde durch K. v. Eötvös gemessen. Er erreicht seinen höchsten Wert am Äquator, wo ein Körper, der sich mit 8 km/sec nach Osten bewegt, überhaupt kein Gewicht mehr haben würde. *O. Baschin.*

Eötvös-Gesetz. Die Oberflächenspannung, ihrem Wesen nach eine Molekularkraft, steht in einer bemerkenswerten Beziehung zum Molekularvolumen der Flüssigkeit. Ihr Molekularvolumen v ist der von einem Mol eingenommene Raum. Nennen wir α_1 und α_2 die Oberflächenspannungen bei den Temperaturen t_1 und t_2 und nennen wir v_1 und v_2 die zu diesen Temperaturen gehörigen Molekularvolumen, so ist (Eötvös, 1886)

$$\frac{\alpha_1 v_1^{2/3} - \alpha_2 v_2^{2/3}}{t_2 - t_1} = \kappa, \text{ wo } \kappa \text{ eine Konstante ist.}$$

Das bedeutet: die molekulare Oberflächenenergie ändert sich unabhängig von der Natur der Flüssigkeit proportional mit der Temperatur. Man vergewärtige sich, daß wenn v das Volumen ist, $(\sqrt[3]{v})^2 = v^{2/3}$ seine Oberfläche ist, $av^{2/3}$ also seine molekulare Oberflächenenergie. Eötvös hat sein

Gesetz noch anders formuliert. Nennt man T_0 die absolute Temperatur, bei der $av^{2/3} = 0$, also bei der die Oberflächenspannung gleich Null ist, so kann man das Gesetz schreiben: $av^{2/3} = \kappa(T_0 - T) = 0,227(T_0 - T)$. Die Temperatur T_0 fällt nahezu mit der kritischen Temperatur (s. d.) zusammen.

Epakten. Zeitraum zwischen dem Voll- und letzten vorhergehenden Neumond (s. Mond).

Ephemeride nennt man eine nach den Kalendern tabellierte Angabe der Orte eines Himmelskörpers, wie man dieselben für einen Planeten, Kometen oder Satelliten aus den Bahnelementen abzuleiten vermag. Für die großen Planeten und einige ihrer Monde, für die Sonne und den Erdmond werden solche Ephemeriden in den jährlich erscheinenden Jahrbüchern (Berliner Astronomisches Jahrbuch für Deutschland) veröffentlicht. Für neuentdeckte kleine Planeten bzw. Kometen werden Ephemeriden in den Astronomischen Nachrichten, Kiel, veröffentlicht, sobald Elemente einer Bahn abgeleitet sind, um die weitere Auffindung der oft schnell bewegten, schwachen Gebilde zu ermöglichen. *E. Freundlich.*

Epidiaskop, ein Bildwerfer, der sowohl zur Projektion mit auffallendem wie mit durchfallendem Lichte verwandt werden kann.

H. Boegehold.

Episkopische Projektion s. Bildwerfer.

Epoche. In der Astronomie bezeichnet man mit E. den Zeitpunkt, von dem ab man die Bewegung eines Gestirnes rechnet. *Klingsporn.*

Epoche, erdmagnetische s. Erdmagnetismus und Landesaufnahmen, magnetische.

Erdachse s. Erde.

Erdantenne. Erdantennen sind auf dem Boden oder in geringer Höhe über dem Boden liegende isolierte Drähte für Sende- und Empfangszwecke, meist angeordnet in Form einer symmetrischen (gerichteten) V-Antenne. Die Antennendrähte können am Ende frei endigen oder über einen Kondensator geerdet sein (elektrisch nahezu gleichwertig). Bei Antennen von mehr als 0,5 m Höhe über dem Grundwasser beruht die Strahlungswirkung der Antenne in der Hauptsache auf der Höhenwirkung. Bei geringerer Höhe kommen horizontale Komponenten, hervorgerufen durch in der Erde erregte Ströme, in Betracht. Die Antennen haben, wenn die Drähte unmittelbar am Boden liegen, einen großen Widerstand — 10—50 Ohm und mehr — und die Kapazität ist dann meist auch sehr erheblich (25—30 cm pro 1 m), so daß das Antennensystem aperiodisch erscheint und nur abstimmfähig dadurch wird, daß ein kleinerer Kondensator zur Verkürzung in die Antenne geschaltet wird. Für Sender ist die Antenne wenig brauchbar, für Empfang sehr zweckmäßig, da hier die Höhe zum Teil durch Länge der Antenne ersetzt werden kann. *A. Meißner.*

Näheres s. Zennek, Lehrb. S. 447.

Erdbeben. Erdbeben sind natürliche Bewegungen der festen Erde, die, von einem Zentrum (Herd) ausgehend, sich durch und über die Erde verbreiten. Die periodischen Gezeitenercheinungen der festen Erde werden nicht zu den Erdbeben gerechnet; auch nicht im allgemeinen Sprachgebrauch künstlich hervorgerufene Bodenerschütterungen, obwohl deren wissenschaftliche Bearbeitung nach den gleichen Methoden erfolgt.

Der in der Tiefe gelegene Herd des Bebens heißt Hypozentrum, über ihm liegt an der Erdoberfläche das Epizentrum inmitten des Schüttergebiets. Das Hypozentrum kann nur so tief liegen, als Spannungen in der Erdkruste vorkommen und plötzlicher Ausgleich möglich ist. Es liegt im allgemeinen bis zu etwa 60 km Tiefe; einige wenige in neuester Zeit von japanischen Gelehrten festgestellte Herdtiefen von mehr als 300 km machen der physikalischen Erklärung Schwierigkeiten.

Man unterscheidet nach der geographischen Lage des Epizentrums Land- und Seebeben, nach der Entfernung vom Beobachtungsort Orts-, Nah- und Fernbeben, nach der Ursache Ausbruchbeben (Vulkanische Beben), Einsturzbeben, tektonische Beben, nach der Stärke Kleinbeben, Mittelbeben, Großbeben, Weltbeben. Großbeben und Weltbeben haben wohl stets tektonischen Ursprung.

Die Wirkung der Erdbeben im Schüttergebiet sind mannigfaltiger Art: außer der Zerstörung menschlicher Bauwerke oft große Veränderungen der geographischen Gestalt der Erdoberfläche, Felsstürze, Bildung von Rissen und Spalten, Verschiebung ganzer Schollen um mehrere Meter gegeneinander, Verlagerung von Flußläufen und Quellen, Veränderungen des Meeresbodens. Gefährliche sekundäre Wirkungen sind das fast stets ausbrechende und wegen Zerstörung der Rohrleitungen unlöschbare Feuer und die alles verüstende Flutwelle in Küstengebieten.

Häufig treten die Beben in Serien und Schwärmen auf, wobei die Herde oft längs geologisch bekannter Spaltensysteme angeordnet sind. Auf Grund solcher Gebundenheit an bestimmte Zonen hofft man durch Feststellung und Beobachtung von Verbiegungen der Erdkruste (Wasserstandsbeobachtungen, Präzisionsnivelements) in besonders bedrohten Gegenden zu einer Art Erdbebenwarnung zu kommen, bis jetzt ohne wesentlichen Erfolg.

Erdbebenreiche Gebiete (Gebiete hoher Seismizität) sind vor allem die großen jungen Faltengebirge, Grabenbrüche und Tiefseeergräben. Bekannte Erdbebengebiete sind Japan, Kalifornien, Mexiko, Chile, überhaupt die Umrandung des Pazifischen Ozeans; in Europa kommen in Italien und auf der Balkanhalbinsel häufiger Beben vor, in Deutschland in der Oberrheinischen Tiefebene, der Schwäbischen Alb und im Vogtland. Erdbebenarme Gebiete sind die alten Schollenländer, z. B. der Kanadische Schild und die Russisch-Sibirische Tafel.

Makroseismik ist die Wissenschaft von den sichtbaren und fühlbaren Erscheinungen, die Mikroseismik bearbeitet alle mit empfindlichen Registrierapparaten (Seismographen) meßbaren Bewegungen. Makroseismisch kann nur im Schüttergebiet gearbeitet werden, mikroseismisch auf der ganzen Erde.

Die Seismographen bestehen im wesentlichen aus einer stationären Masse, die bei raschen Bodenbewegungen in Ruhe bleibt und deren Relativbewegung gegen das mit dem Boden bewegte Gestell registriert wird (mechanisch, optisch, elektromagnetisch). Die Vergrößerung hängt außer von Apparatkonstanten von der Periode der Bodenbewegung ab. Für Erdbebenbeobachtungen sind statische Vergrößerungen von etwa 100 bis 2000 üblich.

Die vom Herd ausgehenden verschiedenartigen Bodenbewegungen (longitudinale Raumwellen P, transversale Raumwellen S, Oberflächenwellen L) haben verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit, treffen in der angegebenen Reihenfolge auf der Station ein und verursachen entsprechende Einsätze in der Registrierung, dem Seismogramm. Wegen der geringeren Energiezerstreuung bilden die Oberflächenwellen im allgemeinen das Maximum der Bodenbewegung (bei Weltbeben einige mm in mehreren Tausend km Entfernung). Sie können die Erde mehrmals umkreisen und werden dann in entsprechenden Zeitabständen mehrmals registriert (Wiederkehrwellen). Fortpflanzungsgeschwindigkeit in km/sec: P $7\frac{1}{2}$ —13, S $4\frac{1}{2}$ —7, L $3\frac{1}{2}$.

Laufzeit ist die Zeit zwischen dem Ausgang vom Herd und dem Eintreffen auf der Station. Die Laufzeit ist in der Hauptsache abhängig von der Herdentfernung. Die kurvenmäßige oder tabellarische Darstellung dieser Abhängigkeit, die Laufzeitkurve, ist Grundlage für die wissenschaftliche Bearbeitung der Erdbebenfortpflanzung.

Die Herdentfernung wird aus den Laufzeitdifferenzen der P- und S-Welle an Hand der Laufzeitkurven bestimmt.

An Grenzflächen zwischen Medien mit verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit werden die Erdbebenwellen gebrochen und reflektiert, die Verhältnisse sind verwickelt, da hierbei longitudinale Wellen in transversale übergehen können und umgekehrt. Die Reflexionen PP und SS an der Erdoberfläche sind oft in den Seismogrammen zu finden.

Die longitudinale und transversale Bewegung dringen ins Erdinnere ein — um so tiefer, je größer die Herdentfernung ist — und geben Kunde über die Verhältnisse in den Tiefen der Erde. Stärke und Weg der Erdbebenfortpflanzung sind von der Struktur des Erdinnern bedingt. Inhomogenitäten in der Erde sind an Unstetigkeiten der Laufzeitkurve (Knickung, Lücken, Sprünge) zu erkennen. Aus Bearbeitungen von Laufzeitkurven kann auf eine Dreiteilung der Erde in Kern, Zwischenschicht und Mantel und auf die Tiefen von Grenzflächen geschlossen werden.

Die Laufzeit der Oberflächenwellen zeigt Abhängigkeiten vom durchlaufenen Weg und ist die Grundlage wichtiger Untersuchungen über die Struktur der Erdkruste, insbesondere den Unterschied zwischen Kontinentblöcken und Ozeanböden.

Die Untersuchung der obersten Erdschichten, soweit sie bergmännisch und geologisch interessieren, wird durch Aufzeichnung und Bearbeitung künstlicher Bodenerschütterungen (Spaltungen) vorgenommen und ist eines der erfolgreichsten Arbeitsgebiete der angewandten Geophysik. *K. Jung.*

Näheres s. A. Sieberg, Erdbebenkunde. Jena, Gustav Fischer, 1923. Lehrbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929. G. Angenheister. Seismik (Erdbebenwellen), Handbuch d. Phys. Bd. 6, Julius Springer, Berlin, 1928. — Handbuch d. Experimentalphys. Bd. 25, 2. Akademische Verlags-Ges. Leipzig 1930. — B. Gutenberg, Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen; Bodennunruhe. Handbuch der Geophysik, Gebr. Borntraeger, Berlin 1929.

Erddruck. Lose Erdmassen, Sand usw. können bei der Untersuchung ihrer Gleichgewichtszustände i. a. mit hinreichender Genauigkeit als inkompressibel betrachtet werden. Da die einzelnen „Körner“ nicht durch ein Bindemittel verkittet sind,

können an den Berührungsflächen der benachbarten Körner keine Zugspannungen übertragen werden. Die Größe der in den Berührungsflächen auftretenden Schubspannungen ist dadurch begrenzt, daß die Haftreibung einen gewissen Betrag nicht überschreiten kann. Betrachtet man die kleinen Berührungsflächen zwischen benachbarten Körnern in erster Annäherung als eben, so ist die Haftreibung der Druckkraft proportional und die gesamte, an einer Berührungsstelle übertragene Kraft kann höchstens um den Reibungswinkel φ von der Normalen der Berührungsfläche abweichen (vgl. den Artikel Reibung zwischen festen Körpern).

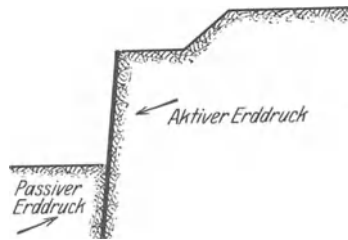


Fig. 1. Aktiver und Passiver Erddruck.

Schüttet man eine lose Erdmasse auf einer z. B. ebenen, horizontalen Unterlage auf, so verbreitet sich die Erde über eine gewisse Grundfläche. Dabei bildet sich eine Böschungsfäche (d. i. die Grenzfläche des geschütteten, kegelförmigen Erdkörpers), welche eine ganz bestimmte Neigung gegen die Horizontalebene besitzt. Dieser sog. *Böschungswinkel* ist annähernd gleich dem Reibungswinkel φ für die Körner der Erdmasse. Ist das Erdmaterial durch ebene oder gekrümmte Grenzflächen, z. B. durch Stützmauern, an der Ausbildung der freien Böschungen mit dem Reibungswinkel gehindert, so übt es auf diese Begrenzung gewisse Kräfte aus, welche als *Erddruck* bezeichnet werden. Sind die Stützflächen fest, so nennt man die von dem losen Erdmaterial ausgeübten Kräfte *aktiven Erddruck*. Wirken dagegen auf den Stützkörper Kräfte, welche das Bestreben zeigen, das Erdmaterial zu bewegen, wobei der Bewegungseintritt nur durch das Erdmaterial verhindert wird, so heißen die der Bewegung widerstrebenden Reaktionen des Erdbodens *passiver Erddruck*.

Z. B. wirken auf die in obenstehender Figur skizzierte Bohlwand von rechts Kräfte (aktiver Erddruck), welche die Wand umwerfen würden, wenn nicht die auf der linken Seite der Bohlwand angreifenden Reaktionen (passiver Erddruck) einer Drehung widerstrebten würden.

Die Erddrucktheorie untersucht das Gleichgewicht loser Erdmassen unter der Wirkung der Schwerkraft, Auflasten und der von den Stützkörpern ausgeübten Reaktionen. Der Spannungszustand im Erdkörper kann im allgemeinen nicht bestimmt werden, da man die Reibungskräfte nur zwischen gewisse Grenzen einschließen kann, während ihre wahre Größe i. a. unbekannt bleibt. Die Erddrucktheorie, welche in den meisten Fällen ein ebenes Problem voraussetzt, beschäftigt sich deswegen vorwiegend mit den Grenzzuständen, in denen das Gleichgewicht gerade noch vorhanden ist.

Die Coulombsche Erddrucktheorie (für das ebene Problem) setzt voraus, daß das Erdmaterial

bei Gleichgewichtsstörungen in ebenen Gleitflächen AB durch die untere Mauerkante abrutscht (vgl. Fig. 2.) Die Lage der ebenen Gleitfläche AB ist nach Coulomb so zu bestimmen, daß der von dem abgleitenden Prisma auf die Wand ausgeübte Erddruck einen Extremalwert annimmt und zwar einen Maximalwert für den Fall des aktiven Erddrucks und einen Minimalwert für den des passiven Erddrucks. Die Größe des Erddrucks ergibt sich dann unter gewissen Annahmen aus den Gleichgewichtsbedingungen für das abgleitende Prisma. Eine einfache zeichnerische Ermittlung der Lage der Gleitebene ist von Rebhann angegeben worden. Bei der Coulombschen Erddrucktheorie sind die Kompatibilitätsbedingungen für die Spannungen im allgemeinen nicht erfüllt. Die von ihr gelieferten Werte des Erddrucks dürften jedoch trotzdem für

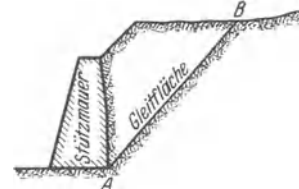


Fig. 2. Ebene Gleitfläche.

viele Belastungsfälle und für die meisten Zwecke ausreichend genau sein, was für einige wenige Fälle mit Hilfe der genaueren Theorie von Rankine-Kötter gezeigt werden kann. Auch die Übereinstimmung mit experimentell festgestellten Werten des Erddrucks ist unter gewissen Einschränkungen durchaus befriedigend.

Eine genauere Theorie des Erddrucks ist vor allem von Rankine, Kötter und Müller-Breslau mit Hilfe eines Variationsprinzips entwickelt worden. Jedoch sind dafür bisher nur wenige Lösungen bekannt geworden. Es sei hier nur darauf hingewiesen, daß sich danach i. a. für das ebene Problem, auf das sich die Untersuchungen beschränken, als Gleitflächen nicht Ebenen, sondern Zylinderflächen ergeben.

F. Schleicher.

Näheres. H. Reißner, Theorie des Erddrucks. Enzyklop. der mathem. Wissenschaften. IV, 28.

Erde. Der dritte Planet von der Sonne aus gerechnet und größte der 4 inneren Planeten. Ihr Durchmesser beträgt 12740 km, die Abplattung aus der Gradmessung 1/298, aus der Mondtheorie 1/293. Diese Werte müssen wegen der inhomogenen Dichteverteilung differieren. Die mittlere Dichte der Erde beträgt das 5,6fache der des Wassers. Sie ist somit der Himmelskörper mit der größten bekannten Dichte, wenn man vom Merkur, dessen Masse nur sehr ungenau bestimmt werden konnte, sowie den „Weißen Zwergen“ absieht. Sie dreht sich in 24 Stunden um ihre kürzeste Achse, die um $23\frac{1}{2}^{\circ}$ gegen den Pol der Ekliptik geneigt ist und deren Neigung langsam veränderlich ist. Außerdem beschreibt diese Achse einen Kegelmantel um den Pol der Ekliptik in 25700 Jahren (Präzession). In einem Jahr dreht sie sich um die Sonne. Durch diese Bewegungen entstehen Tag und Nacht, sowie die Jahreszeiten.

Physisch nimmt die Erde offenbar eine Zwischenstellung zwischen den Nachbarplaneten Venus und Mars ein, von denen erstere eine dichte Atmosphäre und eine scheinbar stets geschlossene Wolkendecke, letzterer nur eine spärliche Lufthülle mit selten auftretenden Wolken besitzt. Auch ihr Reflexionsvermögen (Albedo) scheint zwischen beiden zu stehen (s. d.). Über Erddichte und Dichteverteilung im Erdinnern usw. vgl. die vielen

einschlägigen Artikel. Über den Trabanten der Erde s. Mond.

In folgendem ist eine kurze Tabelle der Konstanten der Erde und Erdbahn gegeben.

Dimensionen nach Helmer t.	
Äquatorialhalbmesser	a = 6378,200 km
Polarhalbmesser	b = 6356,818
Radius einer raumgleichen Kugel	R = 6371,1
Abplattung	p = 1/298,3
Mittlere Dichte	5,6 (Wasser = 1)
Schwere als Funktion der geographischen Breite φ und Seehöhe h	} g = 9,80632 - 0,02593 cos ² φ + 0,00007 cos ² φ - 2 $\frac{h}{R}$ g
Umdrehungszeit (Sterntag)	23h 56m 4s
Siderisches Jahr	365,25636 Tage
Tropisches Jahr	365,24220 "
Schiefte der Ekliptik	23° 27' 30"
Jährliche Präzession	50",252

Bottlinger.

Erde, Alter der — und Mineralien s. Alter.

Erde, Dimensionen. Die Dimensionen der Erde werden durch Gradmessungen (s. Abplattung) bestimmt. Nach den Berechnungen von Bessel ist die halbe Äquatorachse = 6377397·155 m die halbe Polarachse = 6356078·963 m.

Neuere Untersuchungen gaben um etwa 500 bis 1000 m größere Werte für die Äquatorachse. Die Union Géodésique internationale hat auf der Konferenz zu Madrid 1924 die Erddimensionen nach Hayford für den allgemeinen Gebrauch festgesetzt. Demnach ist

die halbe Äquatorachse = 6378388 m

die halbe Polarachse = 6356912 m

mit der Abplattung 1:297. *A. Prey.*

Näheres s. W. Heiskanen, Die Erddimensionen nach den europäischen Gradmessungen. Veröffentl. des finnischen geod. Instituts Nr. 6, 1926.

Erdelektrizität s. Atmosphärische Elektrizität und Erdfeld, elektrisches.

Erdfeld, elektrisches. Schon seit der Mitte des 18. Jahrhunderts weiß man, daß die Erde gegenüber der Atmosphäre eine Potentialdifferenz von wechselnder Größe und Vorzeichen aufweist. Gewöhnlich ist die Luft gegenüber der Erde auf einem höheren Potential, d. h. die Erde erscheint gegen die Luft negativ geladen. Die Potentialdifferenz zwischen Erde und einem gewählten Punkt der Luft wird um so größer, je höher der Punkt über der Erdoberfläche gelegen ist. Als Maß für die Stärke des Erdfeldes nimmt man das Potentialgefälle (Gradient), d. h. die Differenz der Potentiale eines Punktes der Erdoberfläche und eines 1 m darüber liegenden Punktes (ausgedrückt in Volt pro 1 m Höhendifferenz). Über die Methoden zur Bestimmung dieser Größe vgl. den Artikel „Potentialgefälle“ (vgl. auch den dortigen Literaturhinweis).

Das atmosphärische Potentialgefälle ist eine Größe, die außerordentlich starke örtliche und zeitliche Variabilität aufweist, abgesehen von den Änderungen, die es durch gewisse meteorologische Faktoren (z. B. bei Gewittern, bei Sand- und Schneestürmen und dgl.) erleidet. Nicht selten kommt es vor, daß das Gefälle negativ wird, d. h. daß die Potentialdifferenz zwischen Atmosphäre und Erde negative Werte annimmt. Solche Fälle sind natürlich bei der Mittelwertbildung, welche die Ausschüfung der Regelmäßigkeiten in den Änderungen des Potentialgefälles (im folgenden kurz P. G. genannt) bezweckt, auszuschließen. Tage, an welchen abnorme P. G.-Werte beobachtet werden, sind also als „gestörte Tage“ im folgenden nicht mitverwendet worden.

Da das P. G. regelmäßige tägliche und jährliche Veränderungen aufweist, kann man zur Beurteilung der Absolutwerte des P. G. an verschiedenen Orten eigentlich nur Mittelwerte über längere Zeit, wenigstens über Winter und Sommer, mit mehrmaliger täglicher Beobachtung verwenden. Solche größere Beobachtungsreihen liegen vor: von Chree in Kew (England), von Zölß, Blumenschein und P. Rankl in Kremsmünster (Oberösterreich), Mazelle und Brommer in Triest, von Lüdeling und Kähler in Potsdam, Lutz in München, Angenheister auf Samoa, Rouch auf der Petermannsinsel, ferner an den Observatorien der Carnegie-Institution in Washington (Nordamerika) Huancayo (Peru) und in Westaustralien, dann am Ebroobservatorium Tortosa (Spanien) und im Norwegischen Observatorium Aas (bei Oslo). In Europa beträgt der Mittelwert des P. G. etwa 130 Volt/m. Die Messungen über dem Meere ergaben Werte zwischen 120—150 V/m.

Hinsichtlich der Resultate ist es zweckmäßig, die Beobachtungen über Festland und über dem Meere getrennt zu betrachten:

A. Das Potentialgefälle über den Ozeanen (es entspricht dies bekanntlich den Verhältnissen, die in drei Vierteln der Erdoberfläche herrschen). Durch die zahlreichen Messungen auf den Forschungsschiffen der Carnegie-Institution wurde klargelegt, daß über den Meeren eine einfache tägliche Periode des Potentialgefälles herrscht, die an allen Orten zu gleicher Zeit ihr Maximum und Minimum erreicht. Der Mittelwert beträgt 124 Volt/meter; das Maximum (150 Volt/m) tritt zwischen 6 und 7 Uhr abends nach Greenwich Zeit (Weltzeit) ein, zu der Zeit, in der der magnetische Nordpol der Erde Mittag hat. Das Minimum (110 Volt/m) wird um etwa 4 Uhr früh (Greenwicher Zeit) erreicht.

Es wurde auch eine jährliche Periode nachgewiesen; das Jahresmittel beträgt über den Meeren 126 Volt/m; die Extreme der Monatsmittel sind 150 Volt/m (Februar) und 120 Volt/m (Juni).

B. Das Potentialgefälle über Festland.

a) Tägliche Periode: Es gibt Stationen mit doppelter und solche mit einfacher Periode. Wo die doppelte Periode vorhanden ist, ist sie im Sommer stark, im Winter gar nicht oder nur schwach ausgeprägt. Die doppelte Periode scheint in einigen hundert Metern über der Erde nicht mehr vorhanden zu sein.

Die obenerwähnte einfache Periode nach Weltzeit, die über den Ozeanen herrscht, ist bei den Landbeobachtungen nur schwach erkennbar, da sie von lokalen Einflüssen überdeckt wird. An Orten mit großem Staubkerngehalt (geringer Leitfähigkeit) ist das Potentialgefälle hoch: z. B. in Kew 317 Volt/m, in Potsdam 203 Volt/m. In der Nähe des Meeres (reine Luft) ist das Potentialgefälle niedrig, z. B. Tortosa 107 Volt/m, Triest 75 Volt/m.

b) Jährliche Periode: Durch die Parallelkreise 30° Nord- und etwa 40° Südbreite wird die Erde in drei Zonen geteilt. In der durch die Parallelkreise gebildeten Nord- und Südkappe ist das Potentialgefälle im Dezember und Januar ein Maximum, im Juni und Juli ein Minimum. In der Äquatorialzone bis 30° N und 40° S ist ein entgegengesetztes Verhalten zu sehen. Am Äquator selbst ist die jährliche Periode verschwunden. In der Gegend der beiden Wendekreise ist das Minimum im Februar, das Maximum im Juni oder Juli. Mangels

ausreichenden Beobachtungsmaterials sind die für die Äquatorialzone erwähnten Gesetzmäßigkeiten noch nicht als vollkommen gesichert anzusehen.

Ein Einfluß der Sonnentätigkeit, d. h. Zusammenhang zwischen Sonnenfleckenzahl und dem atmosphärischen Potentialgefälle ist durch die Untersuchungen von L. A. Bauer (Washington) nachgewiesen.

Einfluß meteorologischer Elemente, Ursache der Änderungen des P. G. Der Einfluß meteorologischer Faktoren ist indirekt: er betrifft direkt die Leitfähigkeit der Luft, welche durch Prozesse der Ionenadsorption (Nebel), Förderung ionenreicher Bodenluft bei zyklonaler Wetterlage, Stagnieren staubreicher Luft bei antizyklonaler Wetterlage u. a. in der mannigfachsten Art verändert werden kann. Jeder Erhöhung der Leitfähigkeit entspricht dann eine Verminderung des atmosphärischen P. G. und umgekehrt. Auch die täglichen und jährlichen Änderungen des P. G. können in allgemeinen Zügen durch die spiegelbildliche Beeinflussung der Leitfähigkeit erklärt werden. Luftdruckänderungen zeigen keinen deutlichen Einfluß auf den Gang des P. G. Dagegen besteht eine deutliche Abhängigkeit des P. G. vom Dunstdruck, die nach Exner durch die Formel

$$dV/dh = \frac{A}{1+Bp} \quad (p \text{ bedeutet den Dunstdruck, } dV/dh \text{ das P. G., } A \text{ und } B \text{ Konstante) dargestellt wird.}$$

Lufttrübungen verursachen Verminderung der Leitfähigkeit und entsprechend Erhöhung des P. G. Bei Gewittern treten starke unregelmäßige Schwankungen auf, die manchmal so stark sind, daß der Meßbereich der Registrierapparate nicht ausreicht. Bei Regen herrscht anfangs häufig negatives P. G. Bei Stürmen kann, wie insbesondere Douglas Rudge aus Südafrika berichtet, durch Elektrisierungserscheinungen von seiten des aufgewirbelten Staubes starke Störung des P. G. bewirkt werden.

Das P. G. nimmt mit zunehmender Erhebung über der Erdoberfläche zuerst rasch, dann immer langsamer ab. In 1000 m beträgt das P. G. nur mehr etwa 25 Volt/m. In 9000 m beobachtete Everling Werte von 3,5 Volt/m, P. Idrac mit Pilotballon in 19 km 1,2 Volt/m. Das P. G. scheint sich an der Grenze der gutleitenden Heavisideschicht, d. h. in 50–100 km Höhe asymptotisch dem Werte Null zu nähern.

V. F. Heß, Näheres s. H. Benndorf und V. F. Heß, Luftelektrizität in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik. V. Band, I. Hälfte (11. Auflage), Braunschweig 1920.

Erdfeld, magnetisches s. Erdmagnetismus.

Erdfernrohr. Das Erdfernrohr gibt im Gegensatz zum astronomischen Fernrohr ein aufrechtes und seitenrichtiges Bild eines weit entfernten Gegenstandes; und zwar soll unter Erdfernrohr nur eine solche Anordnung verstanden werden, welche das Bild mittels Linsen erzeugt (im Gegensatz zum Prismenfeldstecher, bei dem die Aufrichtung des durch ein astronomisches Fernrohr erzeugten umgekehrten Bildes durch ein Prismenumkehrsystem erfolgt). Das Erdfernrohr läßt sich stets zerlegen in eine aus Objektiv, Umkehrsystem und astronomischem Okular bestehende Linsenfolge. Das Objektiv ist im allgemeinen eines der bei astronomischen Fernrohren gebräuchlichen; es wird im Hinblick auf möglichst geringen Lichtverlust (bei nicht zu großem Durchmesser, ungefähr bis 50 mm) meist verkittet ausgeführt. Für größere Durchmesser (beispielsweise bei Aussichtsfernrohren)

wird das Objektiv unverkittet ausgeführt zur Vermeidung von Spannungen. Nur in dem besonderen Falle, daß Bildfehler des Erdfernrohrokulars durch Bildfehler entgegengesetzten Vorzeichens im Objektiv aufgehoben werden sollen, wird ein Objektiv besonderer Bauart gewählt (beispielsweise bei Anwendung eines Fraunhoferschen Erdfernrohrokulars ein Objektiv mit positiver chromatischer Längsabweichung).

Das Umkehrsystem des Erdfernrohrokulars enthält in den meisten Fällen eine die Regelung des Hauptstrahlengangs bewirkende Feldlinse (*Kollektiv*) als ersten Teil und in vielen Fällen zwei („gegeneinandergeschaltete“) Objektive als das den zweiten Teil bildende eigentliche Umkehrsystem. Auch die erste Linse des astronomischen Okulars wirkt meistens hauptsächlich als Feldlinse. Es sei noch erwähnt, daß in vielen Fällen die das gesamte Erdfernrohr bildende Linsenfolge aus zwei hintereinandergeschalteten astronomischen Fernrohren besteht, derart, daß die Austrittspupille des ersten astronomischen Fernrohrs mit der Eintrittspupille des zweiten zusammenfällt.

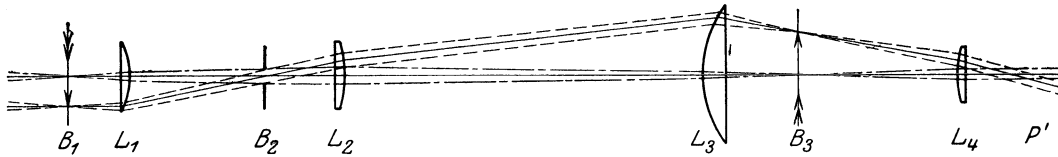
Der geschichtlichen Entwicklung nach war der Zweck des Erdfernrohrs zunächst die *Vergrößerung des kleinen* (natürlichen oder dingseitigen) *Schwinkels*, unter dem *ferne Gegenstände* dem freien Auge erscheinen. Für stärkere Vergrößerungen ist dem deutlich abbildbaren Bereich des Gegenstandsraums (also dem dingseitigen Gesichtsfeld) im wesentlichen durch das Okular eine Grenze gesetzt dadurch, daß je nach der Bauart des Erdfernrohr-Okulars das scheinbare (oder bildseitige) Gesichtsfeld einen bestimmten Betrag nicht übersteigen kann, der für ältere Okulare 30° erreichte und in der Neuzeit bis auf 70° gesteigert werden konnte. Für schwächere Vergrößerungen muß auch bei der Anlage des Objektivs auf die durch dieses erzeugte Bildwölbung (allgemein gesprochen auf die außerachsialen Bildfehler) Rücksicht genommen werden. Das Erdfernrohrokular hat im Vergleich mit einem astronomischen Okular gleicher Brennweite größere Länge wegen des in ihm enthaltenen Linsenumkehrsystems. Diese größere Länge ist für die Verwendung im Handfernrohr ein Nachteil, für die seit Anfang des 20. Jahrhunderts mehr und mehr in Gebrauch kommenden *Zielfernrohre* (s. d.) und *Sehrohre* (s. d.) in den meisten Fällen ein Vorteil. Beim Sehrohr für Unterseeboote ist zugunsten des möglichst großen Blickfeldes fast ganz auf die Vergrößerungswirkung verzichtet, so daß es also zu den wiederholenden Instrumenten zu zählen ist. (Die *Einteilung in wiederholende und vergrößernde Linsenfolgen* wurde eingeführt durch M. von Rohr.)

a) Erdfernrohr mit einer einzigen Vergrößerung. Die Möglichkeit der Verwandlung eines astronomischen in ein Erdfernrohr mittels einer zwischen Objektiv und Okular angeordneten Umkehrlinse ist schon von Kepler im Jahre 1611 erkannt worden. Einen weiteren Fortschritt verdanken wir dem Mönch A. M. Schyrl (1645), der sogar schon ein Mittel angegeben hat, um das durch ihn für *beidäugige Beobachtung* eingerichtete Erdfernrohr *dem Augenabstande anzupassen*. Die Erdfernrohrokulare sind gegen Ende des 18. und zu Anfang des 19. Jahrhunderts besonders durch Dollond, Ramsden, Fraunhofer, vervollkommen worden. Die untenstehende Figur stellt ein Fraunhofersches Okular dar und

gründet sich auf die Angaben in Prechtl's praktischer Dioptrik (1828). Die Regelung des Hauptstrahlengangs übernehmen in diesem Falle sämtliche vier Linsen, auch haben alle vier Linsen vergrößernde oder verkleinernde Wirkung. (Eine nur als Feldlinse wirkende Linse hat Vergrößerung 1.) Die erste Linse L_1 lenkt die von der Mitte der Objektivfassung (im allgemeinen Falle von der Mitte des durch das Objektiv erzeugten Bildes der Eintrittspupille) kommenden Hauptstrahlen nach der Mitte der Öffnungsblende B_2 hin ab; die zweite Linse L_2 lenkt die nunmehr von der optischen Achse weglaufenden Hauptstrahlen wieder auf die optische Achse zu. Dieselbe Wirkung haben die dritte Linse L_3 und die vierte Linse L_4 , so daß sich die Hauptstrahlen schließlich in der Mitte der Austrittspupille P' schneiden. Die von den Neigungswinkeln der Hauptstrahlen zur optischen Achse abhängigen sphärischen Abweichungen beim

Vergrößerung eines Erdfernrohres *sprungweise* verändert werden kann. Die meisten der in diesem Abschnitt beschriebenen optischen Mittel werden auch bei den im folgenden Abschnitt (c), *Erdfernrohr mit stetig veränderlicher Vergrößerung*, (*pankratisches Fernrohr*) zu besprechenden Fernrohren angewandt, dort allerdings in Verbindung mit geeigneten mechanischen Mitteln.

Ein Mittel zur Veränderung der Vergrößerung besteht in der *Hinzufügung eines* holländischen *Fernrohres* (oder im allgemeinen Falle eines für sich allein ein aufrechtes Bild liefernden Fernrohres) entweder vor dem Objektiv (also zwischen Gegenstand und Erdfernrohr), oder hinter dem Okular (also zwischen Okular und Auge), oder in dem Falle, daß das eigentliche Umkehrsystem zwischen seinen Gliedern die vom unendlich fernen Punkt ausgehenden Strahlen parallel verlaufen läßt, zwischen diesen beiden Gliedern.



Fraunhofersches Okular; Brennweite $f = 25$ mm ($\frac{1}{2}$ nat. Gr.) zu einem Objektiv $F = 525$ mm passend. Es sind die dem Mittelpunkte des Gesichtsfeldes und die einem Randpunkte des Gesichtsfeldes entsprechenden Strahlen eingezeichnet.

Verlauf der Hauptstrahlen kommen im allgemeinen nicht störend in Betracht, solange Austrittspupille und Augenpupille nicht zu klein sind.

Zählt man ab, wie oft ein von einem außerhalb der optischen Achse gelegenen Gegenstandspunkt kommender Hauptstrahl die optische Achse des Fernrohres schneidet, dann findet man in dem behandelten Beispiel drei Schnittpunkte bis zum Eintreffen auf der Netzhaut, d. h. die Zahl der beim natürlichen Blicken vorhandenen Schnittpunkte (nämlich ein mit dem Augendrehpunkt zusammenfallender) ist durch das Erdfernrohr um eine gerade Anzahl vermehrt worden, und dies entspricht einem aufrechten Bild. Die bildaufrichtende Wirkung des im Erdfernrohr enthaltenen Umkehrsystems ist auch gekennzeichnet durch das *negative Vorzeichen der Vergrößerung dieses Umkehrsystems*, jedoch erhält man bei dieser Kennzeichnung nur einen oberflächlichen Einblick in die Wirkungsweise des Fernrohres. Ein dritter, ebenfalls gangbarer Weg besteht in der Abzählung der (zugänglichen oder „reellen“) Schnittpunkte eines im Dingraum parallel zur optischen Achse verlaufenden Strahles mit der optischen Achse; hierbei soll an den Stellen, an denen der Strahl parallel der optischen Achse verläuft, kein Schnittpunkt gezählt werden. Auch für die Anzahl dieser Schnittpunkte hat das aufrechte Bilder ergebende Fernrohr eine *Zunahme um eine gerade Zahl* (beim holländischen Fernrohr = 0, beim Erdfernrohr mit Fraunhoferschem Okular = 2, bei Erdfernrohren größerer Länge = 4, sehr selten eine größere gerade Zahl) bewirkt.

Ein *zweites Beispiel* eines Erdfernrohres mit einer einzigen Vergrößerung ist in dem Abschnitt „Zielfernrohr“ mit der Darstellung des Strahlengangs wiedergegeben.

b) Erdfernrohr mit mehreren Vergrößerungen. In diesem Abschnitt sollen verschiedene Mittel besprochen werden, mittels deren die Ver-

(T. R. Dallmeyer hat in der deutschen Patentschrift 120 480 vom 13. 12. 1899 angegeben, wie man ein photographisches Objektiv in ein solches mit längerer Brennweite dadurch verwandeln kann, daß man ein holländisches oder auch ein astronomisches Fernrohr vorschaltet. Beispiele für die Vorschaltung eines holländischen Fernrohres bei einem Fernrohr finden sich in der englischen Patentschrift 10 701 von Denston aus dem Jahre 1906 und in der österreichischen Patentschrift 35 218 von Reichert aus dem Jahre 1908, ferner in der deutschen Patentschrift 237 072 von C. Zeiß aus dem Jahre 1910).

Ein *zweites Mittel* besteht in der *Änderung der Objektivbrennweite* entweder durch Verschiebung der Bestandteile des Objektivs gegeneinander in Richtung der optischen Achse (das Objektiv kann dabei etwa als Teleobjektiv gebaut sein) oder durch Auswechseln von Objektivbestandteilen oder Vorschaltlinsenfolgen oder Einschaltlinsenfolgen untereinander. Diese Auswechslung kann entweder durch Drehung dieser Bestandteile um eine geeignet gewählte Achse oder durch Verschiebung dieser Teile in einer bestimmten Richtung (die beispielsweise auf der optischen Achse senkrecht stehen kann) erfolgen. Oder es wird durch Umschaltung von geeigneten Prismen dafür gesorgt, daß je nach der Vergrößerung das eine oder das andere Objektiv wirksam ist.

Ein *drittes Mittel* besteht in der *Änderung der Okularbrennweite*. Und zwar wollen wir dabei zunächst nur an das *eigentliche* (im Erdfernrohr enthaltene) *astronomische Okular* denken, das im einfachsten Falle durch Einstecken eines anderen Okulars in die Okularhülse ausgewechselt werden kann. Eine bessere Bauart für den Okularwechsel wird durch Anordnung mehrerer Okulare verschiedener Brennweite in einem sog. *Okularrevolver* erzielt, oder auch durch Verschiebung der Bestandteile des astronomischen Okulars gegeneinander in Richtung der optischen Achse.

Als *viertes Mittel* wollen wir die *Änderung der Brennweite des Erdfernrohrökulars* und damit die Veränderung der Vergrößerung des Erdfernrohres

mittels der Verschiebung⁷ des Umkehrsystems in Richtung der optischen Achse oder mittels axialer gegenseitiger Verschiebung der Glieder des Umkehrsystems behandeln. Hierbei ändert sich im allgemeinen die Fernrohrlänge. Die *axiale Verschiebung des Umkehrsystems* war wohl von allen vier besprochenen Mitteln zum Zwecke des Vergrößerungswechsels das am frühesten bekannte (*mindestens schon am Ende des 18. Jahrhunderts bekannt*). Das zweite und vierte Mittel haben insofern keine scharfe Grenze gegeneinander, als die in einem Erdfernrohr enthaltene Feldlinse gelegentlich auch zum Objektiv gerechnet werden kann. Sind die beiden Vergrößerungen v_1 und v_2 des Umkehrsystems derart gewählt worden, daß ihr Produkt = 1 ist (also $v_1 = 1/v_2$), dann bleibt die Fernrohrlänge für beide Vergrößerungen dieselbe. Ferner kann auch bei Verschiebung der vorhin genannten Feldlinse erreicht werden, daß die Fernrohrlänge für zwei Vergrößerungen die gleiche bleibt, wenn zwischen den beiden Vergrößerungen der Feldlinse die Beziehung $v_1 = 1/v_2$ besteht. Eine andere Möglichkeit, ein Verhältnis der beiden Fernrohrvergrößerungen $v_1^2 : 1$ zu erreichen, besteht darin, daß man das eigentliche Umkehrsystem (seine Vergrößerung sei v_1) um eine in der Mitte zwischen seinen beiden Bildebenen gelegene Achse um 180° drehbar macht und damit außer der Vergrößerung v_1 auch die Vergrößerung $1/v_1$ erreicht.

Bei Anwendung des ersten Mittels (und zwar in dem Falle, daß das hinzugefügte Fernrohr vor dem Objektiv angeordnet wird), bei Anwendung des zweiten Mittels und in einem Sonderfalle bei Anwendung des vierten Mittels kann durch geeignete Wahl der Abmessungen (Abstände, Durchmesser und Brennweiten) erreicht werden, daß die *Lage und Größe der Austrittspupille* des Erdfernrohrs bei zwei oder mehreren Vergrößerungen *unverändert bleibt*. Bei Anwendung des dritten Mittels und, abgesehen von dem vorhin genannten Sonderfalle, bei Anwendung des vierten Mittels, ist fast immer das Produkt aus der Vergrößerung des Fernrohrs und dem Durchmesser der Austrittspupille von der Fernrohrvergrößerung unabhängig gleich dem durch den Objektivdurchmesser bedingten Durchmesser der Eintrittspupille. Bei Anwendung des vierten Mittels wirkt allerdings in manchen Fällen die Öffnung eines der Glieder des Umkehrsystems als Öffnungsblende für die schwächere Vergrößerung. Das Produkt aus dingseitigem Gesichtsfeld und Fernrohrvergrößerung ist für die verschiedenen Vergrößerungen bei ein und demselben Fernrohr angenähert gleich dem bildseitigen Gesichtsfeld des Okulars. Genauer gilt, falls das Erdfernrohr den Gegenstand verzeichnungsfrei abbildet, die

Beziehung $\text{tg} \frac{a'}{2} = v \cdot \text{tg} \frac{a}{2}$, wobei a das dingseitige und a' das bildseitige Gesichtsfeld des Fernrohrs bezeichnet ($v =$ Fernrohrvergrößerung).

c) Erdfernrohr mit stetig veränderlicher Vergrößerung (*pankratisches Fernrohr*). In diesem ist im allgemeinen als Mittel zur Vergrößerungsänderung das im Abschnitt b) besprochene *zweite Mittel* oder das ebenfalls dort besprochene *vierte Mittel* angewandt. Die Entwicklung des pankratischen Fernrohrs ist, um nur ein paar Namen zu nennen, seit 1878 durch F. C. Donders (zugehörige Rechnungen von Grinwis), J. A. C.

Oudemans, J. Bosscha, Hugo Schröder, A. C. Biese (Gleichen, Voigtländer), William Ottway (englisches Patent Nr. 4063 aus dem Jahre 1905), Fr. L. G. Kollmorgen, C. P. Goertz, Carl Zeiß gefördert worden. Ein pankratisches Erdfernrohr bietet den großen Vorteil, daß man zunächst mit eingeschalteter schwacher Vergrößerung ein großes Gesichtsfeld absuchen kann und dann den bildseitigen Sehwinkel einer genauer zu untersuchenden Einzelheit innerhalb gewisser Grenzen (beispielsweise bis auf das Dreifache des für die schwache Vergrößerung gültigen Betrags, neuerdings im Verhältnis 1:5 und noch mehr) allmählich steigern kann, bis man diese genügend erkennt oder soweit es die Luftdurchlässigkeit zuläßt. Im allgemeinen wird man, um bei allen Vergrößerungen ein genügend scharfes (und deutliches) Bild zu erhalten, *die Bildfehler der einzelnen Teile* des pankratischen Fernrohrs derart verkleinern müssen, daß mindestens die verschiebbaren Glieder für sich allein achromatisiert sind, daß ferner die sphärische Abweichung bei der Abbildung eines Achsenpunktes für die verschiedenen Vergrößerungen in gleichem Maße beseitigt ist, daß die Abweichung von der Erfüllung der Sinusbedingung für die beiden Grenzstellungen die gleiche und möglichst klein ist. Außerdem soll die Bildwölbung (in manchen Fällen auch der Astigmatismus schiefer Büschel) des gesamten Erdfernrohrs einen bestimmten Betrag nicht übersteigen bei allen Vergrößerungen.

Die selbsttätige stetige Veränderung der Vergrößerung erfolgt dadurch, daß beim Drehen eines Rändelrings oder einer Kurbel mittels einer geeigneten mechanischen Übertragung gleichzeitig die beiden verschiebbaren Glieder des Erdfernrohrrokkulars um verschiedene Beträge in Richtung der optischen Achse bewegt werden, so daß für alle Vergrößerungen das Bild des Gegenstandes in derselben achsensenkrechten Ebene (im Unendlichen) liegt. Behält das Fernrohr für alle Vergrößerungen dieselbe Länge, dann sind die verschiebbaren Glieder Teile des Umkehrsystems. Das *mechanische Mittel* besteht meistens in der Anwendung von *zwei* in ein zylindrisches Rohr eingeschnittenen *schraubenförmigen Kurven*, von denen im allgemeinen nur die eine längs ihres Umfangs eine gleichbleibende Steigung hat. Jede dieser beiden Kurven bewirkt die Verschiebung eines der Glieder, und zwar durch Vermittlung eines Stiftes (eines sog. *Gleitbackens*). Meist wird noch, um eine Drehung der verschiebbaren Glieder um die optische Achse zu verhindern, in einem besonderen Rohr ein der optischen Achse paralleler Schlitz als *Geraadföhrung für die beiden Gleitbacken* angeordnet.

Bezüglich der Angabe von Einzelheiten über den Bau der verschiedenen Erdfernrohre muß auf die zahlreichen Patentschriften verwiesen werden. Angaben über die Lichtdurchlässigkeit von Erdfernrohren findet man in § 3 der Arbeit von H. Erfle in der Deutschen Optischen Wochenschrift 1919, 351—355, 367—369 und 1920, 3—5, 29—30. Zur Einführung in das völlige Verständnis der Wirkungsweise des Erdfernrohrs und der optischen Instrumente überhaupt sei das Büchlein von M. von Rohr: „Die optischen Instrumente“ in der Sammlung: Aus Natur und Geisteswelt, 88. Bändchen, 3. Aufl., 1918, empfohlen. Ausführliche Angaben über die grundlegenden Begriffe finden sich in: Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe von S. Czapski, zweite Auflage unter Mitwirkung des Verfassers und mit Beiträgen von M. von Rohr, herausgegeben von O. Eppenstein, 1904, die Theorie der optischen Instrumente I. Band,

bearbeitet von wissenschaftlichen Mitarbeitern an der optischen Werkstätte von Carl Zeiß, herausgegeben von M. von Rohr, 1904; Handbuch der Physik von Geiger und Scheel, Bd. XVIII; Handbuch der Experimentalphysik von Wien u. Harms, Bd. 20, II. Außerdem gehören hierher die im Artikel „Prismenfeldstecher“ genannten Bücher von A. Gleichen, Chr. von Hofe und A. König.
H. Erjle.

Erdinduktion. Die Erweckung von Magnetismus in magnetisierbaren Körpern durch die Gegenwart des Erdmagnetismus. Außer von der Magnetisierungsfähigkeit des Körpers und der Größe des Erdfeldes an dem betreffenden Ort hängt sie von der Lage gegenüber der Richtung des Erdmagnetismus ab, und man spricht daher von einem „Magnetismus der Lage“. Unter sonst gleichen Umständen ist der induzierte Magnetismus am größten, wenn die Längsachse des Körpers mit der Richtung des Erdfeldes zusammenfällt. Im übrigen gelten alle Gesetze der Magnetinduktion. Praktisch wichtig wird die Erdinduktion vor allem bei dem durch sie erzeugten „Schiffsmagnetismus“ (s. d.), ferner bei allen magnetischen Messungen, bei denen die Lage von Magneten geändert werden muß (z. B. Bestimmung der Intensität des Erdmagnetismus oder des Moments eines Magneten). Auch die Wirksamkeit der Lloydschen Deflektoren (s. Deflektoren) beruht auf der Erdinduktion. Auf die Erdinduktion ist auch ein großer Teil des Gesteinsmagnetismus zurückzuführen.

A. Nippoldt.

Erdinduktor. In einem Leiter, der unter einem Winkel gegen das magnetische Feld der Erde gedreht wird, entsteht durch Induktion ein Strom. Dies wird zur Messung der Inklination des magnetischen Erdfeldes benutzt. Wilh. Weber dreht eine Spule um je 180° zwischen Anschlägen; das eine Mal, indem sie wagerecht aufgestellt, das andere Mal bei senkrechter Stellung. Durch taktmäßiges Hin- und Herdrehen werden die in ein Galvanometer gesandten Stromstöße „multipliziert“ bis zum Maximalausschlag. Das Verhältnis der Ablenkungen in beiden Lagen entspricht dem Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Komponente des Erdfeldes, d. h. der Tangente der Inklination. L. Weber drehte gleichzeitig zwei Spulen in dieser Weise, schaltete in beide Stromkreise ein Differentialgalvanometer, drosselte durch einen Widerstand den von der Vertikalintensität induzierten stärkeren Strom soweit ab, daß er dem von der horizontalen herrührenden annähernd gleich war, und ermittelte den nun noch nötigen Zusatzwiderstand, der die Nadel nicht mehr aus der Ruhelage ablenkte.

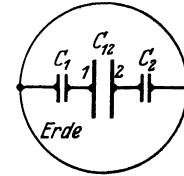
H. Wild und R. Schering arbeiteten die heutigen Methoden aus. Für erdmagnetische Zwecke hat danach der Erdinduktor nunmehr nur noch eine Spule, die um drei Achsen drehbar ist. Zunächst wird die Rotationsachse in den magnetischen Meridian gedreht, dann erhält sie in dieser Ebene eine solche Neigung, daß sie nur noch wenig gegen die Inklinationsrichtung geneigt ist, und schließlich wird die Spule um die Rotationsachse gedreht. Im Galvanometer entstehen dann nur noch kleine Schwankungen, und falls man durch weitere Feinverstellung Koinzidenz mit der Inklination erreicht hat, geben auch schnelle Rotationen, die das frühere Multiplikationsverfahren verdrängt haben, keine Ablenkungen mehr. Die Stellung der Achse wird nun an einem vertikalen Teilkreis abgelesen und gibt zusammen mit seinem

Horizontalpunkt unmittelbar die Inklination. Letzterer wird meist durch eine an der Spule angebrachte Libelle ermittelt. Der Nullmethode wegen liegt keine Strommessung vor, es sind auch nicht, wie bei dem Modell von L. Weber, Widerstände zu messen. Die einzige wesentliche Fehlerquelle bilden eine eventuelle unrichtige Setzung der Unterbrecherstellen des Kommutators gegen die Bürsten und Induktionsströme im metallenen Rahmen der Spule. Dem Nadelinklinatorium ist der Erdinduktor bei weitem überlegen; er gibt die Inklination auf wenige Hundertstel Bogenminuten genau, und ist das Normalinstrument zur Messung dieser Größe geworden.
A. Nippoldt.

Näheres s. O. Venske, Gött. Nachr. 1909.

Erdkapazität. Unter Erdkapazität versteht man die Kapazität eines Leiters gegen Erde. Besondere Beachtung kommt den Erdkapazitäten von elektrischen Leitungen zu, durch die Resonanzkreise und auf diese Weise das Netz gefährdende Überspannungen und Ströme entstehen.

Abgesehen davon spielt die Erdkapazität bei der Bestimmung aller solcher Kapazitäten eine Rolle, bei denen der Einfluß der Erde oder Umgebung auf den Kondensator nicht ausgeschaltet ist. Das Beispiel eines solchen Falles bildet der Zweiplattenkondensator, bei dem im allgemeinen Fall außer der Kapazität der beiden



Zweiplattenkondensator mit Erdkapazitäten.

Platten gegeneinander C_{12} bzw. C_{21} (s. Figur) noch die Teilkapazitäten der beiden Platten gegen Erde (C_1 und C_2) in die Berechnung eingehen. Eine solche Kapazität ist nur unter genauer Festsetzung der Betriebsbedingungen definiert (Betriebskapazität). Die Bestimmung der drei Teilkapazitäten kann folgendermaßen geschehen:

1. Platte 2 mit Erde verbunden gibt $C_{12} + C_1 = A$.
2. Platte 1 mit Erde verbunden gibt $C_{12} + C_2 = B$.
3. Platte 1 mit Platte 2 verbunden. Zu messen ist die Kapazität gegen Erde

$$C_1 + C_2 = C.$$

Wird $A + B + C = S$ gesetzt, so erhält man
 $C_{12} = S/2 - C$ $C_1 = S/2 - B$ $C_2 = S/2 - A$
 und die Betriebskapazität wird $C = C_{12}$ (Kapaz. des Kondensators selbst) + (Erdkapazität) $\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$.

R. Jaeger.

Erdkugel. Eine Kugel vom Radius 6370,3 km hat bis auf Größen von der Ordnung des Quadrats der Abplattung die gleiche Oberfläche und das gleiche Volumen wie die Erde.
A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 63.

Erdmagnetismus. Überall auf der Erde beobachtet man das Bestehen eines natürlichen magnetischen Feldes; da es seinen Sitz hauptsächlich unterhalb der Erdoberfläche hat, spricht man vom Erdmagnetismus. Es gibt aber auch magnetische Kräfte, welche ihren Sitz in der Atmosphäre haben und solche, welche ganz außerhalb der Erde entstehen, aber auf ihrer Oberfläche zur Wirkung kommen. Der Sprachgebrauch rechnet auch sie dem Erdmagnetismus zu. Die wichtigsten Beweise für das Bestehen des Feldes sind: 1. die auf eine im Schwerpunkt aufgehängte Magnetnadel ausgeübte Richtkraft, 2. die Induktion von Magnetismus der Lage (Induktion durch den Erd-

magnetismus), vornehmlich im weichen Eisen, 3. die Induktion von elektrischen Strömen in bewegten Metallen (s. Erdinduktor), 4. die ablenkende Wirkung auf die von der Sonne ausgehende elektrische Strahlung (s. erdmagn. Variationen).

Die Ursache des inneren Feldes ist zum Teil die Magnetisierung der Erdrinde. Ein großer Teil der Gesteine ist magnetisch, darunter besonders stark der Magneteisenstein (s. d.), der Hauptbestandteil aller natürlichen Magnete (s. d.). In Form von Magnetitkristallen durchsetzt er vor allem die Eruptiva und deren Verwitterungsprodukte. Seine Magnetisierungsfähigkeit ist die größte aller natürlichen und technisch hergestellten irdischen Körper. Die in den oberflächlichen Schichten vorkommende Menge an Magnetit erklärt die meisten beobachteten örtlichen Störungen des Erdmagnetismus der Gestalt und Größe nach, nicht aber den gesamten Erdmagnetismus. Da wir aus potentialtheoretischen Gründen aus Messungen auf der Erdoberfläche nichts über die Verteilung des Magnetismus in der Erde aussagen können, die geologische Forschung aber nicht tief genug reicht, so sind wir für alles weitere auf Hypothesen angewiesen. Zwischen 20 und 25 km Tiefe treten Temperaturen ein, bei denen jeder Körper die Magnetisierungsfähigkeit verliert, es sei denn, daß unter den großen Drucken die Materie andere magnetische Eigenschaften annimmt, als im Laboratorium. Auf die uns bekannte Weise kann jedenfalls nur eine vergleichsweise dünne Schicht wirksam sein. Nach geologischen Anschauungen wird der Eisengehalt der Gesteine jedoch mit der Tiefe wachsen, so daß mit der Suszeptibilität des Magnetits dennoch das ganze Feld aus einer Magnetisierung nur der Rinde erklärbar wäre. Noch weniger wissen wir aus unserer Laboratoriumserfahrung über die Möglichkeit eines Eigenfeldes des Erdkerns. Doch zeigt das Bestehen eines magnetischen Feldes der Sonne (s. Sonnenmagnetismus), daß auch das Erdinnere ein magnetisches Feld tragen kann. Von den verschiedenen aufgestellten Arbeitshypothesen hat nur die von W. Sutherland eingeführte und von L. A. Bauer etwas veränderte sich als einigermaßen brauchbar erwiesen. Sie nimmt an, daß das Erdinnere eine gleichmäßige negative und eine positive el. Raumladung enthalte, wovon die eine — den Ergebnissen der Rechnung nach die negative — einen größeren Raum einnehme. Die Größenordnung des Abstands beider Kugeln müßte 8×10^{-9} cm, also von molekularen Dimensionen sein.

Die Magnetisierung der Volumeinheit der ganzen Erde ist 0,08, ihr Moment $8,55 \times 10^{25}$ cm³. Die magnetische Achse ist parallel einem Durchmesser durch $\varphi = +78^{\circ},4$, $\lambda = -67^{\circ},8$ ö. v. Gr., also $11^{\circ},6$ geneigt gegen die Drehungsachse. Die Feldstärke erreicht an den Polen rund 0,66, am Äquator $0,34 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ s}^{-1}$.

Das erdmagnetische Gesamtfeld wird für jeden Ort und jederzeit durch seine „Elemente“ festgelegt, d. h. durch Beobachtung der Deklination, Inklination und Horizontal- oder Vertikalintensität (die Meßverfahren siehe unter den einzelnen Stichworten). Üblicherweise bezieht man sie auf ein Koordinatensystem, dessen X-Achse nach astronomisch Nord, dessen Y-Achse nach Ost und dessen Z-Achse radial nach unten gerichtet ist. Letztere Komponente ist übereins mit der Vertikalintensität. X wächst nach Norden, Y nach

Osten, Z nach unten. Der Zusammenhang der Größen, zu denen noch die resultierende Kraft, die Totalintensität, kommt, ist

$$X = H \cos D, \quad Y = H \sin D, \quad Z = H \operatorname{tg} I; \\ H = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad H = T \cos I, \quad T = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}, \\ \operatorname{tg} I = Z/H, \quad \operatorname{tg} D = Y/X.$$

Neben der üblichen Einheit des „Gauß“ für die Feldstärke ist noch deren hunderttausendster Teil in Gebrauch und wird als γ bezeichnet. Das erdmagnetische Feld kennen wir an den besten Observatorien in D auf 0',2, in H auf 0,00008 H, in I auf 0',2 genau.

Die Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Erde ist in erster Näherung eine solche, wie sie nach außen einer homogen magnetisierten Kugel entspricht, doch ist es fast ausgeschlossen, daß eine solche homogene Magnetisierung tatsächlich besteht. Die geringe Neigung der magnetischen gegen die Drehungsachse weist darauf hin, daß die Umdrehung der Erde maßgebend sein wird. Die nächste Näherung zeigt denn auch den Einfluß der durch das Schwerepotential bedingten Form der Erde als Rotationssphäroid. Weiter prägt sich die Verteilung von Land und Wasser aus, und schließlich bekunden sich teils ausgedehnte, teils beschränkte örtliche Störungen oder Anomalien, bis schließlich einzelne Felsenmassen ganz örtliche Störungspunkte abgeben (s. magnetische Landesaufnahmen, Gesteinsmagnetismus, Gebirgsmagnetismus).

Man stellt die geographische Verbreitung der erdmagnetischen Größen kartographisch durch Linien gleicher Werte dar, sog. „isomagnetische Linien“. So insbesondere die Deklination durch „Isogonen“, die Inklination durch „Isoklinen“, die Intensität durch „Horizontal“- bzw. „Vertikal“- bzw. „Total-Isodynamen“. Geben diese die beobachteten Werte, so nennt man sie „wahre“ Isomagnetika gegenüber den aus der Theorie berechneten „terrestrischen“. Oft gewinnt man aus der Vermessung eines Gebiets durch rechnerische Ausgleichung erhaltene und insofern als „normal“ bezeichnete Kurven. Aus den Unterschieden gegen die wahren Werte ergibt sich die Anomalie. Geht man von den rechtwinkligen Komponenten aus, so sind die Komponenten der Anomalie oder des „Störungsvektors“ $X_s = X_b - X_n$, $Y_s = Y_b - Y_n$, $Z_s = Z_b - Z_n$, wobei s den gestörten, n den normalen, b den beobachteten Wert bedeutet, woraus sich Azimut und Größe des Vektors berechnen (s. Vektor). Die störenden Kräfte sollen so bestimmt werden, daß sie nur den an die Örtlichkeit gebundenen Anteil des Feldes enthalten.

Das permanente oder beharrliche Feld des Erdkörpers durchläuft nach Größe und Richtung Veränderungen, die sich für Jahrhunderte zwischen bestimmten Grenzen bewegen und daher „säkulare Variationen“ heißen. Der mittlere Betrag im Jahre, d. i. die mittlere „jährliche Änderung“, ist örtlich und zeitlich verschieden. Für Europa erwecken die vorhandenen Beobachtungen den Anschein einer Periode von etwa 470 Jahren, doch gibt es auch weite Gebiete, für die eine Periode noch nicht nachgewiesen. Der Sitz dieser variierenden Kräfte ist zum größten Teil innerhalb der Erde gelegen. Der äußere Teil ist von der Natur der übrigen zeitlichen Veränderungen. Die Ursache des inneren Anteils ist unbekannt. Die Linien gleicher Säkularvariationen bekunden, daß große zusammenhängende

Teile der Erde an Magnetisierung zu- und andere abnehmen. Karten oder Berechnungen des erdmagnetischen Feldes gelten, des Bestehens der säkularen Variation wegen, nur für einen bestimmten Augenblick: die „Epoche“. Am augenfälligsten ist die säkulare Verlegung der magnetischen Pole der Erde, doch ist es noch zweifelhaft, was an den so festgelegten Polwegen reell ist und was auf Rechnung der ungenauen Beobachtungen älterer Zeiten zu setzen ist. Das Gesamtmoment der Erde nimmt zur Zeit etwa 4% ab.

Die zeitlichen Veränderungen des Erdmagnetismus (s. Variationen des Erdmagnetismus) sind ihrer Hauptursache nach wohl ganz auf Rechnung äußerer Kräfte zu setzen, doch spielen durch sie induzierte innere Kräfte mit. Ihr Entstehen ist fast restlos geklärt. Der Umstand, daß die Erde ein Magnet ist, bedingt im Verein mit dem Bestehen einer Atmosphäre das Auftreten der Polarlichter (s. d.). Sehr eng ist der Zusammenhang mit den Erdströmen (s. d.), lose aber der mit den luftelektrischen Vorgängen (s. Luftelektrizität), am stärksten noch über die Erdströme hin. Die Verbindung mit der Sonnentätigkeit ist sehr rege (s. Variationen). Mit meteorologischen Zuständen ist keine meßbare Beziehung zu finden.

Die Theorie des Erdmagnetismus. Für die äußeren Kräfte besitzen wir eine alle Haupteigenschaften qualitativ und quantitativ erklärende Theorie (s. Variationen); sie erklärt auch die Polarlichter. Für die inneren gibt es eine solche noch nicht, doch hat Gauß durch die Anwendung der Potentialtheorie auf den Erdmagnetismus die theoretische Erforschung wesentlich gefördert. Er stellt das Feld der Erde auf ihrer Oberfläche und im Außenraum durch Reihen von Kugelflächenfunktionen dar, deren numerische Koeffizienten mittels Ausgleichung aus den Beobachtungen abgeleitet werden. Eine wahre physikalische Bedeutung kommt den einzelnen Gliedern und auch der gesamten Darstellung nicht zu, vielmehr ist ihre physikalische Deutung, wie Gauß zeigte, unendlichdeutig, d. h. es lassen sich unendlich viele einander gleichwertige physische Ursachen für dieselbe Gestalt des Feldes angeben. Die oben erwähnte Hypothese von Sutherland ist eine derselben.

Gauß geht von einer Funktion aus, die er in späteren Arbeiten das „Potential“ (s. d.) nennt, d. h. derjenigen Funktion, deren Differentialquotient nach einer Richtung die Kraft in dieser Richtung gibt, hier also die Komponenten der Intensität. Dementsprechend zeichnet man auch „Isopotentialen“ des Erdmagnetismus (magnetische „Breitenkreise“); auf ihnen senkrecht stehen die „magnetischen Meridiane“. Für die Kräfte innerhalb der Erde gilt das Potential für einen Punkt auf der Erde mit der Breite ($90-u$) und der Länge λ .

$$V_1 = R \sum P^{(n-2)}; X = - \sum \frac{dP^{(n)}}{du};$$

$$Y = \frac{1}{\sin u} \sum \frac{dP^{(n)}}{d\lambda}; Z = \sum (n+1) P^{(n)}$$

für die äußeren

$$V_a = R \sum p^{(n)}; X = - \sum \frac{dp^{(n)}}{du};$$

$$Y = \frac{1}{\sin u} \sum \frac{dp^{(n)}}{d\lambda}; Z = - \sum n p^{(n)},$$

worin die $P^{(n)}$ bzw. $p^{(n)}$ gegeben sind durch die Kugelflächenfunktionen

$$g_{n,0} P_{n,0} + \sum_{m=1}^n (g_{n,m} \cos m\lambda + h_{n,m} \sin m\lambda) P_{n,m},$$

die g h sind die zu berechnenden Zahlwerte und heißen die „Elemente der Theorie“. Die Rechnung geht aus von den rechtwinkligen beobachteten Komponenten. Da dieselben Kugelfunktionen in X , in Y , in Z vorkommen, so liefert der Vergleich ein Urteil darüber, ob noch magnetische Kräfte ohne Potential vorkommen, d. h. elektrische Ströme, die die Erde vertikal durchsetzen. Es finden sich in der Tat Andeutungen solcher Erd-Luftströme, die aber nicht mit dem luftelektrischen Vertikalstrom identisch sind. Das Verhalten von Z bewirkt nach obigen Formeln die Entscheidung darüber, ob der Sitz außerhalb oder innerhalb der Erde. Schon Gauß und alle späteren Berechner erkannten, daß der Hauptteil des Magnetismus des Erdkörpers ein innerer ist. Schuster wies später auf dieselbe Art nach, daß das Feld der zeitlichen Variationen ein vorwiegend äußeres ist (s. Variationen d. Erdm.).

A. Nippoldt.

Näheres s. Ad. Schmidt, Enzyklopädie d. Math. Wissensch. XI. 1. B. Leipzig. B. G. Teubner 1917.

Erdmessung, internationale. Die Notwendigkeit, alle geodätischen Arbeiten, welche auf die genaue Bestimmung der Erdgestalt abzielen, in allen Staaten, in einheitlicher Weise durchzuführen, veranlaßte General Baeyer im Jahre 1864 die „mittlereuropäische Gradmessung“ ins Leben zu rufen, welche schon 1867 zur „europäischen Gradmessung“ und durch die Konvention von 1886 zur internationalen Erdmessung erweitert wurde. Als der Krieg die Aufrechterhaltung internationaler Beziehungen unmöglich machte, konstituierte sich im Jahre 1917 die „Association géodésique réduite entre états neutres“, die sich 1922 zur „Section de Géodésie“ der „Union géodésique et géophysique internationale“ erweiterte, an welcher Vereinigung jedoch Deutschland vorläufig nicht teil hat.

A. Frey.

Erdoberfläche. Die Oberfläche des Erdsphäroids umfaßt eine Fläche von 509950714 qkm nach W. Bessel, 510100779 qkm nach F. R. Helmert. Von diesen rund 510 Millionen entfallen nach unserer heutigen Kenntnis etwa 361 auf das Meer, 149 auf das Festland (s. Land), das am stärksten, nämlich mit 71,4% in der Zehngrad-Breitenzone zwischen 60° und 70° Nord vertreten ist, während der Anteil des Meeres mit 99,2% am meisten in der Zone zwischen 50° und 60° Süd überwiegt. Die Größe der Landoberfläche verhält sich zu der des Meeres wie 1:2,42 oder wie 29,2%:70,8%. Die Verteilung von Land und Wasser ist aber auch im einzelnen sehr unregelmäßig, und die Formen der Landumrisse zeigen eine überaus mannigfaltige Gliederung und eine verwirrende Vielgestaltigkeit. Gewisse Wiederholungen der Umrißformen, wie die Zuspitzung der Kontinente und der meisten Halbinseln nach Süden, die Verschiebung der Südkontinente nach Osten, die girlandenförmige Anordnung der ostasiatischen Inselketten, sind jedoch auffällige Beispiele für Eigentümlichkeiten, die auf gesetzmäßige Beziehungen hindeuten. Man hat mehrfach versucht, die Verteilung von Wasser und Land durch geometrische Gesetze zu erklären, von denen Greens Tetraederhypothese (1875) am bekanntesten geworden und auch von anderen Gelehrten weiter ausgebaut worden ist. Aber erst A. E. H. Love gelang es, in exakter Weise nach-

zuweisen, daß die Verteilung der Landmassen im großen und ganzen durch Kugelfunktionen der ersten drei Grade darstellbar, die Gestaltung der Kontinente in roher Annäherung also unter relativ einfachen Annahmen physikalischer Erklärung zugänglich ist.

In der Geographie (s. d.), deren Forschungsobjekt in erster Linie die Erdoberfläche ist, betrachtet man diese jedoch nicht nur als mathematische Fläche, sondern als jene dreidimensionale Schicht, in welcher die, den drei verschiedenen Aggregatzuständen des Erdballs angehörigen Bestandteile der festen Erdkruste, des Wassers und der Luft sich gegenseitig durchdringen und beeinflussen, und in der sich das Leben von Pflanzen, Tieren und Menschen abspielt. Da die Landoberfläche fast nie völlig horizontal ist, vielmehr oft erhebliche Unebenheiten aufweist, so ist die Erdoberfläche in Wirklichkeit größer, als die oben angegebenen Zahlenwerte (s. Böschung). Sie zeigt eine so große Mannigfaltigkeit von Formen, daß es nicht möglich ist, alle im einzelnen zu beschreiben. Man muß sich daher damit begnügen, die Einzelformen in schematischen Zeichnungen, den Landkarten (s. Karten) graphisch darzustellen und sie zum Zweck der Beschreibung und Erklärung in Kategorien zusammenzufassen. Diese Arbeit der Einordnung der Vielgestaltigkeit der Oberflächenformen in Kategorien, die Erklärung ihres Vorkommens, ihrer Entstehung und Umbildung fällt der Geomorphologie (s. d.) zu. *O. Baschin.*

Erdoberfläche, theoretische, ist das Geoid (s. d.) oder irgendeine geometrische Fläche, welche sich demselben genügend genau anschließt (Erdellipsoid, Niveausphäroid). *A. Prey.*
Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie.

Erdpotential. Zur Messung von Potentialen muß das Potential irgendeines Punktes festgelegt sein, da sich nicht das absolute Potential, sondern nur der Potentialunterschied irgendeinem andern Körper gegenüber angeben läßt. Wird z. B. an einem Elektroskop der Knopf, an dem die Blättchen montiert sind, mit dem Gehäuse verbunden und das Ganze auf ein so hohes Potential gebracht, daß man Funken ziehen kann, so zeigen die Blättchen trotzdem keine Divergenz. Erst nachdem man das Gehäuse zur Erde abgeleitet und die Blättchen des Elektroskops aufgeladen hat, werden diese eine Divergenz zeigen, die ihrem Potential gegen Erde entspricht. Man bezieht alle Potentiale auf das der Erde und setzt das Erdpotential gleich Null. Von einer Spannung kann man nur sprechen, wenn man zwei Stellen mit bestimmten Potentialen betrachtet. Wenn man trotzdem sagt, wie es häufig in inkorrekt Weise geschieht, daß z. B. ein metallischer Leiter eine Spannung von 100 Volt besitzt, so heißt das, daß zwischen ihm und der Erde ein Potentialunterschied von 100 Volt besteht. *R. Jaeger.*

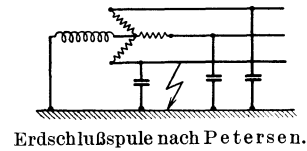
Erdrotation, Abweichungen durch — s. Geschoßabweichungen, konstante.

Erdschein nennt man das von der Erde zurückgeworfene Sonnenlicht, das vor allem in der Nähe des Neumondes den von der Sonne nicht beschienenen Teil des Mondes merklich erleuchtet. Die Messung der Intensität des Erdscheins diente dazu, die Albedo (s. d.) der Erde zu bestimmen. *Bottlinger.*

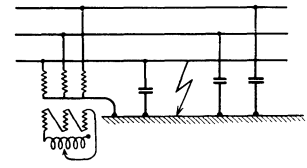
Erdschlußkontrolle s. Spannungswandler.

Berliner-Scheel, Physikalisches Handwörterbuch. 2. Aufl.

Erdschlußspule. Ein von Petersen angegebener Weg zur Unterdrückung des Lichtbogens beim Erdschluß kapazitätbehafteter Leitungen (Freileitungen und Kabel). Die Erdschlußspule verbindet den Sternpunkt des Generators oder Transformators mit der Erde. Der bei einem Erdschluß auftretende kapazitive Erdstrom wird durch den induktiven Strom der Spule bis auf einen Rest kompensiert, so daß wegen der verringerten Stromstärke ein Starkstromlichtbogen nicht stehen bleiben kann. Dabei ist der Reststrom nur durch den Verlustwiderstand der Drossel begrenzt. Die Induktivität der Spule ist mit der Erdkapazität des Netzes auf die Frequenz des Netzes abzustimmen. Durch die Erdschlußspule können Unsymmetrien des Netzes durch Verlagerung des Sternpunktes hervorgerufen werden. Man vermeidet dies durch eine absichtliche Verstimmung, die jedoch so zu bemessen ist, daß der Lichtbogen nicht weiter brennt (Dissonanzspule). Die Wirkung der Erdschlußspule kann durch Polerdung über einen Löschtransformator nach Bauch erreicht werden. *K. Pöhlhausen.*



Erdschlußspule nach Petersen.



Löschtransformator nach Bauch.

Näheres s. F. Ollendorff, Erdströme 1928. Springer, Berlin.

Erdstrom. Die Gesamtheit der in der Erde aus natürlichen Ursachen fließenden elektrischen Ströme (gegenüber den vagabundierenden Strömen elektrischer Anlagen). Zunächst induzieren die erdmagnetischen Variationen (s. d.) Erdströme, die ihrer Änderungsgeschwindigkeit proportional sind; so ist insbesondere die Verbindung zwischen der magnetischen Ostwestkomponente und der Süd-nordkomponente des Erdstroms. Sodann bewirken die luftelektrischen Vorgänge zum mindesten in der Horizontalen eine elektrische Strömung. Weiterhin induzieren auch die Polarlichter am Ort ihrer Entstehung Erdströme und auch die elektrische Strahlung der Sonne kann wirksam sein.

Man mißt den Erdstrom, indem man zwei Erdplatten versenkt, sie durch eine Leitung verbindet und die Variationen galvanometrisch abliest oder photographisch registriert, doch erhält man derart nur die Schwankungen der Spannung. Da über den Widerstand im natürlichen Boden nichts bekannt ist, kann man keine absoluten Messungen der Stromstärke erhalten. Da dieser Widerstand außerdem sicherlich nicht konstant bleibt, sondern durch luftelektrische Veränderungen (Schwankungen der Leitfähigkeit der Bodenluft, Sickerwässer u. dgl.) erheblich geändert werden wird, so geben die Beobachtungen vorab in kurzen Leitungen überwiegend Variationen luftelektrischer Natur. Dies zeigt sich in den täglichen Verläufen und in deren Schwankungen im Jahr, die in kurzen Leitungen über alle Stunden gleichmäßig verteilt und im Winter größer sind als im Sommer. Mitwirkend sind dabei die durch dieselben Umstände beeinflussten Fehlerquellen, der galvanische Strom zwischen den Platten und sein Polarisationsstrom. Benutzt man aber Telegraphenleitungen von vielen

Kilometern Länge, so tritt diese Art Ströme gegen die großen terrestrischen zurück, namentlich gegenüber den durch die erdmagnetischen Variationen induzierten. Diese Erdströme haben in ihren Variationen ganz das Verhalten der magnetischen, d. h. sie sind in den Tagesstunden stark und im Sommer mehr schwankend als im Winter. Die Westostkomponente des Erdstroms hat prozentual eine geringere Beimischung an luftelektrischen Einflüssen, was sich darin bekundet, daß die magnetische Nordstüdkomponente der täglichen Schwankung rein als eine Wirkung des auf ihr senkrechten Anteils des Erdstroms erscheint.

Werden die Erdplatten nicht in der Horizontalen verlegt, so fließt schon bei einer geringen Überhöhung der Strom nach der oberen Platte. Bei stärkerer Steigung verschwinden die täglichen Variationen. Da dies in besonderem Maße an Vulkanen eintritt, wo die Flammengase entladend wirken werden, so setzt man auch die Wirkung der Neigung an anderen Hängen auf Rechnung einer Spitzenwirkung der Berge. Ähnliches bekundet das Verhalten der Erdstrommessungen auf Hochebenen.

Unsere Kenntnis vom Erdstrom ist im ganzen noch sehr gering, insbesondere wissen wir noch wenig über seine vertikale Komponente. Die Richtung des horizontalen Anteils ist in Europa etwa von SW nach NE mit einer geringen täglichen Schwankung. Der Erdstrom, welcher rein rechnerisch dem beharrlichen Magnetismus der Erde äquivalent ist, ist rein hypothetisch und mit dem beobachteten nicht in Verbindung; er würde auch von Ost nach West fließen müssen.

Außer den Strömen in der Erde beobachten wir auch solche in der unteren Atmosphäre (s. Luftelektrizität), sie sind in ihrer magnetischen Wirkung unterhalb der Schwelle der Beobachtungsgenauigkeit. Umgekehrt lassen sich die auf kein Potential zurückzuführenden erdmagnetischen Kräfte (s. Erdmagnetismus) auch nicht durch die luftelektrischen Vertikalströme berechnen; es müssen demnach noch andere vertikale Ströme vorhanden sein, entweder in der Erde oder in hohen Regionen über ihr (s. Polarlicht).

A. Nippoldt.

Näheres s. Nippoldt, Meteorol. Zeitschr. 28, 1914.

Erdung. In elektrischen Anlagen müssen alle Metallteile (eiserne Gerüste, Isolatorenträger, Öl- und Transformatorenkessel, Schalthebel usw.), welche keine Spannung führen, jedoch durch Influenz oder Induktion Spannung annehmen können, geerdet sein. Die Erdung erfolgt durch Verbinden der Metallteile mit in das Erdreich eingebetteten Leitern, welche den Übergang eines Stromes in das umgebende Erdreich vermitteln. Zweckmäßigerweise wählt man hierzu eingegrabene Bänder und Platten und vor allem senkrecht in die Erde getriebene Rohre. Jeder Erder hat einen Ausbreitungswiderstand, der von seiner geometrischen Gestalt und vom spezifischen Widerstand des Erdreichs abhängig ist. Der spezifische Erdwiderstand schwankt innerhalb weiter Grenzen. Für gut feuchten Boden ist im Mittel der spezifische Widerstand 10000 Ohm cm. Der Erder soll, wenn möglich, bis in das Grundwasser reichen, da dort in der Regel eine bessere Leitfähigkeit des Erdbodens vorhanden ist und ein Austrocknen bei hoher Strombelastung vermieden wird.

Das Produkt aus dem Ausbreitungswiderstand eines Erders und dem von ihm abgeleiteten Strom

bezeichnet man als Berührungsspannung. Sie darf nach den Vorschriften des V. d. E. 125 Volt nicht überschreiten und soll an besonders gefährdeten Stellen (Stallungen, chem. Betrieben) unter 40 Volt liegen.

In der Umgebung eines stromdurchflossenen Erders bildet sich ein Spannungsfeld aus. Werden verschiedene Punkte dieses Feldes leitend miteinander verbunden, so fließt in der Verbindungsleitung ein Strom. Den Spannungsunterschied zwischen zwei um Schrittlänge auseinanderliegenden Punkten bezeichnet man als Schrittspannung. Bei der hohen Empfindlichkeit von Tieren und Menschen gegenüber elektrischen Strömen (ein Körperstrom von $\frac{1}{20}$ Ampere ist für Menschen lebensgefährlich) ist daher darauf zu achten, daß in der Umgebung von Erdern nicht unzulässig hohe Schrittspannungen auftreten.

K. Pohlhausen.

Näheres s. F. Ollendorff, Erdströme 1928, Springer, Berlin.

Erdwiderstand. Man kann rechnen bei einer Oberfläche der metallischen Erdung von etwa 1 qm mit einem Widerstand von mehr als 10—30 Ohm. In der drahtlosen Telegraphie versteht man unter E alle Verlustwiderstände einer Antenne, die dadurch entstehen, daß die Antenne nicht gegen einen metallisch leitenden Spiegel schwingt, sondern gegen einen Halbleiter. Der kleinste hier, mit der besten Erdung erreichte Erdwiderstand ist $< 0,1$ Ohm. Meist liegt der Erdwiderstand um 2—5 Ohm und nimmt mit zunehmender Welle zu und mit zunehmender Antennenfläche ab. Der spezifische Widerstand des gefrorenen Bodens beträgt $\rho = 1,2 \cdot 10^{-13}$. Der spezifische Widerstand des sehr feuchten Bodens beträgt $\rho = 7 \cdot 10^{-14}$.

A. Meißner.

Erg s. Absolutes Maßsystem.

Ergiebigkeit s. Brunnen; = Quellstärke s. Quelle und Senke.

Ergodenhypothese. Nach der kinetischen Theorie der Materie ist ein Gas ein Gemisch von N Molekülen; sein Zustand ist erst durch Lage und Geschwindigkeit sämtlicher Moleküle festgelegt. Sei der Zustand der einzelnen Moleküle durch r Parameter $p_1 \dots p_r$ bestimmt (dazu gehört außer Lage und Translationsgeschwindigkeit auch Rotation und innere Schwingungsbewegung des Moleküls), so ist der Gaszustand, die *Phase*, durch $N \cdot r$ Parameter bestimmt. Diese kann man als kartesische Koordinaten in einem $N \cdot r$ dimensionalen Raum, dem *Phasenraum*, auffassen; der Gaszustand ist dann durch einen Punkt dieses Raumes festgelegt, und im Laufe der Zeit beschreibt dieser *Phasenpunkt* eine Kurve. Ist das Gas ein isoliertes System, so muß seine Energie konstant bleiben; der Phasenpunkt ist dann in seiner Bewegung an eine Hyperfläche des Phasenraums, die *Energiefläche*, gebunden. Durch jeden Punkt der Fläche gibt es nur eine einzige Bahnrichtung, denn mit der Gesamtheit aller Parameter ist auch die Weiterentwicklung des Systems, also die folgenden Phasenpunkte, eindeutig bestimmt. Boltzmann hat nun seinen statistischen Überlegungen, insbesondere dem H-Theorem (s. d.), das Axiom zugrunde gelegt, daß jeder Punkt der Energiefläche von dem Phasenpunkt auf seiner Wanderung schließlich einmal erreicht wird. Diese Annahme nennt er *Ergodenhypothese*. (ϵ ργον = Energie, $\delta\delta\delta\delta$ = Weg). Sie bewirkt, daß alle möglichen Phasenbahnen in eine

einzig fortlaufende Kurve zusammenfallen, d. h. daß alle endlichen Bahnen von Systemen nur Teilstücke der einen fortlaufenden ergodischen Bahn sind. Die Ergodenhypothese ist jedoch aus mathematischen Gründen unmöglich; sie wurde deshalb durch die begrifflich einwandfreie Formulierung ersetzt, daß die Phasenbahn jedem Punkt der Energiefläche beliebig nahekommt (*Quasi-ergodenhypothese*). Diese Hypothese geht weniger weit, aber sie ist ebenfalls hinreichend. Sie läßt sich als einzige Wahrscheinlichkeitshypothese der Statistik voranstellen; außer ihr sind nur noch mechanische Hypothesen nötig, um alle Resultate abzuleiten. Aber die Berechtigung auch der Quasi-ergodenhypothese ist sehr zweifelhaft, da sie immer noch zu weit geht; es gibt keine so gut isolierten Systeme, daß sie längere Zeit auf der quasi-ergodischen Bahn bleiben. Auch kann sie den Umkehr- und Wiederkehrerwand (s. d.) bisher nicht befriedigend aufklären.

Die Gibbsschen Betrachtungen unterscheiden sich von den Boltzmannschen dadurch, daß Gibbs nicht nur ein einziges Gassystem auf seiner Phasenbahn verfolgt, sondern eine Gesamtheit von Systemen annimmt, die einzeln ihre Phasenbahn beschreiben. Die Verteilung der Systeme über den Phasenraum wird durch die *Verteilungsdichte* charakterisiert. Ist die räumliche Verteilungsdichte

$$\varepsilon = N \cdot e^{-\frac{\Psi}{kT}} \quad (\Psi = \text{freie Energie, } U = \text{Energie, } k = \text{Boltzmannsche Konstante, } T = \text{Temperatur}),$$

so heißt die Gesamtheit *kanonisch*. Die Systeme liegen dann fast alle in einer dünnen Schale um die Energiefläche herum. Liegen sie alle genau auf der Energiefläche, aber wieder mit einer gewissen

(der ergodischen) Flächendichte $\sigma = \frac{1}{|\text{Grad } U|}$ ($|\text{Grad } U| = N \cdot r\text{-dimensionaler Gradient der Funktion } U$) verteilt, so heißt die Gesamtheit *mikrokanonisch*. Beide Gesamtheiten sind *stationär*, d. h. ihre Dichte erhält sich konstant in der Wanderung der Phasenpunkte.

Reichenbach.
Näheres s. C. Schaefer, Einführung in die theoret. Physik, II, 1, 10. Kap.

Erhaltung der Masse. Das Gesetz von der Erhaltung der Masse ist grundsätzlich bei keiner Veränderung in der Natur streng erfüllt, da, wie Einstein in der speziellen Relativitätstheorie gezeigt hat, der Energie selbst eine ponderable Masse zukommt. Der Ausdruck für das Gewicht der Energie in Gramm ist durch die Formel

$$m = \frac{e}{c^2}$$

gegeben, wobei die Energie e in Erg und die Lichtgeschwindigkeit c in Zentimetern zu messen ist ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm). Jedoch ist die Massenänderung, die durch die mit chemischen Prozessen verbundene Energieänderung entsteht, so gering, daß sie sich der genauesten Messung entzieht. Daß für chemische Reaktionen das Prinzip von der Konstanz der Masse mit der größten Genauigkeit erfüllt ist, hat noch 1905 Landolt in einer Präzisionsuntersuchung gezeigt. Auf der Voraussetzung der Richtigkeit dieses Prinzips beruht die gesamte quantitative chemische Analyse. Übrigens liegt der strengste Beweis für die praktische Richtigkeit des Gesetzes von der Erhaltung der Masse in einer Beobachtung auf astronomischem Gebiete. Auf der Sonne gehen ununterbrochen physikalisch-chemische Prozesse in extremen Größenverhältnissen

vor sich und, wenn sich die Masse der Sonne hierdurch geändert hätte, so müßte das äußerst empfindlich an einer Veränderung der Dauer des Erdumlaufs um die Sonne erkannt werden können. Der Massenverlust der Sonne durch die dauernde Abgabe von Strahlungsenergie beträgt $1,3 \cdot 10^{20}$ g pro Jahr, d. h. etwa den 10^{-13} Teil der Sonnenmasse. Während der Lebensdauer der großen Fixsterne kann also der Massenverlust durch Ausstrahlung wohl eine Rolle spielen.

In der Chemie findet sich ein Hinweis auf die unstreng Gültigkeit des Gesetzes von der Konstanz der Masse in der Tatsache, daß auch die wahren Atomgewichte (die der einzelnen Isotopen) im allgemeinen nicht als Summen ganzzahliger Multipla vom Gewichte des Protons (1,006) und des Elektrons (0,002) erscheinen. So kann schon die Masse des Heliumatoms (4,00) aus vier Protonen, zwei Kernelektronen und zwei äußeren Elektronen nur unter einem Verlust aufgebaut werden, der einer Energieabgabe von $6,4 \cdot 10^{11}$ cal. für die Bildung von einem Grammatom Helium entspricht.

Günther.

Näheres s. F. W. Aston, Isotope. Leipzig 1923.

Erhitzungstöne. Von Pinaud wurde 1837 beobachtet, daß ein an einem Ende zu einer Kugel ausgeblasenes dünnes Glasrohr einen Ton gab, solange die Kugel hinreichend erhitzt wurde und sich etwas Flüssigkeit (Wasser) bzw. Dampf in dem Rohre befand. Die Ursache des Tönens dürfte darin liegen, daß das Wasser verdampft, der Dampf aus der Kugel in das Rohr strömt, sich hier wieder kondensiert usw. Nach Sondhauf ist die Anwesenheit von Wasserdampf nicht erforderlich. Die Schwingungen kommen dann dadurch zustande, daß die in der Kugel erwärmte Luft in das kältere Rohr eintritt, durch die Abkühlung sich wieder zusammenzieht, wieder erwärmt wird usw. Hierbei kommt es darauf an, daß die Wärmezufuhr in der richtigen Schwingungsphase geschieht. Ähnlich dürften gelegentlich in der freien Natur beobachtete Töne auf Temperaturschwankungen und durch sie erzeugte Luftströmungen zurückzuführen sein.

Siehe auch Bestrahlungstöne und Trevelyan-Instrumente.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. Pflaum, Zeitschr. f. physik. u. chem. Unterricht 29, 1917.

Erkaltungsmethode. Wird ein erwärmter Körper im Vakuum innerhalb eines auf konstanter Temperatur gehaltenen Gefäßes aufgehängt, so wird er sich durch Strahlung langsam abkühlen. Die Abkühlungszeit von einer Temperatur zu einer anderen ist abhängig von der spezifischen Wärme des betreffenden Körpers, und zwar ist sie dieser proportional. Die Erscheinung läßt sich zur Bestimmung der spezifischen Wärme eines Körpers benutzen, indem man zwei möglichst gleich angeordnete Versuche ausführt, einmal mit dem Probekörper, das andere Mal mit einem Körper von bekannter spezifischer Wärme.

Scheel.

ermüdung (Material) s. Festigkeit eines Materials und Festigkeitsberechnung.

Erosion. Die Entfernung fester Partikelchen der Erdkruste aus ihrer Ruhelage durch strömende Agentien (Luft, Wasser, Eis). Die Erosion ist somit ein Teil der Denudation (s. d.) und zwar der wirksamste und wichtigste. Sie wirkt teils chemisch, teils mechanisch, und die mechanische Erosion löst sich bei genauerer Betrachtung in die beiden Vorgänge der Ablation (s. d.) und der Korrosion

(s. d.) auf. Über Einzelheiten des Erosionsvorgangs siehe: Flußerosion, Gletschererosion und Winderosion. Die lebendigen Energien gleicher Volumina von Wasser, Eis und Luft verhalten sich bei gleicher Geschwindigkeit wie 1000:900:1,293. Falls also gleiche Volumina dieser drei Agentien dieselbe Arbeit leisten sollen, müssen sich ihre Geschwindigkeiten verhalten wie 1:1,05:27,81. Da jeder Massentransport auf Kosten der lebendigen Energie des Transportmittels erfolgt, so muß theoretisch die Geschwindigkeit der erodierenden Agentien mit der Menge des erodierten Materials abnehmen, doch kommt die Abnahme praktisch kaum zur Geltung.

Je nachdem die Erosion den Boden oder die Wände der Täler angreift, unterscheidet man zwischen Tiefenerosion und Seiten- oder lateraler Erosion. *O. Baschin.*

Erosionsbasis. Die tiefste Stelle, bis zu der die Erosion (s. d.) wirken kann. Weit verbreitet ist die Annahme, daß die Erosionsbasis eine Niveaufläche sein müsse (unteres Denudationsniveau), und für die Flußerosion (s. d.) wird daher meist das Meeresniveau als Erosionsbasis bezeichnet. Da jedoch der Boden aller großen, in das Meer mündenden Ströme tiefer liegt als dessen Oberfläche, so ist diese Definition nicht haltbar. Für die Erosion durch Wasser hat vielmehr die tiefste in Betracht kommende Stelle der festen Erdkruste zu gelten. Auf die Gletschererosion (s. d.) und die Winderosion (s. d.) läßt sich der Begriff der Erosionsbasis nicht anwenden, da der erodierenden Tätigkeit der Gletscher und des Windes keine untere Grenze gesetzt ist. *O. Baschin.*

Erregbarkeit des Auges s. Adaptation des Auges.

Erregermaschine s. Wechselstromgeneratoren.

Erregerstrom. Als Erregerstrom wird in der Technik der für die Erregung eines bestimmten magnetischen Induktionsflusses Φ erforderliche Strom bezeichnet. Da der Induktionsfluß bei Maschinen usw. der Hauptsache nach im Eisen

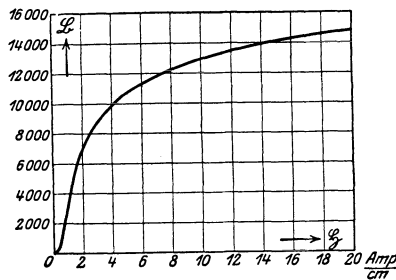


Fig. 1. Magnetisierungskurve $B = f(H)$ für Dynamoblech.

verläuft, so ist für die Beziehungen des Erregerstroms zum erregten Fluß und für seine Eigenschaften das Verhalten des Eisens maßgebend. Die Grundlage für seine Berechnung bildet die Magnetisierungskurve $B = f(H)$, die in Fig. 1 für Dynamoblech gezeichnet ist. Die Feldstärke H ist in A/cm angegeben.

Bei der Berechnung des Erregerstroms ist man mehr oder weniger auf Näherungsmethoden angewiesen, da der Verlauf des Induktionsflusses im Eisen nur in Ausnahmefällen genauer bekannt ist. Für einen gleichmäßig mit w Windungen bewickelten sog. pollosen Eisenring von rechteckigem Querschnitt Q und mittlerem Durchmesser D kann man

die mittlere Induktion $B = \Phi/Q$ setzen. Zu B wird aus der Magnetisierungskurve die zugehörige Feldstärke H entnommen, dann ist die Stärke des Erregerstroms

$$J = \pi D H / w,$$

da die Feldstärke im Abstand $D/2$ vom Mittelpunkt des Ringes

$$H = J w / \pi \cdot D \text{ Amperewindg./cm}$$

ist. $J w$, die „Durchflutung“, ist gleich

$$V_0 = \int H_s \cdot ds.$$

V_0 heißt magnetische Umlaufspannung, das ist die Arbeit, die von den magnetischen Feldkräften geleistet wird, wenn ein Einheitspol auf einer geschlossenen Bahn herumgeführt wird.

Schreibt man die Beziehung zwischen Induktion und Fluß in der Form

$$\Phi = Q \cdot B = \frac{0,4 \pi w J}{\left(\frac{1}{\mu Q}\right)},$$

(Einheit der Feldstärke 1 Gauß = $\frac{1}{0,4\pi}$ Amperewindg./cm, wo 1 der mittlere Umfang des Ringes ist), so bezeichnet man in Analogie mit dem Ohmschen Gesetz $0,4\pi \cdot w I$ auch als „magnetomotorische Kraft“ und $\left(\frac{1}{\mu Q}\right)$ als „magnetischen Widerstand“.

Magnetisierung mit Wechselstrom. Hier wird das Verhalten des Erregerstroms durch die bei zyklischer Magnetisierung auftretende Hysterese des Eisens bedingt.

Der gesamte Induktionsfluß der Spule ist gleich $w \cdot \Phi$.

Ist R der Wirkwiderstand der Spule, so ist die Klemmenspannung

$$v = i \cdot R + w \frac{d\Phi}{dt},$$

oder unter der Annahme, daß $i \cdot R$ vernachlässigbar klein ist

$$v = w \cdot \frac{d\Phi}{dt}.$$

Die Integration dieser Gleichung liefert für eine sinusförmige Spannung

$$v = V_m \cdot \sin \omega t$$

den Fluß

$$\Phi = -\Phi_m \cdot \cos \omega t = -\Phi_m \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

mit der Amplitude

$$\Phi_m = \frac{V_m}{\omega \cdot w}.$$

Der Fluß ist sinusförmig und eilt der Klemmenspannung um 90° nach. Trägt man nun zu jedem Wert von Φ nach der Magnetisierungskurve (Hysteresisschleife) den zugehörigen Wert des Stroms auf, so erhält man eine stark verzerrte Kurve für den Erregerstrom. Er ist wegen der Remanenz des Eisens mit dem Fluß nicht in Phase, sondern gegen diesen voreilend (s. Fig. 2).

Man pflegt den Erregerstrom in zwei Komponenten zu zerlegen, in einen Strom i_μ , der mit dem Fluß in Phase ist, und in einen Strom i_h , der die durch Hysterese bedingten Verluste deckt und dem Flusse um 90° voraneilt, also mit der Spannung in Phase ist (s. Fig. 3).

Tritt zu der sinusförmigen Spannung $w \frac{d\Phi}{dt}$ ein.

Ohmscher Spannungsabfall iR von nennenswertem Betrage, so kann die Klemmenspannung nicht mehr sinusförmig sein, da der Spannungsabfall iR die

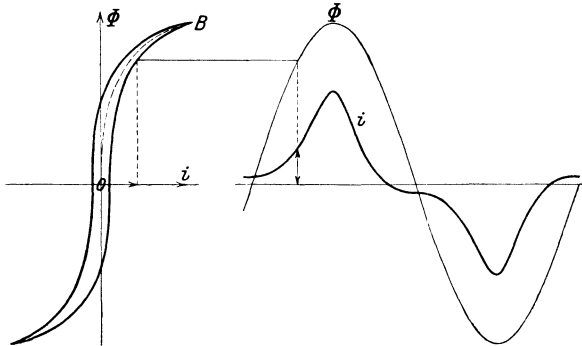


Fig. 2. Magnetisierungskurve und Erregerstrom.

gleiche Kurvenform haben muß wie der Erregerstrom. Legt man also eine sinusförmige Klemmenspannung an die Spule, so bewirkt umgekehrt der Spannungsabfall iR eine Verzerrung der Spannung $w = \frac{d\Phi}{dt}$ und des Flusses Φ . Das gleiche gilt auch für den Fall, daß der Spule, z. B. der Primärwicklung eines Transformators, ein Widerstand vorgeschaltet wird.

Die Berechnung der Effektivwerte der Erregerstromstärke ist infolge der beschriebenen Erscheinungen mit erheblichen Unsicherheiten behaftet.

R. Schmidt.

Ersatzkern s. Effektive Kernladung.

Ersatzkraft s. Kräfteerzeugung.

Ersatzoszillator. Während die Quantenmethoden eine vielfach zutreffende Vorausberechnung von Spektralfrequenzen ermöglichen, versagen sie, abgesehen von der diesbezüglich aussichtsreicheren Wellenmechanik Schrödingers (s. d.) so gut wie völlig gegenüber den Interferenzerscheinungen der Wellenoptik. Um die Verbindung beider Gebiete wenigstens durch ein Provisorium nutzbar zu machen, hat Ladenburg vorgeschlagen, jedes Atomsystem in geeigneter Weise mit fingierten Oszillatoren ausgestattet zu denken, deren Eigenfrequenzen mit jenen seiner Spektralfrequenzen übereinstimmen, und die klassisch-wellentheoretischen Eigenschaften solcher Oszillatoren so weitgehend als möglich auszunutzen. Die Verwertung solcher „Ersatzoszillatoren“ hat sich vor allem bei der quantentheoretischen Deutung der klassischen Dispersionsformeln bewährt und ist später in allgemeinerem Zusammenhange auch von Bohr aufgenommen worden, welcher sie unter der Bezeichnung „virtuelle Oszillatoren“ anwendete (s. Quantenoptik).

Ersatzungsreaktion s. Substitution.

Erstarrungsvorgang metallischer Körper. Die festen metallischen Körper sind kristallinisch und dementsprechend wird ihre Erstarrung aus der Schmelze durch Kernbildung (KZ) und lineare Kristallisationsgeschwindigkeit (KG) bestimmt. Die Abhängigkeit der Kernbildung von der Unter-

kühlung der Schmelze ist nach G. Tammann in Fig. 1 dargestellt. Beim Schmelzpunkt ist KZ gleich Null und steigt erst mit zunehmender Unterkühlung an. In Fig. 2 voll ausgezogene Kurve ABCd...eE ist die K.G. in Abhängigkeit von der Temperatur der Schmelze aufgetragen. Durch die bei der Kristallisation entwickelte Wärme wird die Temperatur an der wachsenden Kristallobersfläche jedoch wesentlich gehoben, nach G. Tammann bis in die Nähe des Schmelzpunktes, etwa entsprechend der punktierten Kurve Fig. 2.

Bei der Abkühlung einer Metallschmelze tritt in der Regel an vielen Stellen Kernbildung ein. Die Zahl der Kerne ist um so größer, je schneller das Metall abgekühlt wird. Von den Kernen aus wachsen Kristalle, bis sie zusammenstoßen. Ihre Berührungsflächen sind nicht kristallographisch definierte, sondern in erster Linie durch den Wärmefluß bestimmte Zufallsflächen. So begrenzte Kristalle werden als Kristallite bezeichnet und das aus ihnen bestehende Gefüge heißt allotriomorph.

Entsprechend der größeren KZ ist das Gefüge der schnell erstarrten Metalle in der Regel feiner, als das der langsam erstarrten.

Die Metalle kristallisieren in der Regel in Form von Kristallskeletten (Dendriten). Bei einem einheitlichen Metall ist der dendritische Kristallisationsvorgang am erstarrten Stück nicht mehr nachzuweisen, da die Zwischenräume zwischen den ursprünglichen Dendritenästen von demselben Metall wie die Dendriten ausgefüllt ist. Bei Legierungen ist er nachweisbar.

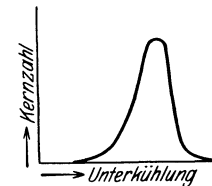


Fig. 1. Abhängigkeit der Kernbildung von der Unterkühlung.

Bei der Kristallisation findet in der Regel eine Kontraktion statt. Je nach den Erstarrungsbedingungen führt das entweder zu einer feinen Porosität des Metallstücks oder es bilden sich ein oder mehrere große Hohlräume aus (Lunker). Die Beherrschung ihrer Bildung und Lage bildet einen wesentlichen Bestandteil der Gießereikunst. Meistens leitet man die Erstarrung so, daß der

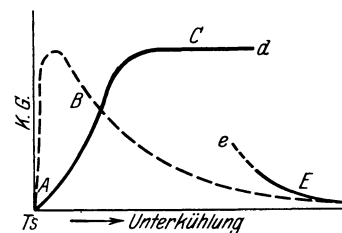


Fig. 2. Abhängigkeit der linearen Kristallisationsgeschwindigkeit von der Unterkühlung.

Lunker sich nur am obersten Teil des Gußstücks befindet und verwirft diesen Teil (verlorener Kopf).

Infolge der Erstarrungskontraktion und der thermischen Kontraktion bei der Abkühlung des erstarrten Metalls sind seine Abmessungen meistens geringer als die Gußformen (Schwindung, Schwindmaß).

Bei den Legierungen weicht in der Regel die Zusammensetzung der zuerst sich ausscheidenden Kristalle von der Zusammensetzung der Schmelze ab. Infolgedessen können sich makroskopisch (z. B. durch chemische Analyse) nachweisbare Konzentrationsunterschiede zwischen den verschiedenen Teilen eines erstarrten Metallstücks entwickeln, die als Seigerung bezeichnet werden. Wenn ein erheblicher Unterschied zwischen der Dichte der Schmelze und der zuerst ausgeschiedenen Kristalle besteht, besteht die Seigerung in ihrer Anreicherung im oberen oder unteren Teil des Metallstücks. Diese Art der Seigerung wird durch sehr schnelles Erstarrenlassen bekämpft (z. B. Letternmetall). Bei der Erstarrung besteht im Metall stets ein Wärmegefälle und der Erstarrungsvorgang schreitet entgegengesetzt der Richtung des Wärmegefälls vor. Das führt zur Anreicherung der Restschmelze in den zuletzt erstarrten Teilen des Metallstücks (direkte Blockseigerung). Bei schnellerer Erstarrung findet zuweilen, sei es durch Gasentbindung, sei es durch gewisse Eigentümlichkeiten des Kristallisationsvorgangs, eine Verschiebung der Restschmelze durch das zuerst erstarrte Kristallgerippe hindurch in Richtung des Wärmegefälls statt, die das Vorzeichen der Seigerung umkehren kann (umgekehrte Blockseigerung).

Die meisten technischen Metallschmelzen enthalten nichtmetallische Verunreinigungen (Oxyde, Sulfide) und zwar in Lösung. Zu ihrer Beseitigung werden Desoxydationsmittel zugesetzt (z. B. zum Kupfer und zur Bronze P, zum Nickel und seinen Legierungen Mn und Mg usw.). Das Desoxydationsmittel hat die Aufgabe, durch Reaktion mit der nicht metallischen Verunreinigung sie in eine in der Schmelze unlösliche Form überzuführen und auszuschlacken.

G. Masing.

Erstarrungswärme s. Schmelzwärme.

Erwartung, mathematische. Wenn jemand mit einer Wahrscheinlichkeit p darauf rechnen darf, daß ihm eine Geldsumme s ausgezahlt wird, so ist das Produkt $p \cdot s$ die mathematische Erwartung. Die Bezeichnung rechtfertigt sich daraus, daß bei häufiger Wiederholung solcher Fälle der auf den Einzelfall durchschnittlich entfallende Gewinn $= p \cdot s$ wird. Der Begriff ist entsprechend auch in der physikalischen Statistik anwendbar.

Reichenbach.

Erythemdosis. Auch „Hauteinheitsdosis“ (HED) genannt. Von Seitz und Wintz eingeführte biologisch definierte Einheit der Röntgenstrahlendosis, die, wenn sie der menschlichen Haut appliziert wird, 8—10 Tage nach der Bestrahlung eine leichte Rötung der Haut hervorruft, die nach Ablauf von vier Wochen in eine zarte Bräunung übergeht. Die Anzahl der für die HED benötigten „r“ (s. d.) ist je nach der benutzten Strahlendosis verschieden. Vgl. den Artikel „Dosis der Röntgenstrahlen“.

Behnken.

Erzwungene Schwingung s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Ester. Verbindungen, die aus organischen Hydroxylverbindungen (Alkohole) und Säuren unter Abspaltung (s. d.) von Wasser entstehen. Wenn es sich, wie bei organischen und den meisten anorganischen Säuren, um Sauerstoffsäuren handelt, dann sind die beiden Teile der Estermolekel durch eine Sauerstoffbrücke — O — verbunden. Beispiel: $C_2H_5OH + HOOC \cdot CH_3 = C_2H_5-O-CO \cdot CH_3 + H_2O$. Diese Entstehungsweise ist formal analog mit der

von Salzen (s. Basen — Salze — Säuren). Jedoch sind Ester deshalb nicht als Salze aufzufassen, weil sie nur zu sehr geringen Bruchteilen in Alkoholkation und Säureanion gespalten sind und auch in der ungespaltenen Molekel die Bindung von elektrostatischer Ionenanziehung wohl ebensoweit entfernt ist, wie andere Bindungen der organischen Chemie (vgl. Deformation).

Das Gleichgewicht liegt bei Reaktionen, wie der oben angeführten, gewöhnlich bei mittleren Konzentrationsverhältnissen, so daß Esterbildung und ihre Rückreaktion, die Esterverseifung, zu den handlichen und historisch wichtigen Beispielen des chemischen Gleichgewichts gehören. Die gleiche Bedeutung hat die Esterverseifung auch für die chemische Geschwindigkeitslehre, da sie von H-Ionen zu bequem meßbaren Geschwindigkeiten beschleunigt wird (s. Verseifung).

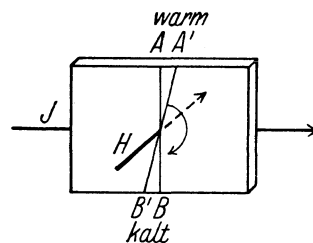
Schwab.

Eталon (Standard). Ein unveränderliches, reproduzierbares Grundmaß. Für die Länge dient ein solches als die im Normmeter (s. Längeneinheiten), für die Masse als die im Normalkilogramm (s. Kilogramm) verkörperte Einheit.

In der Optik werden damit Luftplattenspektroskope mit konstanter und auch mit mikrometrisch variabler Luftdicke bezeichnet, die allein bei der Bestimmung einer Wellenlänge benutzt werden, nachdem man vorher eine Reihe der schärfsten Spektrallinien genau bestimmt hat.

v. Staal.

v. Eттingshausen-Effekt. Der von A. v. Eттingshausen (1887) entdeckte Effekt ist das vollkommene Analogon zum „Hall-Effekt“ (s. d.): Wird in einem von einem elektrischen Strom durchflossenen Leiter ein magnetisches Feld erregt, dessen Kraftlinien senkrecht zur Richtung des Stroms



v. Eттingshausen-Effekt.

verlaufen, so tritt eine transversale Temperaturdifferenz auf. Die Wirkung des magnetischen Feldes kann so aufgefaßt werden, als ob senkrecht zum elektrischen Strom und zum Feldvektor eine Wärmeströmung hervorgerufen wird, die so lange andauert, bis infolge Rückleitung der Wärme ein stationärer Zustand eintritt.

Die Beobachtung ist ganz analog der des Hall-Effekts, nur daß an Stelle der Potentialdrähte an zwei senkrecht zur Stromrichtung gelegenen Punkten Thermolemente angebracht werden. Der Eintritt des stationären Zustands ist natürlich abzuwarten. Als positiv wird der Effekt bezeichnet, wenn die Drehung der Isotherme, in der Richtung der magnetischen Kraftlinie gesehen, im positiven Drehungssinne erfolgt (s. Figur), wenn also A warm und B kalt wird. Die Messung selbst ist wegen verschiedener störender Einflüsse nur schwierig auszuführen und hat in allen Fällen nur angenäherte Werte ergeben.

Hoffmann.

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Eulersche Gleichungen der Hydrodynamik. Der mechanische Inhalt der Eulerschen Grundgleichungen ist das Gleichgewicht zwischen den Trägheitskräften, den hydrostatischen Druckkräften und den äußeren Kräften (Schwere), angewandt auf ein Massenteilchen der Flüssigkeit. Die Bewegung wird aber nicht so beschrieben, daß man die Geschwindigkeit eines Teilchens im Laufe der Zeit verfolgt (wie in den Lagrangeschen Gleichungen), sondern indem man die Geschwindigkeit an einem bestimmten Raumpunkt in Abhängigkeit von Raum und Zeit berechnet. Bezeichnet man diese Geschwindigkeit mit v , so setzt sich die Beschleunigung $\frac{dv}{dt}$ eines Teilchens, das sich zur Zeit t an der Stelle x, y, z befindet, aus 2 Teilen zusammen: aus der Geschwindigkeitsänderung $\frac{\partial v}{\partial t}$ an der betr. Stelle und aus der Geschwindigkeitsänderung durch Konvektion, d. h. durch Fortrücken des Teilchens an eine andere Stelle; letztere ist in Vektorschreibweise $= (v \text{ grad}) v$. Die äußere Kraft habe ein Potential Ω ; dann lautet die Eulersche Vektorgleichung (ρ Dichte, p hydrostatischer Druck):

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \text{ grad}) v \right] = - \text{grad} (\Omega + p).$$

Als 4. Gleichung kommt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho v) = 0$$

hinzu, so daß die vier Unbekannten (p und die Geschwindigkeitskomponenten) vollkommen bestimmt sind.

Die Grenzbedingungen der Eulerschen Gleichungen sind folgende: In den festen Körper kann die Flüssigkeit nicht eindringen, also muß die zum Körper normale Geschwindigkeitskomponente (v_n) verschwinden; an einer freien Oberfläche muß der Druck konstant und die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche gleich der Geschwindigkeit der Oberfläche selbst sein.

Wichtige Lösungen der Eulerschen Gleichungen erhält man, wenn $\text{rot } v = 0$ gesetzt werden kann (Potentialströmungen) und wenn $\text{rot } v$ gleich einer gegebenen Funktion des Raumes zu bestimmter Zeit ist, etwa überall $= 0$ außer in singulären in sich zurücklaufenden oder bis zur Berandung der Flüssigkeit gehenden unendlich dünnen Linien (Wirbelbewegungen).

Die Schubspannungen infolge Zähigkeit fehlen in den Eulerschen Gleichungen; sie werden mitberücksichtigt in den Navier-Stokesschen Gleichungen.

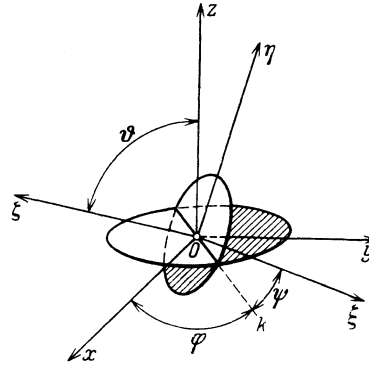
L. Hopf.

Eulersche Periode s. Polhöhenchwankung.

Eulersche Turbinengleichung s. Flügelgitter.

Eulersche Winkel. Jede räumliche Lagenänderung eines starren Körpers kann man dadurch erzeugen, daß man den Körper um einen beliebigen, festgehaltenen Punkt O dreht und dann dem ganzen Körper eine bestimmte Translation erteilt. Die Richtung α der Drehachse und des Betrags des Drehwinkels, sowie der Vektor der Translation sind für jede Lagenänderung eines starren Körpers und für jeden Drehpunkt O eindeutig bestimmt. Daraus folgt z. B., daß man die gesamte Lagenänderung, welche durch mehrere, zeitlich aufeinanderfolgende Drehbewegungen um den gleichen festen Punkt O verursacht wird, durch eine einzige Drehung um eine durch den

Punkt O gehende Achse erzeugen kann. Dabei ist zu beachten, daß die Reihenfolge der Elementardrehungen von Einfluß ist und daß endlich Drehungen nicht wie Kräfte zusammengesetzt werden können. Umgekehrt kann man jede Lagenänderung eines starren Körpers infolge Drehung um einen festen Punkt O auch dadurch erzeugen, daß man nacheinander Drehungen um drei beliebige, ebenfremde und durch O gehende Achsen von den Richtungen a_1, a_2, a_3 ausführt. Die Größe der einzelnen Drehwinkel ist im allgemeinen von der Reihenfolge der drei Einzeldrehungen abhängig, die deshalb nicht geändert werden darf. Nur für



Eulersche Winkel.

den Sonderfall, daß die Einzeldrehungen unendlich klein sind, kann man die Reihenfolge der drei Drehungen beliebig vertauschen. Allgemein kann man unendlich kleine Drehungen, sowie Winkelgeschwindigkeiten um sich schneidende, parallele oder windschiefe Achsen wie Kräfte zusammensetzen (reduzieren).

Von großer Wichtigkeit für die Anwendungen ist die Eulersche Art der Beschreibung der Lage eines starren Körpers, der sich um einem festen Punkt O drehen kann („Kreisel“). Seien e_x, e_y, e_z drei im Raume festliegende Richtungen, z. B. die Achsrichtungen eines im Raume ruhenden rechtwinkligen und rechtsdrehenden Koordinatensystems (O, x, y, z) , ferner e_ξ, e_η, e_ζ drei Richtungen, die den Achsen eines ebenfalls rechtwinkligen rechtshändigen Koordinatensystems entsprechen, das im starren Körper festliegt. Als Nullpunkt beider Systeme wählen wir den bei der Drehung festgehaltenen Punkt O des starren Körpers.

Nach Euler kann man dann die Lage des beweglichen Koordinatensystems (O, ξ, η, ζ) bezüglich des festen Systems (O, x, y, z) mittels der drei Positionskoordinaten φ, ψ, ϑ beschreiben. Die geometrische Bedeutung dieser drei sogenannten Eulerschen Winkel φ, ψ, ϑ ergibt sich aus der obenstehenden Figur. Ist Ok die sogenannte *Knotenlinie* (Schnittgerade der x, y -Ebene und der ξ, η -Ebene), so ist nach dieser Figur $\psi = \sphericalangle (k, \xi)$, $\varphi = \sphericalangle (k, x)$ der *Azimutwinkel*, $\varphi + \psi$ die *Länge* der ξ -Achse und $\vartheta = \sphericalangle (z, \zeta)$ der *Polwinkel*.

Mit Hilfe der Eulerschen Winkel lassen sich die auf das im Körper festliegende Koordinatensystem (O, ξ, η, ζ) bezogenen Größen leicht in die bezüglich des im Raume ruhenden Systems (O, x, y, z) transformieren. Die für die Transformation nötigen Richtungskosinus sind (durch die Euler-

schen Winkel φ, ψ, ϑ ausgedrückt) in der nachfolgenden Tabelle angegeben.

Auch der Geschwindigkeitszustand eines Körpers, der sich um einen festen Punkt O drehen kann, läßt sich leicht mittels der drei Eulerschen Winkel beschreiben. Sind

$$\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}, \dot{\psi} = \frac{d\psi}{dt}, \dot{\vartheta} = \frac{d\vartheta}{dt}$$

die Geschwindigkeiten der Parameter φ, ψ, ϑ , so erhält man für die Komponenten χ_ξ, χ_η und χ_ζ der Drehgeschwindigkeit bezüglich der im Körper festen Achsen ξ, η, ζ die Gleichungen

$$\begin{aligned} \chi_\xi &= \dot{\vartheta} \cos \psi + \dot{\varphi} \sin \psi \sin \vartheta \\ \chi_\eta &= -\dot{\vartheta} \sin \psi + \dot{\varphi} \cos \psi \sin \vartheta \\ \chi_\zeta &= \dot{\varphi} \cos \vartheta + \dot{\psi} \end{aligned}$$

und für die Komponenten $\dot{\chi}_x, \dot{\chi}_y$ und $\dot{\chi}_z$ bezüglich der Achsen des ruhenden Systems

$$\begin{aligned} \dot{\chi}_x &= \dot{\vartheta} \cos \varphi + \dot{\psi} \sin \varphi \sin \vartheta \\ \dot{\chi}_y &= \dot{\vartheta} \sin \varphi - \dot{\psi} \cos \varphi \sin \vartheta \\ \dot{\chi}_z &= \dot{\varphi} + \psi \cos \vartheta. \end{aligned}$$

Die Reihenfolge der Rotationen $\dot{\chi}_\xi \dots$, bzw. $\dot{\chi}_x \dots$ ist, wie immer bei Winkelgeschwindigkeiten, gleichgültig. Endliche „Drehwinkel“ $\chi_\xi \dots$, bzw. $\chi_x \dots$ existieren nicht. *F. Schleicher.*

Näheres s. z. B. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912 oder Klein-Sommerfeld, Theorie des Kreisels, I. Leipzig 1897.

Richtungskosinus der Achsenkreuze (O, x, y, z) und (O, ξ, η, ζ), ausgedrückt durch die Eulerschen Winkel φ, ψ, ϑ .

	ξ	η	ζ
x	$\cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi \cos \vartheta$	$-\cos \varphi \sin \psi - \sin \varphi \cos \psi \cos \vartheta$	$+\sin \varphi \sin \vartheta$
y	$\sin \varphi \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi \cos \vartheta$	$-\sin \varphi \sin \psi + \cos \varphi \cos \psi \cos \vartheta$	$-\cos \varphi \sin \vartheta$
z	$\sin \psi \sin \vartheta$	$\cos \psi \sin \vartheta$	$\cos \vartheta$

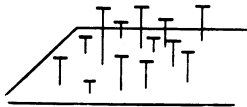
Eustachische Röhre s. Ohr.

Eutektikum. Dasjenige Mischungsverhältnis einer Legierung von verschiedenen Metallen, das den niedrigsten, einheitlichen Schmelzpunkt von allen anderen möglichen Mischungsverhältnissen besitzt. Die Schmelzpunkte der übrigen Mischungsverhältnisse liegen in einem Bereich zwischen der eutektischen und einer höher gelegenen Temperatur. Vgl. a. Zustandsdiagramm. *v. Staal.*

Evaporimeter. Instrument zur Messung der Verdunstung (s. d.). *O. Baschin.*

Evektion und Variation des Mondes sind durch die Anziehung der Sonne hervorgerufene Störungen der elliptischen Mondbahn. Die Evektion hat eine Amplitude von $1^\circ 16'$ in Mondlänge und eine Periode von angenähert einem Monat. Sie war schon dem Ptolemäus bekannt. Die Variation besitzt eine Amplitude von $40'$ und eine halbmonatliche Periode. *Bottlinger.*

Ewings Modell. Zur Veranschaulichung der molekularen Vorgänge bei der Magnetisierung und Ummagnetisierung setzt man auf ein Brett eine große Zahl von Kompaßnadeln in regelloser Verteilung auf verschieden



langen Spitzen so auf, daß sie sich nicht berühren (s. Fig.). Die Magnetisierungskurve eines Ewingschen Magnetmodells hat R. Gans aufgenommen, sie ist theoretisch wichtig. *Gerlach.*

Exaceration. Von J. Walther eingeführte Bezeichnung für die Korrasion (s. d.) durch Gletscher (s. Gletschererosion). *O. Baschin.*

Exogene Vorgänge. Während die Gestaltung der Erdoberfläche in ihren großen Zügen im wesentlichen durch endogene Vorgänge (s. d.) bedingt wird, beruht die Mannigfaltigkeit der Einzelformen im wesentlichen auf exogenen Wirkungen von verschiedenen Kräften, die ihren Sitz meist außerhalb der Erde haben und in letzter Linie hauptsächlich

auf die Sonnenstrahlung zurückzuführen sind (solare Wirkungen). Die exogenen Vorgänge bestehen in zahllosen kleinen, von außen auf die Oberfläche wirkenden Vorgängen, die in ihrer Gesamtheit wesentlich dazu beitragen, die Erhöhungen abzutragen, die Unebenheiten auszugleichen und die Erdoberfläche einer Niveaufläche der Schwere näher zu bringen. Im einzelnen seien als exogene Vorgänge genannt: Abrasion (s. d.), Deflation (s. d.), Denudation (s. d.), Erosion (s. d.), Exaceration (s. d.), Sedimentation (s. d.), Verwitterung (s. d.). Die wichtigsten destruktiven Agentien (s. Destruktion), welche exogene Wirkungen ausüben, sind die Luft, das Wasser in flüssiger wie in fester Form und die organische Welt.

Während die endogenen Vorgänge auf der gesamten Erdoberfläche wirksam sind, spielen sich die exogenen im wesentlichen nur auf der Oberfläche des Landes ab, wogegen die ruhende Wasserbedeckung den Grund der Seen und der Meere der Einwirkung dieser von außen wirkenden Kräfte größtenteils entzieht. Im Gegensatz zu den endogenen hängen die exogenen Vorgänge in hohem Maße von Relief, Bodenbeschaffenheit und Klima ab. Ihre praktische Bedeutung ist daher auch viel größer als die jener. *O. Baschin.*

Exotherm. Für exotherme Vorgänge gilt sinngemäß das umgekehrte, wie für endotherme (s. d.). *Schwab.*

Explosion. Der Verein deutscher Ingenieure bezeichnet als Explosion einen Vorgang mit plötzlicher Kraftäußerung, wenn letztere auf dem Ausdehnungsbestreben von Gasen oder Dämpfen beruht. Dabei ist es gleichgültig, ob die Gase schon vor der Explosion vorhanden waren, oder ob sie erst bei der Explosion gebildet werden. Die gespannten Dämpfe bei einer Dampfkesselexplosion sind z. B. schon vorher vorhanden.

Explosion im engeren Sinne liegt nur dann vor, wenn die Ursache plötzlicher Kraftäußerung durch

eine explosive chemische Umwandlung gegeben wird, und Substanzen, die zu explosiver chemischer Reaktion befähigt sind, heißen Explosivstoffe. Eine chemische Umwandlung wirkt explosiv, wenn bei ihrem Verlauf gleichzeitig große Wärme- und Gasmengen in sehr kurzer Zeit entwickelt werden.

Ist eine chemische Reaktion mit Entwicklung von Wärme verbunden (s. Explosionswärme), so erfolgt infolge des Fortschritts der Reaktion eine Temperaturerhöhung, welche ihre Geschwindigkeit vergrößert. Vermehrte Geschwindigkeit bewirkt erhöhte Wärmeentwicklung, die ihrerseits wieder die Reaktionsgeschwindigkeit steigert. So erklärt sich der stürmische Verlauf mancher Reaktionen mit positiver Wärmetönung. Werden dabei Gase entwickelt, so führt das Ausdehnungsbestreben der hoch erhitzten Gase zur Explosion.

In besonderen Fällen kann explosive Wirkung ohne Gasentwicklung auftreten, wenn nämlich schon vor der Explosion vorhandene Gase, z. B. Luft, durch die Reaktionswärme so schnell erhitzt werden, daß der Druck unvermittelt ansteigt. So hat H. Kast Explosionen bei der Verbrennung großer Mengen Eisenthermit beobachtet.

Eine Einteilung der Explosionen hat man zunächst unscharf nach den Explosionsgeräuschen vorgenommen. Man bezeichnet flammenlose Zersetzung von Explosivstoffen unter Ausstoßung sichtbarer Dämpfe als Ausblasen oder Auskochen. Rasches Abbrennen ohne Geräusch nennt man Deflagration. Diese Vorgänge sind nur Vorstufen eigentlicher Explosionen. Ist die Reaktion mit dumpfem Geräusch verbunden, so spricht man von Verpuffung. Bei der Verpuffung wird schon Druckentwicklung fühlbar. Die Verpuffung ist schon eine schwache Explosion. Geht die Umwandlung mit einem Knall vor sich, so liegt ausgesprochene Explosion vor, bei der die Drucksteigerung plötzlich erfolgt. Bei einer Detonation ist der Knall scharf und der Druckanstieg steil. Die Geschwindigkeit des Druckanstiegs bestimmt sprengtechnisch den Charakter der Explosion (s. Brisanz). Der Druck, den die hocherhitzten Explosionsgase fester oder flüssiger Explosivstoffe ausüben, überschreitet in vielen Fällen das bisher der Messung zugängliche Gebiet (s. Explosionsdruck).

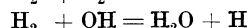
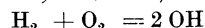
Die physikalisch-chemische Unterscheidung erfolgt heute auf Grund der verschiedenartigen Ausbreitung der Explosion im räumlich ausgedehnten explosiven System. Nur die alten Bezeichnungen sind beibehalten. Leitet man die explosive Reaktion nur an einer Stelle eines ausgedehnten explosiblen Systems ein, so bildet sich eine Grenzzone zwischen den Reaktionsprodukten und dem noch nicht umgesetzten Explosivstoff, die gegen das unveränderte Gebiet vorrückt. Man bezeichnet die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Grenzzone als Explosionsgeschwindigkeit. Sie ist wohl zu unterscheiden von der materiellen Strömungsgeschwindigkeit der Reaktionsprodukte und ebenso von der Geschwindigkeit der chemischen Reaktion. Die Fortpflanzung der Grenzzone geschieht im allgemeinen, indem die der Reaktionszone benachbarte unverbrannte Schicht soweit erhitzt wird, daß sie selbst zu reagieren beginnt. Die Explosionsgeschwindigkeit läßt sich exakt messen, selbst in Fällen, in denen Druck und Temperatur bisher nicht gemessen wurden. Man unterscheidet nach

der Art der Ausbreitung drei Gruppen explosiver Vorgänge. Die erste Gruppe umfaßt Vorstufen der Explosion, die zweite Explosionen im engsten Sinne oder Explosionen erster¹⁾ Ordnung, die dritte Detonationen oder Explosionen zweiter¹⁾ Ordnung.

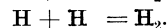
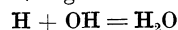
1. Vorstufen der Explosion.

Als Vorstufen eigentlicher Explosion betrachtet man die Ausbreitung der Reaktionszone mit dem unteren Grenzwert der Explosionsgeschwindigkeit. Die heißen Reaktionsprodukte strömen bei dieser Art der Ausbreitung von der Umsetzungszone weg ohne wesentliche Druckentwicklung. Sie haben geringere Dichte als das Ausgangsmedium. Die Fortpflanzung der Reaktionszone geschieht durch Wärmeleitung und außerdem Konvektion und Strahlung. Die der Grenzzone benachbarte unverbrannte Schicht wird unter Druckausgleich auf Entflammungstemperatur erwärmt und tritt in Reaktion, so daß die Grenzzone vorrückt. Eine ebene Reaktionszone schreitet im ruhenden Explosivstoff mit gleichförmiger Geschwindigkeit fort. Die Geschwindigkeit bleibt stets mäßig; sie kann Bruchteile eines Meters oder einige Meter in der Sekunde betragen und ist von der Beschaffenheit der Apparatur abhängig. Bei explosiven Gasgemischen spricht man meist von einer gewöhnlichen Flamme und von der Flammgeschwindigkeit, bei festen bzw. flüssigen Explosivstoffen von ruhigem Abbrennen oder Deflagration. Die erste Gruppe umfaßt somit nur Vorstufen; derartige Ausbreitung tritt auch häufig im Anfangsstadium ausgesprochener Explosionen auf, solange die Explosionsgase (s. d.) noch frei abströmen können.

Der schnelle Ablauf der chemischen Reaktion in der Flamme wird durch Kettenreaktionen begünstigt; Kettenreaktionen liegen z. B. vor bei der Verbrennung von Wasserstoff, Kohlenoxyd, Kohlenwasserstoffen usw. Welcher Art die Kettenglieder sind, ist nicht in allen Fällen bekannt. Bonhoeffer und Haber haben die Analyse der Spektren der Zwischenstoffe zu Hilfe genommen und kommen für die Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff z. B. zu folgender Kette (Zeitschr. phys. Chem. **137**, 263, 1928):



Die erste kettenauslösende Reaktion ist endotherm und tritt ziemlich selten ein; die Ketten werden schließlich abgebrochen durch



Die explosive Reaktion in der Gasmasse wird (im Gegensatz zu der bei niederen Temperaturen vorherrschenden Wandreaktion) durch Wandungen oder im Gas suspendierte feste Stoffe gehemmt, indem wirksame Kettenglieder festgehalten und zur Rekombination gebracht werden (vgl. M. Bodenstein, Zeitschr. f. Elektrochem. **35**, 538, 1929). Man macht zuweilen davon Gebrauch, um die Ausbildung einer Flamme zu verhindern (siehe Explosionsgase).

¹⁾ Bezeichnungen „erste“ und „zweite“ wie üblich nach Berthelot; s. z. B. Brunswig, Explosivstoffe, 2. Aufl. Über vertauschte Verwendung vgl. Kast, Spreng- und Zündstoffe. 1921.

2. Explosionen (erster Ordnung).

Überschreitet die Explosionsgeschwindigkeit den unteren Grenzwert der Ausbreitungsgeschwindigkeit, ohne jedoch die Geschwindigkeit der von der Reaktionszone ausgehenden Druckwellen zu erreichen, so spricht man von Explosionen im engsten Sinne, bzw. Explosionen erster Ordnung. Die Umsetzung geht bei dieser Art der Ausbreitung so schnell und unter solchen Umständen vor sich, daß Druckausgleich nicht mehr erfolgt. Die der Grenzzone benachbarte unverbrannte Schicht wird durch Wärmeleitung und Strahlung erhitzt; sie wird außerdem komprimiert. Durch Kompression werden Temperatur und Konzentration der reagierenden Substanzen in der unverbrannten Schicht erhöht. Beides begünstigt die Reaktionsgeschwindigkeit. Mit der Reaktionsgeschwindigkeit wächst die Drucksteigerung und mit beiden die Ausbreitungsgeschwindigkeit usw. Sofern sich die Explosion in einem zu hinreichend rascher Reaktion fähigen Explosivstoff ausbreitet, erfolgt die Entflammung von Schicht zu Schicht rascher. Von Schicht zu Schicht wird stärker komprimiert, und die Explosionsgeschwindigkeit steigt unter Umständen bis in die Nähe der Schallgeschwindigkeit. Bis zur Ausbreitung mit nahezu Schallgeschwindigkeit reicht das Gebiet dieser Explosionen; zu ihnen rechnet an der Grenze der ersten Gruppe die Verpuffung.

Die Explosion erster Ordnung stellt demnach immer einen höchst verwickelten Vorgang dar, bei dem Wärmeleitung, Strahlung, Drucksteigerung und Apparatur zu berücksichtigen sind, und der in allen Einzelheiten kaum zu verfolgen ist. Die Ausdehnung der Explosionsgase erzeugt auch von der Apparatur abhängige Bewegungen im unverbrannten Explosivstoff, die die Flammgeschwindigkeit und den Verlauf der Explosion sekundär bestimmen können. Die Explosionsgeschwindigkeit wird zuweilen ganz unregelmäßig durch den Einfluß vorangelaufener und gegen die Reaktionsgrenze zurückgeworfener Druckwellen. So erklären sich hydrodynamisch z. B. zahlreiche Beobachtungen (vgl. G. L. Clark und W. Thee, *Ind. Eng. Chem.* 17, 1219, 1925) an explosiven Gasmischungen in Röhren von verschiedenen Formen.

Der brisante Verlauf einer explosiven Reaktion und die Ausbildung einer Detonation läßt sich in explosiven Gasmischungen in vielen Fällen durch fein verteilte und im Gemisch suspendierte feste Stoffe geeigneter Natur unterdrücken (vgl. Klopffeiende, Schlagwetter).

3. Detonationen (Explosionen zweiter Ordnung).

Als Detonation bezeichnet man eine mit Überschallgeschwindigkeit fortschreitende Explosion. Die Reaktionsgase strömen der mit Überschallgeschwindigkeit fortschreitenden Grenzzone nach. Sie besitzen unmittelbar hinter der Grenzzone größere Dichte als das Ausgangsmedium. Die chemische Reaktion verläuft so schnell, und die Drucksteigerung ist so beträchtlich, daß die Erwärmung der benachbarten unverbrannten Schichten auf Entflammungstemperatur überwiegend durch Kompression und gegebenenfalls durch Strahlung erfolgt. Wärmeleitung beeinflusst nur die Struktur der Wellenfront, aber — abgesehen vom Grenzgebiet — kaum Geschwindigkeit und Druck der Wellen. Die Reaktion setzt ein, ehe die Druck-

welle (vgl. Stoßwelle) über die Schicht weggelaufen ist, so daß eine kombinierte physikalisch-chemische Welle von Überschallgeschwindigkeit entsteht. Das ist die Explosion zweiter Ordnung oder Detonation (s. d.), bzw. Detonationswelle (s. d.), für die auch die mehrdeutige Bezeichnung Explosionswelle gebraucht wird. Detonationswellen sind Stoßwellen, in deren Wellenzone eine explosive Reaktion verläuft. Ist die Wellenfront eben, dann ist die Geschwindigkeit durchaus konstant. Durch ein Magnetfeld von 10000 Gauß wird sie nicht beeinflusst; die auftretende Ionisation ist nur eine Begleiterscheinung der Detonation. Die Detonationsgeschwindigkeit, die meist einige Kilometer in der Sekunde beträgt, ist für jeden wohldefinierten Explosivstoff eine auch in der Sprengtechnik wichtige Kenngröße. *R. Wendlandt.*

Weiteres s. die anschließenden und die dem Stichwort Detonation folgenden Abschnitte. Vgl. Nernst, *Theoretische Chemie* 1926; Brunswig, *Explosivstoffe* 2. A. 1923; Jouguet, *Mécanique des Explosifs* 1917; *Explosive Reactions in Gaseous Media, Discussion by the Faraday Society* 1926.

Explosionsbereich s. Explosionsgrenze.

Explosionsdruck. Im Verlauf einer Explosion (s. d.) beobachtet man Druckanstieg (vgl. Brisanz) und Druckabfall. Druckwellen oder Stoßwellen (s. d.) die vom Ort einer Explosion ausgehen, können auch in der weiteren Umgebung Verdichtungen mit folgenden Verdünnungen hervorrufen. Bei allen diesen Erscheinungen spricht man von Explosionsdruck.

Den Maximaldruck, den ein explosives System im Augenblick der Explosion (s. d.) durchläuft, bezeichnet man als Explosionsdruck im engeren Sinne. Bei Gasmischungen mißt man ihn unmittelbar in einer Druckbombe, z. B. durch den Ausschlag einer geeichten Stahlmembrane (vgl. Explosionsmethode). Auch bei komprimierten Gasen kann man Messungen in der Druckbombe vornehmen. Dabei können z. B. Meßdosens benutzt werden, deren eine Grundfläche aus einer eingespannten Bleiplatte besteht. Die Durchbauchung der Bleiplatte gibt auf Grund einer Eich-tabelle den Explosionsdruck an. Will man den Verlauf des Druckanstiegs verfolgen, so läßt man den Bombendruck auf einen beweglichen Kolben mit Registriereinrichtung wirken. Von 42 bei Atmosphärendruck untersuchten Gasmischungen gab die Mischung $C_2N_2 + 2N_2O$ mit 26 atm. den höchsten Explosionsdruck.

Läßt sich die Explosionstemperatur (s. d.) berechnen, so kann mit Hilfe einer Zustandsgleichung der Reaktionsprodukte auch der Explosionsdruck berechnet werden. Detonationsdrucke erhält man mit Hilfe der Detonationsgleichungen (s. d.).

Bei der Explosion fester und flüssiger Sprengstoffe kommen vor Beginn der Expansionsbewegung Drucke in Frage, die nach Zehntausenden von Atmosphären geschätzt werden. Der experimentellen Bestimmung haben sie sich bisher entzogen. Erst im zweiten Stadium nach Beginn der Expansion sind Druckmessungen durchgeführt. Den Maximaldruck im geschlossenen Raum bei mäßiger Ladedichte bestimmt man in starkwandigen Explosionsbomben bis zu Drucken von 6000—8000 atm. Man benutzt nach Noble einen mit Schreibstift versehenen Stempel, der einen Zylinder aus Kupfer gegen ein Widerlager staucht. Die Ergebnisse lassen sich durch die Abelsche Gleichung (s. d.) wiedergeben.

Maximaldruck (atm.) einiger Explosivstoffe bei verschiedener Ladedichte.

Ladedichte	Schwarzpulver	Knallquecksilber	Nitroglycerin
0,1	336	468	1098
0,3	1123	1501	3847
0,5	2112	2686	7829
0,7	3393	4062	14060
1,0	6236	6602	35010

Oberhalb 6000 atm. sind die Angaben aus der Abelschen Gleichung errechnet und haben nur Vergleichswert. Dynamische Einflüsse sind nicht berücksichtigt. Da die Zustandsgleichungen usw. für dieses Druckgebiet bisher nicht bekannt sind, ist man auf Schätzungen angewiesen.

R. Wendlandt.

Näheres s. H. Brunswig, Explosivstoffe 1923.

Explosionsgase. (Explosionsflamme, Mündungsfeuer, Nachschwaden, Schwaden, Zersetzungs-gleichung.) Die im Verlauf explosiver Reaktionen (s. Explosion) entwickelten Gase werden Explosionsgase oder Explosionsschwaden genannt. Das von einem kg eines Explosivstoffs bei der Explosion entwickelte spezifische Gasvolumen gilt als kennzeichnende Sprengstoffkonstante (vgl. Berthelotsches Produkt).

Explosionsgase technisch verwendeter Explosivstoffe bestehen vorzugsweise aus Kohlensäure, Wasserdampf, Stickstoff, Kohlenoxyd, Wasserstoff, Methan; daneben entstehen Stickoxyde, Cyanwasserstoff, Schwefelwasserstoff, Azetylen und andere Gase bzw. Dämpfe, sowie fester Rückstand. Unter den giftigen Gasen, die besonders in Bergwerken gefährlich werden (giftige Nachschwaden) steht an erster Stelle das Kohlenoxyd, da die in der Technik gebrauchten einheitlichen Sprengmittel mit Ausnahme des Nitroglycerins eine zur vollständigen Verbrennung ungenügende Menge Sauerstoff enthalten. Bei auskochenden Sprengschüssen, bzw. unvollständiger Detonation entwickeln sich Kohlenoxyd und andere Giftgase auch aus Sprengstoffen, die genügend Sauerstoff zur vollständigen Verbrennung enthalten.

Die hochoerhitzten Explosionsgase bilden die Explosionsflamme. Länge, Dauer und Temperatur der Explosionsflamme sind für die Schlagwettersicherheit eines Sprengstoffs wesentlich. Dynamite besitzen eine sehr große, Ammonsalpetersprengstoffe eine beinahe verschwindende Flamme.

Sind brennbare Gase in den Explosionsgasen in genügender Konzentration vorhanden, so können sie mit Luft gemischt erneut zur Entflammung kommen. Dann entsteht eine Sekundärflamme, die von der Explosionsflamme zu unterscheiden ist. Die sekundären Flammen sind in Gegenwart von Kohlenstaubgemischen gefährlich. Bei Schießmitteln hat man sekundäre Flammen (Mündungsfeuer vor der Rohrmündung; Nachflammer im Geschützrohr beim Öffnen des Verschlusses) ebenfalls zu vermeiden. Ein Zusatz verhältnismäßig geringer Mengen anorganischer Salze vermag erfahrungsgemäß die sekundäre Entflammung zu unterdrücken. Die bei Zutritt von Außenluft von den Sprengstoffgasen eingeleiteten Reaktionsketten

brechen ab an den staubförmig in den Explosionsgasen verteilten Salzen, z. B. Alkalichloriden.

Das stöchiometrische Verhältnis der im Augenblick des höchsten Gasdrucks vorhandenen Zersetzungsprodukte wird durch die Zersetzungs-gleichung angegeben. Aus der Zersetzungs-gleichung berechnen sich mit Hilfe der Bildungswärmen die Explosionswärme (s. d.), und weiter mit Hilfe der spezifischen Wärmen angenähert die Explosionstemperatur (s. d.).

Die Zersetzungs-gleichung, der man auch das spezifische Gasvolumen entnimmt, läßt sich nur in einfachen Fällen und bei solchen Sprengstoffen, die genügend Sauerstoff zu vollständiger Verbrennung enthalten, mit einiger Sicherheit aufstellen. Ihre experimentelle Ermittlung wird dadurch erschwert, daß während der Abkühlung Gleichgewichte verschoben werden, bzw. Zwischenreaktionen stattfinden. Bei geringen Ladedichten, Drucken und Temperaturen ist das Wassergasgleichgewicht von Bedeutung. Bei hohen Drucken treten Reaktionen in den Vordergrund, bei denen fester Kohlenstoff und höher molekulare Gase, z. B. Methan gebildet werden.

Aus alledem geht hervor, daß die Zersetzungs-gleichung, bzw. die Zusammensetzung der Explosionsgase auch von der Ladedichte und dem Verlauf einer Explosion abhängen. Bei Sprengstoffgemischen sind die Verhältnisse besonders unübersichtlich. Nachstehend sind nach Kast Zersetzungs-gleichungen für die Explosion von Nitroglycerin und für die Explosion von Schwarzpulver wiedergegeben.

Nitroglycerin: $32\text{C}_3\text{H}_5(\text{ONO}_2) = 96\text{CO}_2 + 8\text{OH}_2\text{O} + 6\text{NO} + 45\text{N}_2 + 5\text{O}_2$, danach für 1 kg Nitroglycerin $Q = 1455$ kcal, $V_0 = 715$ Liter.

(Kohle)
Schwarzpulver: $74\text{KNO}_3 + 32\text{S} + 16\text{C}_6\text{H}_6\text{O} = 56\text{CO}_2 + 14\text{CO} + 3\text{CH}_4 + 2\text{H}_2\text{S} + 4\text{H}_2 + 35\text{N}_2 + 19\text{K}_2\text{CO}_3 + 7\text{K}_2\text{SO}_4 + 2\text{K}_2\text{S} + 8\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_3 + 2\text{KCNS} + (\text{NH}_4)_2\text{CO}_3 + \underbrace{\text{C} + \text{S}}_{\text{unverbrannt}}$

danach für 1 kg Schwarzpulver $Q = 665$ kcal, $V_0 = 280$ Liter. R. Wendlandt.

Näheres s. Kast, Spreng- und Zündstoffe 1921.

Explosionsgebiet s. Explosionsgrenze.

Explosionsgeräusch s. Explosion.

Explosionsgeschwindigkeit s. Explosion und Detonationswelle.

Explosionsgrenze. Ändert man die Zusammensetzung bzw. die Konzentration bzw. die physikalische Beschaffenheit eines Explosivstoffs stetig nach einer Richtung, so gelangt man im allgemeinen an eine Grenze, die nicht überschritten werden darf, wenn selbständige Ausbreitung der explosiven Reaktion möglich bleiben soll. Die Bedingungen, die diese Grenze bestimmen, bezeichnet man als Grenzbedingungen, die Grenze selbst als Explosionsgrenze, und ein durch Explosionsgrenzen umschlossenes Gebiet als Explosionsgebiet oder Explosionsbereich.

a) Entflammungsgrenzen.

Im allgemeinen versteht man unter den Explosionsgrenzen die Grenzen für die selbständige

Ausbreitung der Flamme (Deflagrationsgrenzen), die meist Entflammungsgrenzen oder Entzündungsgrenzen genannt werden. Insbesondere besteht für jedes Gasgemisch, das zu explosiver Reaktion fähig ist, bei fortschreitendem Zusatz einer der reagierenden Komponenten ein unterer und ein oberer Grenzwert des Mischungsverhältnisses. Eine selbständig fortschreitende Flamme ist nur in Gemischen zu beobachten, deren Zusammensetzung zwischen diesen Grenzwerten liegt, die man als untere und obere Entflammungsgrenze unterscheidet.

Die Ausbreitung der gewöhnlichen Flamme unterliegt freilich so sehr dem Einfluß äußerer Bedingungen, daß jede Zahlenangabe für die Entzündungsgrenzen streng auf Zündweise, Größe, Form und Material des einschließenden Gefäßes zu beschränken ist. Zu Vergleichszwecken kann man z. B. im Anschluß an Bunte für Gasgemische die Entzündungsgrenzen im beiderseits geschlossenen 19 mm weiten Eudiometerrohr bei kräftiger Funkenzündung angeben:

Explosionsgrenzen einiger Gas-Luft-Gemische im 19 mm-Rohr.

Prozentgehalt der Mischung an brennbarem Gas in Vol%.

Art des Gases	Keine Explosion (untere Explosionsgrenze)	Explosionsbereich im 19 mm Rohr	Keine Explosion (obere Explosionsgrenze)
Kohlenoxyd.	16,4	16,6—74,8	75,1
Wasserstoff .	9,4	9,5—66,3	66,5
Methan	6,0	6,2—12,7	12,9
Äthylen	4,0	4,2—14,5	14,7
Acetylen	3,2	3,5—52,2	52,4
Benzol.	2,6	2,7— 6,3	6,7

Das Explosionsgebiet erweitert sich mit wachsender Einleitungsenergie. Unterhalb eines gewissen Betrags der Einleitungsenergie tritt Zündung nicht ein (vgl. Sensibilität). So können unter Normalbedingungen Induktionsfunken von 0,2 mm Länge in elektrolytischem Gas ohne Zündung überschlagen. Bei beliebig wachsender Einleitungsenergie läßt sich die Reaktion in begrenzten Räumen stets erzwingen. Läßt man nur die selbständige Flamme gelten, die nicht mehr von der Einleitungsenergie unterhalten wird, so wird der Explosionsbereich oberhalb eines gewissen Betrags der Zündstärke praktisch unabhängig von der Zündstärke. Die Flamme muß hierzu in genügend großer Entfernung von der Zündstelle beobachtet werden. Die außerhalb des eigentlichen Explosionsbereichs durch überschüssige Einleitungsenergie erzwungene Flamme erlischt nach Zurücklegen einer u. a. von der Zündstärke abhängigen Weglänge.

Das Gebiet selbständiger Ausbreitung der Flamme erweitert sich ebenso mit wachsendem Rohr- bzw. Gefäßdurchmesser. Unter sonst gleichen Bedingungen wird die Explosionsgrenze bei Zündung in der Mitte mit wachsendem Explosionsraum immer unabhängiger vom Gefäß.

Explosionsgrenze für Kohlenoxyd-Luft-Gemische bei 1 atm.

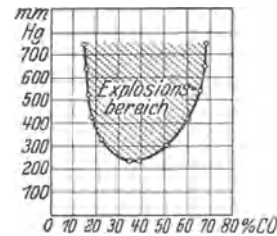
Gefäßdurchmesser	Untere Explosionsgrenze
19 mm	16,4
27 mm	15,4
40 mm	14,1
11 l-Flasche	12,5

In geschlossenen Gefäßen wird das noch unverbrannte Gas durch die Ausdehnung des zuerst verbrannten Anteils komprimiert, so daß die Flamme unter veränderlichem Druck beobachtet wird. Die Grenze ist weniger abhängig von der Apparatur, wenn die Ausdehnung der heißen Reaktionsprodukte ohne Kompression der unverbrannten Gase erfolgen kann.

Der Druck ist von ausschlaggebender Bedeutung. Unterhalb des Grenzdruks eines explosiven Gasgemisches tritt keine Flamme auf. Der Grenzdruk ist auch von der Apparatur abhängig, z. B. von dem Gefäßdurchmesser und der Zündweise. Für Wasserstoff-Knallgas beträgt der Grenzdruk im 12-mm-Rohr bei kräftiger Funkenzündung 40—50 mm Hg. Er steigt bei Wasserstoff- oder Sauerstoffüberschuß und beträgt z. B. bei 40% Wasserstoffüberschuß unter gleichen Bedingungen 102 mm Hg. Unter geeigneten Bedingungen kann eine Entflammung noch bei Drucken von der Ordnung einiger Millimeter Hg beobachtet werden, z. B. in den Gemischen $2\text{CO} + \text{O}_2$ oder $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Bei Drucken unterhalb des Grenzdruks kann immer noch flammenlose Verbrennung stattfinden. Zuweilen ist (unter besonderen Zündverhältnissen) ein Minimum der Entflammungstemperatur bei einem bestimmten Druck gefunden worden (Ztschr. physik. Chem. (B) 6, 307, 1930).

Mit sinkendem Druck rücken obere und untere Explosionsgrenze mehr und mehr zusammen und treffen sich in einem kritischen Punkt. Hier wird der Grenzdruk zum kritischen Zündungsdruck, doch findet sich diese Bezeichnung auch für den Grenzdruk eines beliebigen Gemisches.

Liegt der Grenzdruk eines Gemisches oberhalb 1 Atm., so wird das betreffende Gemisch erst bei der Kompression einen Explosionsbereich erhalten! Der Minimaldruck, unter dem noch Verbrennung stattfindet, nimmt mit



wachsender Zündenergie ab. Er liegt im allgemeinen bei aromatischen Kohlenwasserstoffhöher, als bei Paraffin-Kohlenwasserstoffen gleicher Kohlenstoffzahl, bei sauerstoffhaltigen organischen Verbindungen niedriger, als bei reinem Kohlenwasserstoff. Ein Zusatz von Stickstoff, der einen Teil der Reaktionswärme aufnimmt, verkleinert den brennbaren Bereich und erhöht den kritischen Zündungsdruck (Zeitschr. physik. Chem. (A) 146, 203, 1930).

Kohlenoxyd-Luft-Gemische bei niedrigen Drucken, Explosionsbereich bei Funkenzündung. (Berl und Fischer, Zeitschr. f. Elektrochem. 30, 34, 1924).

Erhöhung der Anfangstemperatur erweitert gewöhnlich die Explosionsgrenzen und setzt den kritischen Zündungsdruck herab. In Luftgemischen wird die untere Grenze weniger beeinflusst als die obere. Manche Gemische zeigen eine kritische Anfangstemperatur, unterhalb der eine Ausbreitung der Flamme nicht zu beobachten ist, analog dem kritischen Zündungsdruck. Ebenso von Einfluß bei Verbrennungsreaktionen ist der Sauerstoffgehalt.

Entflammungsgrenzen bei Atmosphärendruck für Ammoniakgemische verschiedener Temperatur und Zusammensetzung im Rohr von 5 cm Durchmesser (nach White).

	Temp. °C	aufwärts	horizontal	abwärts
Ammoniak mit Luft	18	16,1—26,6	18,2—25,5	nicht
	60	—	—	nicht
	70	—	—	22,1—23,3
	90	—	—	21,0—24,6
	140	15,0—28,7	17,0—27,5	19,9—26,3
	250	14,0—30,4	15,9—29,6	17,8—28,2
	350	13,0—32,2	14,7—31,1	16,0—30,0
450	12,3—33,9	13,5—33,1	14,4—32,0	
NH ³ mit Sauerstoff	18	15,1—79	16,7—79	18,1—79
	250	—	14,8—00	15,8—00
	450	—	12,6—00	13,5—00

Bei gleichzeitiger Anwesenheit mehrerer explosiv brennbarer Gase gilt für die Grenze die Mischungsregel von Le Chatelier, daß Grenzgemische bei der Mischung wiederum Grenzgemische ergeben (wenn sie nicht untereinander reagieren). Daraus berechnet sich für ein Gemisch brennbarer Gase die untere Explosionsgrenze im Gemisch mit Luft aus den unteren Explosionsgrenzen der Bestandteile im allgemeinen in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

In den betrachteten Fällen breitet sich die Flamme im Grenzgemisch aus, indem die angrenzende Schicht überwiegend durch Wärmeleitung und Konvektion bis zu beginnender Reaktion erhitzt wird. Der Einfluß der Konvektion (und Diffusion) erklärt die Verschiedenheiten für die Ausbreitung der Flamme aufwärts, horizontal oder abwärts. Im Grenzgemisch liegt die Flammentemperatur nahe oberhalb des Entflammungspunkts, und die Grenzgeschwindigkeit der Flamme ist klein, aber im allgemeinen endlich.

Wärmeverluste engen das Explosionsgebiet ein. Sie sind geringer in großen Gefäßen, bei schlecht leitender Wand, bei hoher Wandtemperatur usw. Die Wärmeverluste beim Entflammungspunkt sinken mit Erhöhung der Geschwindigkeit der chemischen Reaktion, also im allgemeinen mit Erhöhung der Konzentration, Anfangsdruck und Temperatur. So erklären sich die mannigfaltigen Einflüsse, denen die Entflammungsgrenzen unterworfen sind. Jedes Gemisch innerhalb der Explosionsgrenzen ist fähig zu einer Explosion erster Ordnung.

Ist eine Flamme von unverbranntem Gas umgeben, so wird brennbares Gas bevorzugt zur Flamme diffundieren, in der es verbrennt. Eine im Konvektionsstrom etwa in Form eines Wirbelrings aufsteigende Flamme kann daher unter geeigneten Bedingungen durch Diffusion auch in solchen Gemischen noch unterhalten werden, die einer das ganze Gemisch erfassenden Entflammung nicht fähig sind, also außerhalb des eigentlichen Explosionsbereichs liegen. Wasserstoff-Luft-Gemische lassen sich am unteren Ende eines weiten

Rohres noch entzünden und liefern noch eine durch das ganze Rohr aufsteigende Flamme, wenn der Wasserstoffgehalt auf 4,2 Vol. % herabgesetzt ist. In der Flamme verbrennt ein wasserstoffreicherer Gemisch. Der Wasserstoff, der in der Flamme verschwindet, diffundiert der Flammenzone zu, welche bei der Aufwärtsbewegung immer wieder neues unverbranntes Gas vorfindet. Natürlich erfaßt die Flamme in solchen Fällen nur einen Teil des Gemisches.

b) Grenzen der Detonation.

Von den Deflagrationsgrenzen wohl zu unterscheiden sind die Detonationsgrenzen, d. s. die entsprechenden Grenzen für die Ausbreitung stabiler Detonationswellen (vgl. Explosion, Detonation, Detonationswellen und Detonationsgleichungen). Innerhalb der normalen Detonationsgrenzen ist die Fähigkeit vorhanden, ebene Detonationswellen stabil mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit beliebig weit fortzuleiten, wenn die Bedingungen zu ihrer Ausbildung an einem Ort gegeben wurden. Gemische, die von selbst ohne Initialzündung Detonationswellen ausbilden, befinden sich somit stets innerhalb dieser Detonationsgrenzen. Bei fortschreitender Verdünnung eines detonierbaren Gasgemisches durch inertes Gas oder durch Überschuß einer der Komponenten erleidet die Detonationsgeschwindigkeit in einem schmalen Gebiet bestimmter Zusammensetzung einen jähen Abfall. Im Rohr von 22 mm Φ wurden z. B. für Wasserstoff-Luftgemische in einer Meßstrecke 80—330 cm vom Ende einer Knallgaszündstrecke die folgenden Wellengeschwindigkeiten beobachtet:

Wasserstoff-Luft	1 Atm. 18° C
19,6 vol % H ₂	1620 m/sec
18,8 „	1480 „
17,6 „	1050 „

Die unterhalb einer gewissen Geschwindigkeit, bzw. unterhalb eines bestimmten Gehaltes an explosivem Gas zu beobachtenden Erscheinungen tragen nicht mehr quasistationären Charakter, sondern zeigen Geschwindigkeitsabfall mit wachsendem Wege. Von einem gewissen H₂-Gehalt abwärts erlischt die Flamme nach Zurücklegen einer durch die Zusammensetzung und die Initiierung bestimmten, unter Umständen beträchtlichen Strecke, während ein abfallender Druckstoß ohne chemischen Umsatz in dem explosiven Gemisch fortläuft. Oberhalb der Grenzzusammensetzung, bzw. Grenzgeschwindigkeit geht eine die Detonation auslösende Initialwelle in eine stabile Detonationswelle über.

Detonationsgrenzen bei Atmosphärendruck.

Gasgemisch:	Grenzzusammensetzung	Grenzgeschwindigkeit
Wasserstoff-Luft (trocken)	18—19 vol % H ₂	1250 m/sec
Kohlenoxyd-Luft (feucht 18° C)	keine stabile Detonationswelle	
Kohlenoxyd-Sauerstoff (feucht 18° C)	38—39 vol % CO	1180 m/sec

Stabile Detonationswellen sind im wesentlichen durch die physikalisch-chemische Beschaffenheit

des Ausgangsgemisches eindeutig bestimmt. Dem entsprechend sind auch die Grenzdaten bei der Ausbreitung in zylindrischen Röhren oberhalb eines gewissen Rohrdurchmessers praktisch unabhängig vom Material und Durchmesser des Rohres. Sie sind unabhängig von der Art der Zündung, sofern die Zündung zur Auslösung überhaupt ausreicht.

Die Detonationsgrenzen werden ausschlaggebend bestimmt durch die Abnahme der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit mit sinkender Temperatur und sinkendem Druck. Bei der hohen Wellengeschwindigkeit bleibt dem einzelnen Volumelement zu chemischem Umsatz in der Welle nur sehr wenig Zeit, höchstens 10^{-5} sec. Die chemische Reaktion in einem auf Entflammungstemperatur befindlichen Gasgemisch dauert im allgemeinen viel länger, z. B. 10^{-2} sec; in manchen Gemischen sogar Sekunden. Die Temperatur stabiler Detonationswellen liegt deshalb notwendig oberhalb der Entflammungstemperatur des Ausbreitungsmediums.

Mit fortschreitender Verdünnung des Explosivgases, also abnehmender Wellentemperatur und abnehmendem Druck, verläuft die chemische Reaktion immer langsamer und schließlich so langsam, daß in der Wellenzone der Umsatz nicht mehr vollständig ist. Damit beginnt das Grenzgebiet. Bei weiterer Verdünnung sinkt mit Wellentemperatur und Druck der in der Wellenzone schnell genug umgesetzte Bruchteil. Dadurch wird im allgemeinen ein steiler Abfall der Wellengeschwindigkeitskurve bei Annäherung an die Grenze hervorgerufen. Bis herab zum Grenzgemisch ist immer nur eine stabile Detonationswelle möglich, und der in der stabilen Detonationswelle nutzbar umgesetzte Bruchteil ist durch das Ausbreitungsmedium eindeutig bestimmt. Die in Grenzgemischen beobachtete Detonationsgeschwindigkeit ist etwa so groß, wie die Geschwindigkeit eines Druckstoßes, der das Grenzgemisch nach Temperatur und Druck gerade in das Gebiet sehr lebhafter chemischer Umsetzung oberhalb des Entflammungspunktes bringen würde. Unterhalb des Grenzgemisches fällt jede Welle, sei die Initialzündung auch noch so stark, gegen die Schallwelle ab.

R. Wendlandt.

Näheres s. Brunswig, Explosivstoffe; vgl. ferner Ztschr. f. physikal. Chemie 1925, 116, S. 227—260.

Explosionsmethode. Die Methode dient zur Ermittlung der spezifischen Wärme c_V der Gase bei konstantem Volumen. In einer starkwandigen Bombe wird ein explosives Gemisch zweier Gase mit Hilfe des elektrischen Funkens zur Explosion gebracht. Die Mengen der beiden chemisch aufeinander reagierenden Gase, z. B. Sauerstoff und Wasserstoff mit Wasserdampf als Endprodukt seien m_1 und m_2 ; ihre Verbindungswärme sei Q . Außer m_1 und m_2 sei in der Bombe noch eine dritte Gasmenge m_3 enthalten, die an der Explosion nicht teilnimmt, entweder ein chemisch träges Gas wie Argon oder einer der beiden reagierenden Bestandteile im Überschuß. Ist t_0 die Anfangstemperatur der Gas Mischung, t_1 die Endtemperatur nach der Explosion, c_V die mittlere spezifische Wärme des Endprodukts, c_V' die mittlere spezifische Wärme von m_3 , beide zwischen t_0 und t_1 , so gilt

$$(t_1 - t_0) [(m_1 + m_2) c_V + m_3 c_V'] = Q.$$

In dieser Gleichung kann je nach der Problemstellung c_V oder c_V' unbekannt sein; beispielsweise könnte bei bekannter spezifischer Wärme c_V' des

Argons die spezifische Wärme c_V des Wasserdampfes ermittelt werden. Man kann aber auch durch gegenseitige Variation der Mengen $m_1 + m_2$ und m_3 eine Reihe von Gleichungen der obigen Form aufstellen, aus denen man c_V und c_V' einzeln, gegebenenfalls nach einem Ausgleichsverfahren berechnet.

Die Schwierigkeit der Methode liegt darin, die meist sehr hohe Temperatur t_1 zu finden. Man ermittelt sie indirekt aus dem gemessenen Explosionsdruck. Eine weitere Schwierigkeit entsteht dadurch, daß dieser Druck in der direkten Messung zu klein gefunden wird, weil ein Teil der Explosionswärme sofort von den Wandungen der Bombe aufgenommen wird. Diese Fehlerquelle läßt sich aber durch passende Anordnung der Versuche beseitigen.

Scheel.

Näheres s. Pier, Zeitschrift für Elektrochemie 1909, S. 536.

Explosionsmotoren s. Verbrennungskraftmaschinen.

Explosionsstoß s. Explosions- und Stoßwelle.

Explosionstemperatur. Die Maximaltemperatur, die ein explosives System im Augenblick der Explosion durchläuft, bezeichnet man als Explosionstemperatur. Durch unmittelbare Messung wurden bisher nur Vergleichswerte ermittelt, da kein uns bekanntes Pyrometer so schnellen Temperaturänderungen folgt.

Man berechnet die Explosionstemperatur t angenähert aus der Explosionswärme Q und der mittleren spezifischen Wärme \bar{c} des Reaktionsgemisches: $t = Q/\bar{c}$. So nimmt Kast z. B. für Nitroglycerin 4250°C an, für Pikrinsäure 3230°C , für Schwarzpulver 2380°C . Dabei sind Wärmeverluste während der Explosion nicht eingesetzt. — Ist der Explosionsdruck gemessen, so berechnet man die Explosionstemperatur mit Hilfe einer Zustandsgleichung des Reaktionsgemisches aus dem bekannten Explosionsdruck.

In dem bei festen oder flüssigen Explosivstoffen auftretenden Druck- und Temperaturgebiet sind freilich weder die mittleren spezifischen Wärmen, noch die Zustandsgleichung des Reaktionsgemisches genau bekannt; und auf eine Erfassung dynamischer Einflüsse verzichtet man bei diesen zuerst von Bunsen angewandten Berechnungsmethoden von vornherein.

Bei Explosionen zweiter Ordnung sind die dynamischen Einflüsse nicht zu vernachlässigen. Grundsätzlich ist auch dann die Berechnung der Explosionstemperatur möglich mit Hilfe der Detonationsgleichungen (s. d.). Bei detonierenden Gasgemischen wird die Detonationstemperatur tatsächlich so ermittelt. So hat z. B. für Wasserstoffknallgas $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ von 10°C Jouguet die Detonationstemperatur unter Berücksichtigung der Wasserdampfdissoziation zu 3950° absolut berechnet. Für feste oder flüssige Sprengstoffe konnten bisher aus Mangel an Unterlagen für die Zustandsgleichung und die spezifischen Wärmen bei hohen Drucken Angaben über die Detonationstemperatur nicht mit Sicherheit gemacht werden.

R. Wendlandt.

Näheres s. Kast, Spreng- und Zündstoffe 1921.

Explosionswärme. Die Wärmetönung, die bei explosiver chemischer Umwandlung eines Explosivstoffs auftritt, bezeichnet man als Explosionswärme. Diese Wärmetönung ist für alle Explosivstoffe positiv (vgl. Explosion). Kennt man die

Zersetzungsgleichung, so läßt sich die Explosionswärme aus den Bildungswärmen des Explosivstoffes und der Reaktionsprodukte berechnen. Die Explosionswärme kann auch gemessen werden. Messungen mit dem Explosionskalorimeter liefern nur dann wirklich die Explosionswärmen, wenn ihr Verlauf den natürlichen Bedingungen von Druck und Temperatur entspricht (s. Zersetzungsgleichung).

Häufig gibt man diejenigen Wärmemengen an, die 1 kg Explosivstoff bei der Explosion entwickelt, bezogen auf konstantes Volumen des Systems:

Explosionswärmen	kcal/kg
Nitroglyzerin	1455
Pikrinsäure	1000
Schwarzpulver	665
Ammonsalpeter	347
Knallquecksilber	357
Wasserstoffknallgas	3230

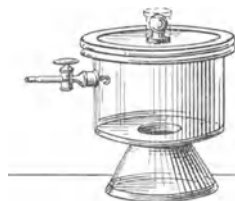
Die Wärmetönung explosiver Reaktionen ist keineswegs besonders hoch. Man glaubte früher, daß Sprengwirkung durch besonders hohen Betrag der Explosionswärme begründet sei. Bei gewöhnlicher Verbrennung von Brennstoff-Sauerstoffgemischen kann aber je kg Gemisch bedeutend mehr Wärme frei werden, als etwa bei der Explosion von 1 kg Nitroglyzerin. Auch die Sprengwirkung verschiedener Explosivstoffe ist im allgemeinen nicht proportional den Explosionswärmen (vgl. Berthelotsches Produkt).

Die Sonderstellung der Sprengstoffe beruht nicht auf besonders hoher Wärmetönung, sondern auf besonders hoher Konzentration der in kürzester Zeit verfügbaren Energie (vgl. Brisanz). Dementsprechend sind gasförmige Explosivstoffe bei Atmosphärendruck trotz sehr großer Explosionswärmen infolge ihres großen Volumens von geringer Sprengwirkung. Das Übergewicht der Sprengstoffe in dieser Hinsicht kommt zum Ausdruck, wenn man die Wärmetönung nicht auf die Gewichtseinheit, sondern auf die Volumeneinheit bezieht. Die Explosionswärme für 1 Liter Wasserstoffknallgas beträgt nur 1,7 kcal, für 1 Liter des stöchiometrischen Gemisches von Kohlenstoff mit gasförmigem Sauerstoff nur 4,1 kcal, während 1 Liter Nitroglyzerin 2350 kcal liefert. Wird dagegen dem Kohlenstoff die erforderliche Menge Sauerstoff nicht gasförmig, sondern flüssig hinzugefügt, so sind die den Sprengstoffen eigentümlichen Konzentrationsverhältnisse gegeben, und man erhält bei ausreichender Berührungsfläche sogar brisante Sprengstoffe. *R. Wendlandt.*

Näheres s. H. Kast, Spreng- und Zündstoffe. 1921.

Exponentialgesetz s. Fehlertheorie.

Exsikkator heißt ein Gefäß, in welches eine Substanz zum Zwecke der Trocknung zusammen mit einem Trockenmittel gebracht wird. Exsikkatoren sind gewöhnlich aus Glas und von topfähnlicher Gestalt. Unten befindet sich in einem etwa zylindrischen Raum das Trockenmittel, und darüber in einem durch ein Netz abgetrennten erweiterten zylindrischen Raum der zu trocknende Gegenstand. Den Verschuß bildet ein aufgeschliffener, flacher Glasdeckel. Im Gegensatz



Exsikkator.

zum Trockenschrank trocknet der Exsikkator bei Zimmertemperatur, wobei die Diffusion des Wasserdampfs nach dem Trockenmittel hin (gewöhnlich Schwefelsäure, Chlorkalzium oder Ätznatron) durch Evakuieren des ganzen Raums beschleunigt werden kann. Trotzdem erfolgt die Trocknung vergleichsweise so langsam, daß der Exsikkator hauptsächlich nur als Aufbewahrungsraum für bereits im Trockenschrank oder durch Glühen getrocknete Gegenstände dient.

Präzisionswägungen von Gegenständen, die nicht im Exsikkator aufbewahrt wurden, sind undefiniert wegen des Gewichts der Wasserhaut, die in der Zimmerluft nahezu alle Gegenstände überzieht. Für die gravimetrische chemische Analyse ist der Exsikkator daher unentbehrlich. *Günther.*
Näheres s. W. Steinkopf in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie. Leipzig 1921. 1. Bd., S. 335.

Extensive Größen s. intensive Größen.

Extinktion. Infolge von Absorption und Zerstreuung wird ein Teil der die Erdatmosphäre durchsetzenden Strahlung umgesetzt oder aus der Strahlrichtung abgelenkt. Der Betrag der durchgelassenen Strahlung hängt von der Länge des durchlaufenen Wegs (also von der Zenitdistanz der Strahlungsquelle), der Dichte der Luft und der Wellenlänge der Strahlung ab. Die ursprüngliche Lichtmenge I und die durchgelassene i verbindet das exponentiale Absorptionsgesetz:

$$i = e^{-k \sigma} \cdot I$$

k ist der Absorptionskoeffizient für die Längeneinheit, σ der vom Strahl durchlaufene Weg. k wird proportional der Luftdichte δ angenommen:

$$k = C \cdot \delta.$$

Die Dichte δ ist mit σ veränderlich zwischen den Grenzen δ_0 an der Erdoberfläche und 0 an der Grenze der Atmosphäre, das Absorptionsgesetz muß also in der Differentialform angesetzt werden:

$$di = -i C \delta d\sigma.$$

woraus sich für den gesamten durchlaufenen Weg ergibt (Fundamentalformel der Extinktionstheorie):

$$\log i = \log I - C \delta_0 \int_0^S \frac{\delta}{\delta_0} d\sigma.$$

Durchsetzt ein Lichtstrahl von der Intensität I die Atmosphäre in radialer Richtung (Zenitdistanz $z=0$), so gilt für ihn:

$$\log i_0 = \log I - C \delta_0 \int_0^H \frac{\delta}{\delta_0} dh = \log I - C \delta_0 \cdot \lambda,$$

h bezeichnet die Höhe über der Erdoberfläche, H die Höhe der Atmosphäre, λ daher die vertikale Luftmasse über dem Einheitsquerschnitt. Für eine beliebige Zenitdistanz gilt entsprechend:

$$\log i_z = \log I - C \delta_0 \int_0^S \frac{\delta}{\delta_0} d\sigma.$$

Es kommt auf die Differenz dieser beiden Intensitäten an:

$$\log i_z = \log i_0 + C \delta_0 \left(\lambda - \int_0^S \frac{\delta}{\delta_0} d\sigma \right).$$

Wird

$$\frac{1}{\lambda} \int_0^S \frac{\delta}{\delta_0} d\sigma = F(z)$$

gesetzt, so entsteht die Form:

$$\log i_z = \log i_0 + C \delta_0 \lambda (1 - F(z))$$

Da für einen vertikalen Lichtstrahl

$$i_0 = e^{-C \delta_0 \lambda \cdot I}$$

ist, wird

$$p = e^{-C \delta_0 \lambda}$$

der Transmissionskoeffizient der Atmosphäre genannt. Mit ihm wird die Gleichung, welche die in einer beliebigen Richtung durchgelassene Lichtmenge mit der in vertikaler Richtung durchgehenden verbindet:

$$\log i_z = \log i_0 - \log p (1 - F(z))$$

Die Bestimmung der von der Atmosphäre nicht beeinflussten Strahlung (I) ist nur für wenige Probleme von Bedeutung (Solarkonstante, effektive Temperaturen der Fixsterne); die Befreiung der Beobachtungen von dem Einfluß der Zenitdistanz ist eine primitive Notwendigkeit für jede Strahlungsmessung.

Die Auswertung des Integrals $F(z)$ setzt wie die des entsprechenden Integrals in der Theorie der Refraktion (s. Refraktion) bestimmte Annahmen über die Konstitution der Atmosphäre voraus. Bemporads Annahme einer gleichmäßigen Temperaturabnahme mit der Höhe entspricht dem wirklichen Zustand am meisten und führt zu einer gut konvergierenden Reihe. Auch die Laplacesche Extinktionstheorie steht sehr gut mit den Beobachtungen (Potsdamer Extinktionstabelle) im Einklang und bietet den Vorteil, daß die Zenitreduktion $F(z)$ aus den Refraktionstabellen entnommen werden kann ($F(z) = \text{const} \cdot \frac{\text{Refr}}{\sin z}$).

Die spezifische Absorption C (mit ihr der Transmissionskoeffizient p) ändert sich mit der Wellenlänge. Rote Strahlen erleiden durch die ganze Atmosphäre nur eine Schwächung um wenige Procente ihrer Intensität, bei Wellenlängen unterhalb $157 \mu\mu$ absorbieren wenige Zentimeter Luft bereits die gesamte Strahlung. Die exakte Bestimmung der Absorptionskonstante kann sich daher nur auf spektralphotometrische oder spektralbolometrische Beobachtungen stützen. Da diese bisher nicht in ausreichendem Maße vorliegen, wird vorläufig eine durchschnittliche, etwa für das Gebiet maximaler optischer Wirksamkeit geltende Konstante verwendet. Daß eine solche mittlere Konstante für die Darstellung der Extinktion nicht ausreicht, hat sich bei Beobachtungen in verschiedenen Höhen über der Erdoberfläche (mit verschiedenen dicken Luftschichten) gezeigt; die Extinktion ist auch bei Sternen, die verschiedenen Spektralklassen angehören (verschiedene Farbe haben), etwas verschieden. Die mittlere Extinktion für die photographisch wirksamen Strahlen wird auf Grund der darüber angestellten Untersuchungen als doppelt so groß wie die visuelle angenommen.

In der photometrischen Praxis benutzt man allgemein die aus Beobachtungen (Vergleichungen derselben Sterne in verschiedenen Zenitdistanzen mit dem Polarstern) abgeleiteten Extinktionstabellen für Potsdam (100 m über dem Meeresniveau) und für den Säntis (2500 m über dem Meeresniveau), aus denen man für die Höhe des Beobachtungsortes eine Tabelle interpoliert. In Größenklassen ausgedrückt beträgt die Differenz zwischen der Helligkeit in der tabulierten wahren Zenitdistanz und der Zenithelligkeit:

z	Ext. in Potsdam m	Ext. auf dem Säntis m
10°	0,00	0,00
20°	0,01	0,01
30°	0,03	0,02
40°	0,06	0,04
50°	0,12	0,08
60°	0,23	0,14
70°	0,45	0,26
80°	0,98	0,63
85°	1,72	1,26
88°	3,10	2,34

An den Mittelwerten der Potsdamer Tabelle ist durch andere Beobachtungen nichts geändert worden. Die Berücksichtigung der Extinktion bei photometrischen Messungen bleibt trotzdem sehr unsicher, weil die Tafelwerte für dunstfreie Luft gelten, die Extinktion aber durch Staub, Rauch und andere Beimengungen der Luft sehr stark geändert wird. Die Extinktion ist infolgedessen verschieden an verschiedenen Orten, an demselben Orte kann sie in verschiedenen Azimuten verschieden sein. Man legt daher die Beobachtungsreihen nach Möglichkeit so an, daß die Extinktion eliminiert oder aus den Beobachtungen selbst bestimmt wird. Über Extinktion des Lichts im Weltraum s.

Kosmische Absorption.

W. Kruse.

Näheres s. Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Bd. VI, 2, Heft 2.

Extrahieren (Chemie). Auslaugen eines löslichen Stoffes aus einem Gemisch mit unlöslichen Stoffen. Vollständige Extraktion ist nur zu erreichen, wenn immer von neuem reines Lösungsmittel einwirkt. Deshalb sind die gebräuchlichen Extraktoren so eingerichtet, daß der zu extrahierende Stoff nicht mit der Hauptmenge des Lösungsmittels in Berührung kommt, sondern daß nur das Kondensat vom Dampf des Lösungsmittels den zu extrahierenden Stoff überspült. Indem dies Kondensat dann zu derselben Menge des Lösungsmittels zurückkehrt, aus der ursprünglich der Dampf entwickelt worden ist, entsteht ein kontinuierlicher Prozeß mit einer endlichen Menge Lösungsmittel, bei dem die lösliche Substanz allmählich vollständig in das Lösungsmittel gelangt. (Prinzip des Soxhletapparats.)

Günther.

Näheres s. J. Herzog in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie. Leipzig 1921. 1. Bd., S. 507—511.

Extrastrom. Mit Extrastrom, einem heute veralteten Ausdruck, bezeichnete man denjenigen Strom, der infolge der induzierten elektromotorischen Kraft in einer Drahtspule bei Änderung der Stromstärke des in der Spule fließenden Stromes auftritt. Da diese induzierte elektromotorische Kraft proportional mit der Anzahl der Drahtwindungen und der Geschwindigkeit der Änderung des Stromes wächst, tritt der Extrastrom am sinnfälligsten bei dem Schließen und Öffnen eines Stromkreises auf, der eine Spule mit hoher Windungszahl enthält. Für das Verhalten des Extrastromes gilt folgende einfache Regel:

Der Schließungsstrom ist dem primären Strom entgegengesetzt gerichtet, der Öffnungsstrom ist dem primären Strom gleichgerichtet.

Daraus folgt, daß der Strom bei dem Einschalten einer Spule langsam ansteigt. Bei dem Ausschalten dagegen kann sich der Extrastrom nicht ausbilden, so daß nur eine Spannung zustande kommt, die unter Umständen die Isolation der Spule gefährdet.

Durch Kunstgriffe kann man den Extrastrom selbst demonstrieren. So läßt sich dazu nach dem Vorschlag von Faraday ein Instrument mit unterdrücktem Nullpunkt benutzen.

Alle Erscheinungen, die mit dem Extrastrom zusammenhängen, werden heute vom Standpunkt der Selbstinduktion behandelt (s. d.). Abgesehen von den Apparaten, bei denen die Induktion direkt verwendet wird (Induktorium, Dynamomaschine), spielen besonders auf dem ganzen Gebiet der Wechselstromphysik die Einflüsse der durch die Selbstinduktion hervorgerufenen „Extrastrome“ eine große Rolle.

R. Jaeger.

Exzentrische Geschosse s. Geschosse.

Exzentrizität. 1. Bei Planetenbahnen. Lineare Exzentrizität ist der Abstand des Brenn-

punkts der Bahnellipse vom Mittelpunkt. Numerische Exzentrizität ist das Verhältnis der linearen Exzentrizität zur halben großen Achse. Sie wird als das Bahnelement e geführt.

2. Bei geteilten Kreisen von Meßinstrumenten der Abstand von Kreismittelpunkt und Drehpunkt. Die durch Exzentrizität bedingten Ablesefehler werden durch Anbringung zweier Ablesevorrichtungen in 180° Abstand eliminiert. *Böttlinger.*

Exzeß, sphärischer, der Überschuß der Winkelsumme eines sphärischen Dreiecks über 180°. Er ist dem Flächeninhalt des Dreiecks gerade, dem Quadrate des Kugelradius verkehrt proportional.

A. Prey.

F

Fachwerk nennt man ein aus mehreren, im allgemeinen geraden Stäben zusammengesetzte Tragkonstruktion, deren einzelne „Stäbe“ in den „Knotenpunkten“ durch reibungslose Gelenke so miteinander verbunden sind, daß ein in sich unverschiebliches, stabiles Gebilde entsteht. In der Fachwerktheorie wird vorausgesetzt, daß Lasten nur in den Knotenpunkten angreifen. Die Stäbe werden als gewichtslos betrachtet, ihr Eigengewicht wird nach dem Momentensatz auf die benachbarten Knotenpunkte verteilt. Die unter der Voraussetzung reibungsfreier Gelenkknotenpunkte berechneten Stabkräfte heißen *Grundspannungen*. In Wirklichkeit werden in den Knotenpunkten auch Momente übertragen, weil statt der Gelenke meist steife Verbindungen ausgeführt werden und weil selbst die Gelenke nie ganz reibungsfrei sind. Die in den Knotenpunkten von Fachwerken übertragenen Momente erzeugen eine zusätzliche Beanspruchung, die man als *Nebenspannungen* bezeichnet.

Beim idealen Fachwerk ohne Nebenspannungen fallen die Angriffsgeraden der Stabspannkraften in die Verbindungslinien der betreffenden Knotenpunkte, so daß die Richtungen der Stabkräfte von vornherein bekannt sind. Ihre Größe ergibt sich aus der Bedingung, daß jeder Knotenpunkt unter den auf ihn wirkenden Stabkräften und äußeren Kräften im Gleichgewicht sein muß. Bei statisch bestimmten Fachwerken reichen die Gleichgewichtsbedingungen für die Knoten allein aus, um sämtliche Stabkräfte zu berechnen, bei statisch unbestimmten Fachwerken kommen noch weitere Bedingungen hinzu, welche unter Beachtung der elastischen und geometrischen Eigenschaften des Tragwerks gewonnen werden.

Zum Unterschied von den Fachwerken bezeichnet man Stabtragwerke, deren einzelne Stäbe nicht gelenkig, sondern biegungs- und torsionssteif miteinander verbunden sind, als Steifrahmen, Rahmen-träger oder kurz *Rahmen*.

Ein stabiles Fachwerk ist statisch bestimmt (s. Statisch bestimmtes Tragwerk), wenn zwischen der Anzahl k der Knotenpunkte und der Anzahl s der unbekannteren Stabkräfte, ausschließlich der sog. Stützstäbe oder Auflagerstäbe, die Gleichung

$$(1) \begin{cases} s = 2k - 3 & \text{bei ebenen Fachwerken bzw.} \\ s = 3k - 6 & \text{bei Raumbachwerken} \end{cases}$$

besteht. Die Gleichungen (1) sind für die statische Bestimmtheit notwendig, aber nicht hinreichend, da ein Stabwerk noch labil sein kann, auch wenn die Bedingung (1) erfüllt ist.

$s < 2k - 3$ bzw. $s < 3k - 6$ entspricht einem kinematisch unbestimmten (labilen) Fachwerk, $s > 2k - 3$ bzw. $s > 3k - 6$ einem statisch unbestimmten Fachwerk.

F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Müller-Breslau, Graphische Statik der Baukonstruktionen, Leipzig 1925 und Neuere Methoden der Festigkeitslehre, Leipzig 1913.

Fackeln sind hell leuchtende Gebiete auf der Sonne, die besonders in der Umgebung der Flecke auftreten und auch deren Periodizität folgen. In ihrem Spektrum machen sich Wasserstoff und Kalzium am deutlichsten bemerkbar. Kalzium- und Wasserstoffspektroheliogramme zeigen die aus Kalzium oder Wasserstoff bestehenden Fackeln (Flocculi, Flocken) auf der ganzen Sonnenscheibe, der direkten Beobachtung sind sie nur in der Nähe des Sonnenrandes erreichbar.

W. Kruse.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astro-nomie.

Faden, Fadenpaare s. Längenmessungen.

Faden, herausragender s. Herausragender Faden von Thermometern.

Faden, tragender. Man kann die zirkulatorische Bewegung um einen Flügel (s. „Auftrieb“) in erster Näherung auffassen als Strömung um einen an der Stelle des Flügels befindlichen Wirbelfaden, den man „tragenden Faden“ nennt. Mit Hilfe dieser Vereinfachung können verschiedene Probleme der Tragflügeltheorie gelöst werden.

L. Hopf.

Faden, zugfester s. Biegung.

Fadenelektrometer. Diese als Elektrometer oder Elektroskope benutzten Instrumente beruhen auf dem gleichen Prinzip wie die Goldblattelektroskope (s. d.). Bei dem Wulffschen Fadenelektrometer wird die Abstoßung zweier auf das gleiche Potential geladener, dünner Metallfäden als Maß der Spannung benutzt. Die beiden Fäden sind an ihrem oberen Ende an einem gemeinsamen Zuführungsdraht befestigt, an ihrem unteren Ende durch ein kleines Gewicht beschwert oder sie werden durch einen horizontalen Quarzfaden gespannt. Die Spreizung

der Fäden bei der Aufladung wird durch ein Mikroskop abgelesen. Wird nur ein einziger Faden verwendet, der sich zwischen zwei geladenen Schneiden befindet, so entsteht das von Lutz angegebene Saitenelektrometer (s. d.). Bei dem Elektrometer von Kohlhörster werden keine geraden Fäden, sondern schleifenförmig gebogene Quarzfäden benutzt, die durch ihre eigene Federkraft in ihrer Lage gehalten werden. Es werden dabei entweder zwei Schleifen benutzt, die sich abstoßen oder eine Schleife, die sich zwischen zwei auf verschiedenes Potential geladenen Metallteilen befindet.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Fadengalvanometer s. Saitengalvanometer.

Fadenkreuz, beleuchtetes s. Mikrometer.

Fadenmanometer s. Vakuummeter.

Fadenströmung s. Poisseuille-Strömung und laminare Bewegung der Flüssigkeiten.

Fadenthermometer dient zur Bestimmung der mittleren Temperatur der aus dem Bade konstanter Temperatur herausragenden Säule eines Quecksilberthermometers; s. Herausragender Faden von Thermometern.

Scheel.

Fadingeffekt. In der drahtlosen Telegraphie bezeichnet man als Fadingeffekt die Schwankungen der Empfangslautstärke bei der Aufnahme entfernt liegender Sendestationen bei unveränderter Sender- und Empfängereinstellung. Man unterscheidet zwei Gruppen von Erscheinungen, solche, die zu bestimmten Zeiten regelmäßig wiederkehren, und solche, die unregelmäßig verlaufen. Zu den regelmäßig wiederkehrenden gehören die Intensitätsunterschiede zwischen Tag und Nacht, sowie die Schwankungen bei Sonnenauf- und Sonnenuntergang; diese treten sowohl dann auf, wenn an der Empfangsstelle die Sonne auf- oder untergeht, als auch unter den gleichen Bedingungen bei der Sendestelle. Die zur zweiten Gruppe gehörenden Erscheinungen, welche durch die vollkommene Unregelmäßigkeit charakterisiert sind, unterscheiden sich noch wesentlich dadurch, daß sie im allgemeinen nur von sehr kurzer Dauer sind und sich vielfach schnell hintereinander wiederholen. Beide Erscheinungen sind stark abhängig von der Wellenlänge der übertragenen Schwingungen. Mit wachsender Wellenlänge nehmen die Schwankungen an Intensität und an Häufigkeit stark ab, ebenso jedoch auch bei sehr kurzen Wellenlängen (etwa unter 300 m).

Über die Ursachen der Erscheinungen ist man sich vielfach noch nicht vollkommen im klaren. Am weitesten führt die Annahme zweier vom Sender ausgehender Wellen, der Bodenwelle und der Raumwelle, die gelegentlich Interferenzen bilden. Von wesentlichem Einfluß auf die Dämpfung der Wellen ist die Leitfähigkeit der Luft in den unteren wie in den oberen Schichten, damit in Zusammenhang stehen Reflexionen an der Heaviside-Schicht, sowie an Übergangsschichten in der Atmosphäre, verursacht durch Temperaturschwankungen, Luftdruckschwankungen und ähnliches. Strittig ist der Einfluß des Erdfeldes, des Windes und des Mondlichtes. Weiter scheint auch die Beschaffenheit der Erdoberfläche zwischen Sender und Empfänger von Bedeutung zu sein.

E. Alberti.

Näheres s. A. Esau, Schwankungen der Empfangslautstärke, Funkbastler 1924, S. 405.

Färbungsercheinungen durch radioaktive Strahlung. Unter dem Einfluß der α -, β - und γ -Strahlen treten chemische Veränderungen ein, die sich bei

einer Reihe von Substanzen durch Verfärbung äußern. So wird Glas gelb, braun bis dunkelviolett, Steinsalz gelb, Kadmiumsulfat (geschmolzen) grünlich-blau, Amethyst dunkelviolett, blauer Saphir wird gelb, Diamant zuweilen bläulich, Kunzit grün usf. Durch Erhitzen können die meisten Substanzen wieder entfärbt werden, wobei Lumineszenzerscheinungen auftreten; ebenso durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht, wobei gleichzeitig photoelektrische Elektronen (Hallwachseffekt) beobachtbar sind. Durch Eintritt der β -Partikel scheint im bestrahlten Atome eine Änderung des Elektronengleichgewichts stattzufinden, die (vgl. den Artikel Leuchterscheinungen) von Lumineszenz oder von Verfärbung oder von beidem zugleich begleitet ist. Diese Änderungen streben einer Sättigung zu, wie aus den Ermüdungserscheinungen folgt. Durch Temperaturerhöhung oder ultraviolette Bestrahlung wird das neue Gleichgewicht wieder gestört, die fremden Elektronen verlassen das Atom und treten unter Lumineszenzerregung oder als lichtelektrische Elektronen in Erscheinung, wobei das Erreichen des früheren Zustands durch die begleitende Entfärbung erkennbar ist.

Von großem Interesse sind auch die Erklärungsversuche für das natürliche Vorkommen der pleochroitischen Höfe in Glimmer, Steinsalz, Biotit usw. Solche Halo-Erscheinungen bestehen aus konzentrischen Ringen verschiedener Färbung, die im polarisierten Lichte die Eigenschaft des Pleochroismus zeigen und in deren Zentrum sich meist ein winziger fremder Kristall befindet. Unter der Annahme, daß dieser Kern radioaktiv ist und α -Strahlen verschiedener Reichweite entsendet (die Reichweite der α -Strahlen von Uran beträgt in Biotit 0,013, von Ra C 0,033, von Th C 0,04 mm), lassen sich diese Höfe, die in homogenem Material zweifellos kugelförmig wären, einfach erklären. Die α -strahlenden festen Zerfallsprodukte [Ra, Ra A, Ra C] eines radiumhaltigen Kernes würden drei Ringzonen verschiedener Färbung erzeugen. Die Verschiedenheit der Färbung hängt mit der Strahlungsdichte und mit der individuellen α -Geschwindigkeit zusammen. — Dadurch, daß man hier die Wirkung des Integraleffekts über geologische Epochen vor sich sieht, hat man es mit einer ungewöhnlich empfindlichen Reaktion zu tun, die die Anwesenheit eines Kernes von nur 10^{-17} g Ra erkennen läßt, während die üblichen elektrischen Methoden ihre untere Detektorgrenze bei 10^{-12} g haben. — Aus der Tatsache, daß solche Verfärbungen lokal begrenzt sind, folgt weiter, daß das Gesteinsmaterial selbst im übrigen völlig inaktiv sein muß.

K. W. F. Kohlbrausch.

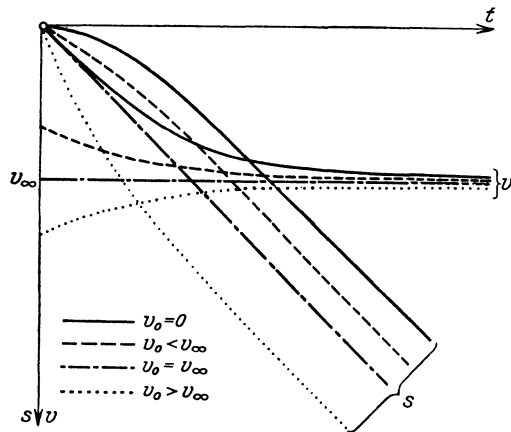
Fagott s. Zungeninstrumente.

Fahrenheitsche Skale. In dieser Skale wird der Schmelzpunkt des Eises mit 32° , der normale Siedepunkt des Wassers mit 212° bezeichnet. Der Fundamentalabstand beträgt also 180° . Fahrenheit, ein Danziger Glasbläser, führte das Quecksilber als Thermometerflüssigkeit ein, das man wegen seiner verhältnismäßig geringen thermischen Ausdehnung bis dahin als dem Weingeist unterlegen ansah. Ursprünglich scheint Fahrenheit die Temperatur einer Gefrieremischung von Salmiak und Eis mit 0° , die normale Körpertemperatur des Menschen mit 100° bezeichnet zu haben (100° F = $37,78^{\circ}$ C). Die Fahrenheitsche Skale ist wesentlich bei englischsprechenden Völkern in Gebrauch (s. Temperaturskalen).

Henning.

Fahrgestell nennt man den Unterbau eines Landflugzeugs, die Räder samt ihrer Verbindung mit den übrigen Teilen. Das Fahrgestell hat den Stoß bei der Landung auszuhalten; es muß sehr gut gefedert sein.
L. Hopf.

Fallbewegung. Läßt man einen Körper im luftleeren Raume mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 (positiv abwärts gerechnet) fallen, so hängen die



Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Bilder des Falles mit Luftwiderstand.

Fallhöhe s , die Falldauer t und die erreichte Geschwindigkeit v , wenn man die Veränderlichkeit der Schwerebeschleunigung g außer acht läßt, zusammen durch die Beziehungen

$$s = v_0 t + \frac{g}{2} t^2,$$

$$v = v_0 + gt,$$

$$2gs = v^2 - v_0^2.$$

Wichtiger als der Einfluß der Änderung von g ist die Wirkung des Luftwiderstands. Für sehr kleine Partikelchen (Staub) zunächst darf man diesen Widerstand proportional zur Geschwindigkeit setzen. Mit einer Widerstandszahl κ lautet dann die Bewegungsgleichung

$$\frac{dv}{dt} = g - \kappa v;$$

sie hat die Integrale

$$v = v_\infty + (v_0 - v_\infty) e^{-\kappa t},$$

$$s = v_\infty t + \frac{v_0 - v_\infty}{\kappa} (1 - e^{-\kappa t}),$$

wo

$$v_\infty = \frac{g}{\kappa}$$

der asymptotische Wert der Geschwindigkeit ist.

Für größere Körper darf man den Widerstand proportional zu v^2 setzen und hat als Integrale der Bewegungsgleichung

$$\frac{dv}{dt} = g - \lambda v^2$$

mit der Widerstandsziffer λ je nach der Anfangsgeschwindigkeit

$$\left. \begin{aligned} v &= v_\infty \mathfrak{C}t\mathfrak{g}(t\sqrt{\lambda g + \varepsilon}) \\ s &= \frac{1}{\lambda} [\ln \mathfrak{C}i\mathfrak{n}(t\sqrt{\lambda g + \varepsilon}) - \ln \mathfrak{C}i\mathfrak{n} \varepsilon] \end{aligned} \right\} \text{ falls } v_0 > v_\infty$$

bzw.

$$\left. \begin{aligned} v &= v_\infty \mathfrak{S}t\mathfrak{g}(t\sqrt{\lambda g + \varepsilon'}) \\ s &= \frac{1}{\lambda} [\ln \mathfrak{C}o\mathfrak{f}(t\sqrt{\lambda g + \varepsilon'}) - \ln \mathfrak{C}o\mathfrak{f} \varepsilon'] \end{aligned} \right\} \text{ falls } v_0 < v_\infty$$

bzw.

$$\left. \begin{aligned} v &= v_\infty \\ s &= v_\infty t \end{aligned} \right\} \text{ falls } v_0 = v_\infty.$$

Hierbei ist die asymptotische Geschwindigkeit

$$v_\infty = \sqrt{\frac{g}{\lambda}},$$

und zur Abkürzung ist gesetzt

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \ln \frac{v_0 + v_\infty}{v_0 - v_\infty}, \quad \varepsilon' = \frac{1}{2} \ln \frac{v_\infty + v_0}{v_\infty - v_0}.$$

[Die (st)- und (vt)-Bilder sind denen des linearen Widerstandsgesetzes qualitativ ganz ähnlich.]

Sobald die Fallgeschwindigkeit von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit wird, gilt ein wesentlich verwickelteres Widerstandsgesetz $f(v)$. Der Art nach sind aber die Schlüsse, die man dann aus der Bewegungsgleichung

$$\frac{dv}{dt} = g - f(v)$$

ziehen kann, die nämlichen; insbesondere ist die asymptotische Geschwindigkeit v_∞ durch die Gleichung bestimmt

$$f(v_\infty) = g.$$

Die Funktion $f(v)$ ist immer so beschaffen, daß spezifisch schwerere Körper schneller fallen als spezifisch leichtere und größere schneller als kleinere von gleichem Stoff und ähnlicher Gestalt.

Von Bedeutung ist endlich die Abweichung der Falllinie von der Lotlinie infolge der Erddrehung vom Betrage $\omega = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ sek}^{-1}$. Man findet bei einer Fallzeit t unter der geographischen Breite φ eine östliche Abweichung

$$x = \frac{\omega t - \sin \omega t \cos \omega t}{2 \omega^2} g \cos \varphi \approx \frac{1}{3} \omega g t^3 \cos \varphi$$

und eine südliche

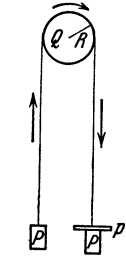
$$y = \frac{\omega^2 t^2 - \sin^2 \omega t}{2 \omega^2} g \sin \varphi \cos \varphi \approx \frac{1}{6} \omega^2 g t^4 \cos \varphi \sin \varphi.$$

Die östliche Abweichung ist durch die Versuche von Guglielmini (1791), Benzenberg (1802), Schlebusch (1804), Reich (1831), Hall (1902) und Flammarion (1903) einigermaßen bestätigt worden; die südliche entzieht sich dem Nachweis durch ihre Kleinheit.
R. Grammel.

Fallmaschine. Die Fallmaschine dient zur Prüfung der Gesetze des freien Falles ($v = g \cdot t, s = \frac{g}{2} \cdot t^2$)

sowie der Beziehung Kraft = Masse \times Beschleunigung. Huygens sowohl wie Hooke haben sich bereits mit hierfür bestimmten Apparaten beschäftigt. Verbreitet ist die Fallmaschine von Atwood in folgender grundsätzlichen Anordnung. Am oberen Ende einer vertikalen mit Längsteilung versehenen Säule aus Holz ist eine Schnurrolle Q vom Halbmesser R möglichst leicht drehbar gelagert (s. Figur). Ein über die Rolle Q laufender Faden trägt an beiden Enden gleiche Gewichte P , auf einer Seite außerdem ein stabförmiges Zulagegewicht p . Konsolartige, auf der Skala meßbar zu verstellende Tischchen erlauben Ausgangs- und Endstellung des herabsinkenden Gewichts $P+p$ zu begrenzen. Ein drittes, zwischen den beiden anderen verstellbares Tischchen läßt durch ein darin

befindliches Loch wohl P, aber nicht p passieren, so daß vom Augenblick der Trennung von P und p die Bewegung der Gewichte aus einer gleichförmig beschleunigten in eine gleichförmige übergeht. Mit dem Apparat ist ein Sekundenpendel mit hörbarem



Schema der Fallmaschine.

Falls, g' die von den Gewichten erlangte Beschleunigung, so würde sich die elementare Beziehung ergeben

$$g = \frac{2P + p}{p} \cdot g'.$$

In Wirklichkeit sind folgende Fehlereinflüsse zu berücksichtigen:

1. Das Trägheitsmoment der Schnurrolle $J = \alpha \cdot Q \cdot R^2$, wo Q das Rollengewicht, R der Halbmesser der Rolle, α ein zu bestimmender Beiwert ist;

2. Die Achsenreibung der Rolle η , welche die bewegende Kraft p auf $p - \eta$ vermindert;

3. Das Eigengewicht der Schnur γ .

Die strenge Formel lautet dann

$$g = \frac{2P + p + \gamma + aQ}{p - \eta} \cdot g'.$$

Bekannt sind außerdem die Fallmaschine von Morin, bei der die Abwärtsbewegung des Fallgewichts auf eine zur Fallbewegung achsenparallele Registriertrommel aufgezeichnet wird, sowie der Stimmgabel-Fallapparat, bei dem eine schreibende Stimmgabel ihre Schwingungen auf eine fallende Platte aufzeichnet. Göpel.

Falsett s. Stimmorgan.

Faltenpunkt, Faltenpunktkurven s. ψ -Fläche von van der Waals.

Farad (Absolutes und Internationales). Praktische Einheit der elektrischen Kapazität (vgl. Praktische elektrische Einheiten). Prinzipiell hat man zu unterscheiden: das Absolute Farad, das gleich 10^{-9} C G S-Einheiten ist und das Internationale Farad, welches dadurch definiert ist, daß ein auf 1 int. Volt aufgeladener Kondensator von 1 int. Farad Kapazität eine Elektrizitätsmenge von 1 int. Coulomb enthält. Nach dem jetzigen Stand der Messungen hat man zu setzen: 1 Internat. Farad = 0,9995 Absolute Farad. Da das Farad eine sehr große Kapazität darstellt, rechnet man in der Regel in „Mikrofarad“, das gleich dem Millionsten Teil des Farad ist oder in $\mu\mu\text{F}$ = ein Billionstel Farad (10^{-12} Farad). Die letztere Einheit ist nahe gleich der elektrostatischen Einheit der Kapazität im C G S-System, die in cm angegeben wird. Genauer ist die Kapazität von 1 cm im elektrostatischen System gleich $1/9 \cdot 10^{-11}$ abs. Farad oder gleich $1/9 \cdot 10^{-5}$ abs. Mikrofarad = $10/9$ abs. $\mu\mu\text{F}$.

W. Jaeger.

Faradayeffekt, magnetische Drehung der Polarisationsebene in durchsichtigen Körpern, s. d.

Faradays elektrochemisches Äquivalentgesetz (1833). „Die bei der Elektrolyse an den Elektroden abgeschiedene oder aufgelöste Menge der Zersetzungsprodukte des Elektrolyten ist der durch ihn hindurch gegangenen Elektrizitätsmenge proportional. Durch gleiche Elektrizitätsmengen werden chemisch äquivalente Mengen Stoff umgesetzt. Zur Abscheidung oder Auflösung von einem g-Äquivalent ist die Elektrizitätsmenge 96500 Coulomb erforderlich.“ Z. B. wird bei der elektrolytischen Zersetzung des Wassers auf ein Volumteil H_2 an der Kathode $\frac{1}{2}$ Volumteil O_2 an der Anode entwickelt, wie es der Zweiwertigkeit des O entspricht. Der Strom von ein Ampère scheidet in einer Sekunde 1:96500 Äquivalente, also 0,01044 mg H_2 und 0,08287 mg O_2 ab. Ist in denselben Stromkreis noch eine Zelle mit konzentrierter Chlorwasserstofflösung hinter die Knallgaszelle geschaltet, so gelangt in ihr an der Kathode dieselbe Menge Wasserstoff wie in der ersten Zelle zur Abscheidung und an der Anode das gleiche Volum, also eine chemisch äquivalente Menge Chlor. Das Faradaysche Gesetz konnte wie wenige Naturgesetze unter den verschiedensten Versuchsbedingungen als gültig nachgewiesen werden, unabhängig von Temperatur, Druck, Stromstärke, Größe und Abstand der Elektroden. Es gilt in gleicher Weise für gelöste, geschmolzene und feste amorphe oder kristallinische Elektrolyte mit gasförmigen, flüssigen oder festen Zersetzungsprodukten. Die Genauigkeit des Nachweises seiner Gültigkeit wird teils durch sekundäre Reaktionen der Zersetzungsprodukte, teils, bei den Metallen, durch das Vorkommen mehrerer Wertigkeitsstufen erschwert. Diese störenden Faktoren können aber so weitgehend eliminiert werden, daß die elektrochemische Strommessung mit Hilfe der Coulometer jedem beliebigen Anspruch an Genauigkeit genügt. Auf der Anwendung des Silbervoltameters (s. Voltameter) beruht die Festlegung der internationalen Stromeinheit (Ampere). H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern der Physik und Chemie.

Faradayscher Dunkerraum. Der lichtlose Raum zwischen dem negativen Glimmlicht (s. d.) und der Anodenglimmhaut einer ungestörten Glimmentladung. Die Geschwindigkeit der Elektronen ist in diesem Raum so gering, daß es nicht zur Anregung der Atome und zur Lichtemission kommt. Wird die Entladung durch in den Dunkerraum gebrachte Körper gestört oder durch die Gefäßwände eingegengt, so entsteht im Faradayschen Dunkerraum die positive Lichtsäule. Güntherschulze.

Faradaysches Gefäß. Unter einem Faradayschen Gefäß ist ursprünglich ein Faradaykäfig zu verstehen, den Faraday anwandte, um nachzuweisen, daß im Innern eines leitenden Hohlkörpers keine elektrischen Kräfte wirken können. Faraday führte 1836 die Versuche in größerem Maßstabe aus, indem er selbst mit einem Elektroskop in einen isolierten Metallkäfig stieg, mit dem er leitend verbunden war. Die starken Ladungen, welche dem Käfig mitgeteilt wurden, geben weder irgendwelche Empfindung noch einen Ausschlag an dem Elektroskop. — Wird dagegen der Käfig geladen, während das Elektroskop zur Erde abgeleitet ist, ohne mit dem Käfig in Verbindung zu stehen, so gestalten sich die Verhältnisse wesentlich anders, da jetzt das Elektroskop die Potentialdifferenz zwischen mitgeteilter Ladung und Nullpotential anzeigt.

In der Meßtechnik macht man insofern Anwendung von dem Faradayschen Gefäß, als man das Elektroskop mit einem leitenden Gehäuse verbindet, das zur Erde abgeleitet ist, um sicher zu gehen, daß das Gehäuse das Potential Null besitzt. Diese Maßnahme ist bei allen elektrometrischen und ionometrischen Messungen von Wichtigkeit.

R. Jaeger.

Faraday-Maxwellsche Theorie s. Elektrostatik.

Farbe, Chemische Theorie der —. Eine Substanz erscheint gefärbt, wenn sie im sichtbaren Teil des Spektrums ein Absorptionsgebiet besitzt, das von dem auffallenden weißen Licht gewisse Anteile auszulösen vermag. Wovon die Lage und Tiefe des Absorptionsgebiets abhängig ist, ist bisher im einzelnen unbekannt; immerhin existieren unzweifelhafte Anzeichen dafür, daß die chemische Konstitution der Moleküle für die Absorption von grundlegender Bedeutung ist. O. N. Witt zeigte ganz allgemein für organische Farbstoffe, daß die Vorbedingung für den Farbstoffcharakter einer Verbindung die Anwesenheit einer „chromophoren Gruppe“ ist. Als solche sind z. B. anzusehen: das Radikal NO_2 (Nitrofarbstoffe), die Gruppe $-\text{N}=\text{N}-$ (Azofarbstoffe), ferner der Komplex $-\text{C}=\text{C}-$ (Indigofarbstoffe) oder die Bindungsform $=\langle \text{---} \rangle=$ im Benzolkern (Chinonfarbstoffe). Sind diese Gruppen mit einem aromatischen Rest verknüpft, so haben wir das „Chromogen“, z. B. $\text{C}_6\text{H}_5-\text{N}=\text{N}-\text{C}_6\text{H}_5$ vor uns, das selbst gefärbt sein kann und überdies die Anlagerung weiterer „auxochromer“ Gruppen, nämlich „hypsochromer“ oder „bathochromer“ zur Erhöhung oder Vertiefung der Farbe gestattet. Eine Erhöhung der Farbe kommt einer Verlagerung der Absorptionsbande nach dem Violet mit gleichzeitiger Abflachung derselben, eine Vertiefung der Farbe einer Verschiebung der Absorptionsbande nach dem Rot unter gleichzeitiger Vergrößerung derselben gleich.

Der einfachste Fall von Farbvertiefung durch Vergrößerung der Molekülmasse (dies kommt der Einführung bathochromer Gruppen gleich) liegt bei den Halogenen Fluor, Chlor, Brom, Jod vor. Das Fluor, dessen schwache Absorptionsbande im Ultraviolett gelegen ist, ist nur ganz schwach gelblich gefärbt; Chlor besitzt eine ähnliche, aber stärkere Absorptionsbande im Violet und zeigt daher grüne Färbung; beim Brom verschiebt sich die abermals vergrößerte Bande noch weiter nach Grün hin (braunrote Farbe) und beim Jod liegt sie bereits vollständig im Grün, so daß das Violet gar nicht mehr absorbiert wird und zusammen mit Rot als Eigenfarbe des Jodmoleküls (purpur) erscheint. Die Ausbreitung und Tiefe der Absorptionsbanden der Halogene ist ferner ein treffendes Beispiel für die Tatsache, daß chemisch ähnliche Substanzen auch ähnlich gestaltete Absorptionsbanden besitzen. Weitere Beispiele für den Zusammenhang der Absorptionsbanden verwandter anorganischer Verbindungen lieferten die Überlegungen von Fajans über die Ionendeformation.

Das Jod bestätigt noch in anderer Weise die zu Anfang aufgestellte Arbeitshypothese, daß die Farbe einer Substanz weitgehend von ihrer chemischen Konstitution abhängig ist. Wässrige, alkoholische und ätherische Jodlösungen sind nämlich braun gefärbt, im Gegensatz zu Lösungen dieser Substanz in Chloroform oder Schwefelkohlenstoff, in denen

das Jod die Farbe seines Dampfes besitzt. Es hat sich zeigen lassen, daß die erstgenannten, sich scheinbar anomal verhaltenden Lösungen ihre nicht violette Färbung aus dem Grunde tragen, weil das Jodmolekül hier „solvatisiert“, d. h. mit den Molekülen des Lösungsmittels in eine chemische Verbindung getreten ist. Die Beschreibung ist so stark, daß eine neue Absorptionsbande des Jods aus dem Ultraviolett in das sichtbare Gebiet hineinrückt und damit eine andere (rotbraune) Färbung der Substanz erzeugt.

Allgemein kann man aus dieser und aus ähnlichen Tatsachen, wie Hantzsch und seine Schule gezeigt haben, den Schluß ziehen, daß jede in einem System beobachtete Farbänderung durch eine chemische Umbildung des Moleküls verursacht wird. Für die Chemie der wässrigen Lösungen, insbesondere anorganischer Stoffe, zeigten sich als farbtragende Gruppen die vollgesättigten Atomkomplexe im Sinne der Wernerschen Koordinationslehre (s. d.). Nach dieser Theorie besitzt z. B. Kupfersulfat (sonst $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ formuliert) die Konstitution $[\text{Cu}(\text{H}_2\text{O})_4] \text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Der farbtragende Bestandteil dieser Verbindung ist die Gruppe $[\text{Cu}(\text{H}_2\text{O})_4]$, denn der feste Kristall, wie auch seine wässrige Lösung, in der jene Gruppe unverändert erhalten bleibt, zeigen das gleiche Absorptionsspektrum; eine durchgreifende Verschiebung desselben ereignet sich erst, wenn der Komplex durch Einführung von Ammoniak völlig umgebildet wird, nämlich zu $[\text{Cu}(\text{NH}_3)_4] \text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Wesentlich an dieser Betrachtung, die übrigens in gleicher Weise für die Gruppen SO_4^{2-} , PtCl_6^{2-} , MnO_4^- usw. gilt, ist die Rolle, die der elektrolytischen Dissoziation zugewiesen wird: der Dissoziationsvorgang, der früher in erster Linie für die Farbänderung in manchen Fällen (z. B. bei den Indikatoren) verantwortlich gemacht wurde, ist, solange er keinen chemischen Eingriff in die spektral wichtigen Atomgruppen enthält, optisch nahezu unwirksam, wie auch z. B. bei dem eben behandelten Fall des Kupfersulfats. Auch für die Theorie der Absorptionsbanden von Koordinationsverbindungen hat die Deformationslehre wichtige Beiträge geliefert.

Es sei schließlich erwähnt, daß die Erforschung der Farbe und ihrer Veränderungen in vielen Fällen wichtige Aufschlüsse über die Konstitution der betreffenden Verbindungen gebracht hat

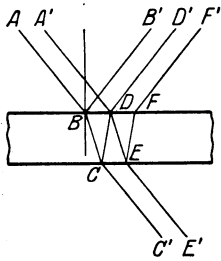
Im Anschluß an die Theorie Bohrs wird die Fähigkeit einer Verbindung, Licht zu absorbieren, also gefärbt zu erscheinen, darauf zurückgeführt, daß sich im Molekül Elektronen befinden, die locker genug gebunden sind, um durch auftreffende Lichtquanten aus ihrer Bahn gehoben zu werden. Insbesondere ist diese Fähigkeit den mittelständigen Atomen einer Periode des periodischen Systems der Elemente eigen, sowie den eingangs behandelten „chromophoren“ Gruppen (J. Stark, Ladenburg, Meisenheimer).

J. Eggert.

Näheres s. H. Ley, Farbe und Konstitution. Leipzig 1911. Fajans, Struktur und Deformation von Elektronenhüllen. Die Naturwissenschaften, 11, 165 (1923).

Farben dünner Blättchen. Durchsichtige Körper in genügend dünner Schicht erscheinen gefärbt, wenn man sie mit weißem Licht beleuchtet. Diese Erscheinung beruht auf Interferenz des Lichts, indem die an der Vorder- und Rückfläche des Körpers reflektierten Strahlen interferieren. Sind AB und A'D auf eine dünne planparallele Platte

auffallende Parallel-Strahlen homogenen Lichts, so werden sie durch Brechung und Reflexion in die Strahlen BB' , DD' , $BCDD'$, $BCDEFF'$ usw. zerlegt, die miteinander interferieren können. Infolge der verschiedenen Wege haben diese Strahlen Gangunterschiede. Bei einem Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ tritt Vernichtung ein, bei einem solchen von λ oder einem Vielfachen davon verstärken sich die Strahlen.



Farben dünner Blättchen.

Da die Wege vom Einfallswinkel abhängen, so tritt je nach der Größe desselben Helligkeit oder Dunkelheit auf. Außerdem ist natürlich bei gleichen Einfallswinkeln die Dicke des Blättchens für den Gangunterschied und damit für das Auftreten von Helligkeit oder Dunkelheit maßgebend. Bei senkrechter Inzidenz ist der Gangunterschied des direkt an der Oberfläche und des ersten an der Hinterfläche reflektierten Strahls gleich der doppelten Plattendicke, gemessen in Lichtwellenlängen. Dabei ist die Lichtwellenlänge in der Platte gleich $\frac{\lambda}{n}$, wenn λ die Wellenlänge in Luft und n der Brechungsindex der Platte ist. Zu dem so bestimmten Gangunterschied kommt noch ein solcher von einer halben Wellenlänge hinzu, bedingt durch den Phasensprung bei der Reflexion, der um diesen Betrag verschieden ist, weil einmal die Reflexion am dichteren, das andere Mal am dünneren Medium stattfindet.

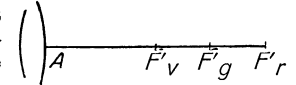
Ist das verwendete Licht nicht einfarbig, so tritt die Auslöschung bei einem bestimmten Einfallswinkel nur für die Farben ein, für die der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Die übrigen Farben setzen sich zu einer Mischfarbe zusammen. Daher rührt die oben erwähnte Färbung dünner Blättchen, wie sie etwa bei Seifenlamellen, dünnen Ölschichten usw. zu beobachten ist. Die Färbung ist außer von der Zusammensetzung des einfallenden Lichts von der Einfallrichtung und der Dicke des Blättchens abhängig.

L. Grebe.

Näheres s. jedes Lehrbuch der Physik, auch Handb. d. Physik von Geiger u. Scheel. Bd. XX.

Farbenabweichungen. Nach der Entdeckung Newtons ist das Brechungsverhältnis von der Farbe oder physikalisch gesprochen von der Wellenlänge abhängig. Bildet eine Linsenfolge einen Gegenstand ab, so kommt in den Formeln für die Brennweite, für den Ort der Abbildung, wie für die Vergrößerung das Brechungsverhältnis vor. Nun ist das gewöhnlich benutzte weiße Licht aus Licht der Farben von rot bis violett zusammengesetzt. Für eine unendlich dünne Linse ist nach dem im Artikel „Gaußsche Abbildung“ gegebenen Formeln $\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$. Hier ist f' aber die Entfernung, in der das Bild eines unendlich fernen Punktes von der Linse liegt. Nun ist für violettes Licht das Brechungsverhältnis größer als für grünes, für grünes als für rotes ($n_v > n_g > n_r$), also $f'_v < f'_g < f'_r$ oder in der Abbildung $AF'_v < AF'_g < AF'_r$. Denkt man sich die Erscheinung in F'_v aufgefangen, so werden die nach F'_r (F'_g) zielenden

roten (und gelben) Strahlen die Auffangebene außerhalb der Achse treffen und daher einen gelbroten Rand hervorbringen. Ebenso entsteht in F'_r durch die blauen und violetten Strahlen ein blauvioletter Rand. Beim Auffangen in F'_g , wo die hellsten Strahlen sich in der Achse vereinigen, die roten und violetten die Auffangebene außerhalb schneiden, ist zwar ein farbiger Rand nicht zu erkennen, wohl aber wird eine allgemeine Undeutlichkeit des Bildes erzeugt. — In ähnlicher Weise wirkt die Farbenabweichung, wenn ein endlich entfernter Gegenstand abgebildet oder mit dem Auge beobachtet wird.



Die Farbenabweichung einer einfachen Sammellinse. Gegenstand abgebildet in F'_v , F'_g , F'_r Brennpunkte für violette, grünes, rotes Licht beobachtet wird.

Die Brennweiten und Schnittweiten einer Linse für violettes und rotes Licht verhalten sich zu einander wie $(n_v-1) : (n_r-1)$. Hätte, wie Newton glaubte, für alles Glas $(n_v-1) : (n_r-1)$ also auch $(n_v-n_r) : (n_r-1)$ denselben Wert, so würde auch das Hintereinanderschalten von Linsen nichts an dem Unterschiede ändern können. Dies ist indessen nicht der Fall. Nimmt man nun 2 Linsen von verschiedenen Glasarten hintereinander an, bezeichnet die Brechungsverhältnisse mit den Zeigern 1 und 2, für beide Linsen $\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}$ mit κ_1 und κ_2 , so ist

$$\frac{1}{f'_v} = (n_{v1}-1)\kappa_1 + (n_{v2}-1)\kappa_2;$$

$$\frac{1}{f'_r} = (n_{r1}-1)\kappa_1 + (n_{r2}-1)\kappa_2.$$

Ist

$$\frac{1}{f'_v} - \frac{1}{f'_r} = (n_{v1}-n_{r1})\kappa_1 + (n_{v2}-n_{r2})\kappa_2 = 0,$$

oder $\kappa_1 : \kappa_2 = -(n_{v2}-n_{r2}) : (n_{v1}-n_{r1})$, so sind Brenn- und Schnittweite für beide Farben gleich. Nun hat für gewöhnliches Flintglas $n_{v2}-n_{r2}$ etwa den doppelten Wert als $n_{v1}-n_{r1}$ für gewöhnliches Kronglas, die Brechungsverhältnisse für rotes Licht sind etwa 1,61 und 1,51; ist nun $\kappa_2 = -\frac{1}{2}\kappa_1$, so wird

$$\frac{1}{f'_v} = \frac{1}{f'_r} = 0,51\kappa_1 - 0,305\kappa_1 = 0,205\kappa_1,$$

man hat also die Farbenabweichung gehoben, ohne daß die Linsenfolge brennpunktlos geworden wäre (achromatische Linse).

Für grünes Licht ist

$$\frac{1}{f'_g} = (n_{g1}-1)\kappa_1 + (n_{g2}-1)\kappa_2;$$

$\frac{1}{f'_g} - \frac{1}{f'_r} = (n_{g1}-n_{r1})\kappa_1 + (n_{g2}-n_{r2})\kappa_2$; wäre allgemein $(n_{g1}-n_{r1}) : (n_{v1}-n_{r1}) = (n_{g2}-n_{r2}) : (n_{v2}-n_{r2})$, so würde auch $f'_g = f'_r = f'_v$ sein, dies ist jedoch nicht der allgemeine Fall, in der Regel ist $f'_g < f'_r = f'_v$. Daher treten auch bei achromatischen Linsen noch Farbenfehler, nur in bedeutend verringertem Grade auf (sekundäres Spektrum, Restfarben).

Das sekundäre Spektrum kann durch Anwendung besonderer Mittel (Glasschmelzen von besonderer Zusammensetzung oder Flußspat) verringert oder gehoben werden. Sind diese Mittel zu kostspielig, so muß man das Farbenpaar auswählen, für das

die Brennweiten gleich sein sollen. Legt man etwa die den Fraunhoferschen Linien C und F entsprechenden Strahlen zusammen, so sind die Schnittweiten für die hellsten Strahlen des Spektrums auf ein möglichst kleines Gebiet zusammengedrängt.

Hat man es bei einer unendlich dünnen Linsenfolge erreicht, daß die Schnittweiten für verschiedene Farben einander gleich sind, so sind es auch die Brennweiten, also die Größe des Bildes, wie sich aus den Formeln im Artikel „Gaußsche Abbildung“ ableiten läßt. Dies ist nicht mehr allgemein der Fall, wenn die Linsen endliche Dicke oder endlichen Abstand haben, und es kommt dann auf den Zweck der Linsenfolge an, ob man den Farbenunterschied in der Regel nur für eine einzelne Vergrößerung (chromatische Vergrößerungsdifferenz) oder beide heben muß.

Da der Farbenfehler bei einer dünnen Linse nur von der Differenz $\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}$ abhängt, kann man durch Änderung der einzelnen Radien einer achromatischen Linse (Durchbiegung der Linse) die sphärischen Abweichungen heben, während die Achromasie erhalten bleibt; ähnliches gilt auch von Linsen endlicher Dicke. Doch hat der Unterschied im Brechungsverhältnis auch die Folge, daß eine solche Hebung in der Regel nur für eine einzelne Farbe gelingt. Ist z. B. für rotes Licht die sphärische Abweichung im engeren Sinne gehoben, so ist die für blaues im allgemeinen überbessert („chromatische Differenz der sphärischen Aberration“, Farbenunterschied der sphärischen Abweichung).

H. Boegehold.

Farbenäquivalent der Sterne s. Farbenindex.

Farbenblindheit. Das normal farbentüchtige Auge empfindet in den Farben des Sonnenspektrums die vier Grundqualitäten Rot, Gelb, Grün und Blau. Die allgemeinen Erfahrungen sprechen dafür, daß der Reizwert der einzelnen Lichter beim Farbentüchtigen im ganzen nur unbedeutende Unterschiede aufweist, da die von einem farbentüchtigen Beobachter eingestellten Mischungsgleichungen recht genau auch für andere zu gelten pflegen. Geringe Differenzen, die zwischen verschiedenen Individuen in dieser Beziehung vorkommen, sind wahrscheinlich auf einen verschiedenen Pigmentgehalt der Macula lut. (s. Gelber Fleck) zu beziehen. Eine Ausnahme hiervon dürften gewisse relativ seltene Fälle machen, in denen bei der Einstellung der Gleichung Rot + Grün = Gelb entweder bedeutend größere Beträge an Rot, oder aber an Grün gebraucht werden, als es dem Durchschnitt der übrigen Farbentüchtigen entspricht (Rayleigh). In Anlehnung an die Vorstellungen der Young-Helmholtzschen Farbentheorie (s. Farbentheorie), nach welcher das Auge als ein trichromatischer Apparat anzusehen ist, pflegt man Individuen mit dieser Art der Abweichung im Farbensehen, bei der es sich nicht um einen Ausfall einer der drei Komponenten handelt, als anomale Trichromaten zu bezeichnen und sie nach ihrem Verhalten als Rot- und Grünanomale zu unterscheiden.

Anders liegen die Dinge bei der sog. partiellen Farbenblindheit („Daltonismus“). Hier handelt es sich, in der Ausdrucksweise der Helmholtzschen Theorie gesprochen, um eine Reduktionsform des normalen trichromatischen Farbensystems in ein dichromatisches. Nach der Heringschen

Auffassung (s. Farbentheorie) fehlen im Spektrum die Qualitäten Rot und Grün überhaupt, und es werden, ohne daß eine Verkürzung des Spektrums vorhanden zu sein brauchte oder seine Kontinuität gestört wäre, nur die beiden Farbtöne Gelb und Blau empfunden. Das langwellige Ende des Spektrums, das normal rot erscheint, wird gesättigt gelb gesehen; mit abnehmender Wellenlänge nimmt diese Sättigung mehr und mehr ab, bis man bei der Wellenlänge von ungefähr 500 $\mu\mu$ zu einer rein weiß erscheinenden Stelle gelangt, der sog. neutralen Zone des Rot-Grünblinden, die den langwelligen (gelben) Teil des Spektrums vom kurzwelligen (blau erscheinenden) Teile trennt. Während die Helligkeitsverteilung im Dunkelspektrum für alle Rot-Grünblinden mit der des normal Farbentüchtigen übereinstimmt, wird das Maximum der Helligkeit im Hellspektrum von etwa der Hälfte der Dichromaten etwas nach dem kurzwelligen Ende zu verschoben gesehen, was zu einer erheblichen Verdunklung und relativen Verkürzung des Spektrums am langwelligen Ende führt. Man hat diese Gruppe der Rot-Grünblinden deshalb früher als Rotblinde, die andere als Grünblinde bezeichnet; heute unterscheidet man sie meist als Protanope und Deutanope (v. Kries), weil nach der Helmholtzschen Auffassung im einen Fall die erste, im anderen die zweite der drei farbigen Komponenten des Sehorganes in Wegfall kommt. Die Rot-Grünblindheit ist eine angeborene Anomalie des Farbensinns, die beim männlichen Geschlecht viel häufiger ist (4%) als beim weiblichen ($\frac{1}{4}\%$).

Eine Form der partiellen Farbenblindheit, bei der die Blau-, bzw. die Gelb-Blauempfindung gegenüber der Norm verändert wäre, ist bis jetzt nur in ganz vereinzelten Fällen beobachtet und noch nicht eingehend genug untersucht worden, um Sicheres über sie auszusagen.

Dagegen ist die totale Farbenblindheit trotz ihres seltenen Vorkommens in ihren Eigentümlichkeiten zuverlässig erkannt. Dem Totalfarbenblinden fehlt jede bunte Farbenempfindung; das Spektrum sieht er als völlig tonfreien grauen Streifen, und zwar bei allen Intensitätsgraden in derselben Verteilung der Helligkeiten, wie sie für den Farbentüchtigen im Zustande der Dunkeladaptation charakteristisch ist (s. Adaptation des Auges). Im Unterschiede zu den Augen des partiell Farbenblinden, die sich, von der abweichenden Qualität ihrer Farbenempfindung abgesehen, als funktionell vollwertig erweisen (Sehschärfe, Hell-Dunkeladaptation), sind die Augen der meisten Totalfarbenblinden infolge einer äußerst geringen Sehschärfe, großer Lichtscheu, mangelnden Fixationsvermögens infolge von Augenzittern (s. Nystagmus) eines geregelten Sehaktes kaum fähig.

Die Netzhaut unseres Auges besitzt schon physiologischerweise nicht in allen ihren Teilen jenes volle Maß von Farbentüchtigkeit, das oben als der Norm entsprechend gekennzeichnet wurde, vielmehr ist lediglich das Netzhautzentrum mit seiner nächsten Umgebung fähig, uns neben den tonfreien auch sämtliche bunten Farbenempfindungen zu geben. Die Prüfung mit kleinen farbigen Objekten führt in allen Fällen zur Feststellung, daß die Grenze des vollfarbentüchtigen Bereiches bei einer Winkelabweichung von 20–25° bereits überschritten wird. Man gelangt dann in eine Zone, die an bunten

Empfindungen nur noch Gelb und Blau zu vermitteln vermag und in Form eines dichromatischen Ringes konzentrisch um den vollfarbentüchtigen Mittelbezirk angeordnet ist. Außerhalb dieses Ringes ist die normale Netzhaut total farbenblind, ohne aber, bei freilich ziemlich geringer Sehschärfe, die störenden Begleiterscheinungen der pathologischen totalen Farbenblindheit zu zeigen. Vor allem ist sie durch ihr außerordentlich entwickeltes Dunkeladaptationsvermögen ausgezeichnet.

Dittler.

Näheres s. v. Kries, Nagels Handb. d. Physiol., Bd. 3, 1904.

Farbenindex der Sterne ist eine Zahl, die über die Farbe eines Sterns und bei Annahme des Planckschen Strahlungsgesetzes über seine Temperatur Aufschluß gibt. In der gebräuchlichen Skala wird der Farbenindex definiert als *photographische minus visuelle Größe*. Für Sterne des Spektraltypus A wird der Farbenindex Null gesetzt. Infolgedessen haben die meisten Sterne einen positiven Farbenindex. Für die heißesten Sterne ergibt er sich etwa zu $-0,5m$. Die Skala ist hier sehr unempfindlich, so daß zwischen diesen und einem unendlich heißen Strahler kaum noch ein Unterschied im Farbenindex besteht. Die roten Sterne vom Spektraltypus M haben einen Farbenindex von $+1,5m$ bis $+2,0m$, die seltenen N-Sterne mehrere Größenklassen. Neuerdings sind auch anders definierte Farbenindizes beobachtet worden, z. B. auf photoelektrischem Wege durch abwechselndes Vorschalten von Gelb- und Blaufiltern bei den Helligkeitsmessungen von Sternen. Hierher gehört auch der Wärmeindex, der als *photographische minus bolometrische Größe* definiert wird. Gälte für die Sternstrahlung das Plancksche Gesetz streng oder wäre die Energieverteilung der Sternspektren von nur einem Parameter (der effektiven Temperatur) abhängig, so wäre jedes Farbenindexsystem eindeutig in jedes andere zurückführbar. Das ist aber nicht der Fall. Wie Untersuchungen von Lindblad wahrscheinlich gemacht haben, treten Abweichungen vom Strahlungsgesetz auf, die bei ein und demselben Spektraltypus von der absoluten Helligkeit abhängen. Es wurde versucht, auf diese Weise die absolute Helligkeit zu bestimmen. Große Unstimmigkeiten zeigen sich bei den extrem roten Sternen zwischen Farbenindex und Wärmeindex.

Ferner gibt es eine Reihe anderer Farbenäquivalente, die aber weniger genau als die Farbenindizes sind und sich mehr für Durchmusterungen eignen.

Die *Exposure Ratios* nach Seares. Durch Gelb- und Blaufilter werden mehrere Sternaufnahmen, die einen z. B. mit Blaufilter, mit geometrisch steigender Expositionszeit gewonnen. Das Gelbfilterbild wird dann bezüglich seines Schwärzungsgrades zwischen die Blaufilterserie interpoliert. Diese Methode und mehrere Abarten davon liefern noch recht genaue Werte.

Bottlinger.

Näheres s. Handbuch der Astrophysik Bd. 2. Kolorimetrie, Berlin, Julius Springer 1929/31.

Farbenkreisel. Der Farbenkreisel ist eine der handlichsten Vorrichtungen zur additiven Mischung von Farben. Auf einer durch Motorkraft oder (unter mehrfacher Schnurlaufübertragung) mit der Hand gedrehten Achse werden Scheiben mit verschieden gefärbten Sektoren in so rasche Umdrehung versetzt, daß sie eine ganz stetige Empfindung hervor-

rufen. Um die zu mischenden Lichter leicht in jeder gewünschten Kombination zusammenstellen und die Sektorengöße beliebig ändern zu können, verwendet man wohl allgemein die nach dem Vorgang von Maxwell radiär geschlitzten (matten) Pigmentpapierscheiben. Marbe hat einen Farbenkreisel konstruiert, der die Veränderung der Sektorengöße während des Ganges gestattet.

Hinsichtlich des Aussehens der bei der Mischung entstehenden Farbe sagt das Talbotsche Gesetz aus, daß der resultierende stetige Eindruck jenem gleich ist, der entstehen würde, wenn das während eines jeden Scheibenumganges die einzelne Netzhautstelle treffende Licht gleichmäßig über die ganze Dauer dieser Periode verteilt wäre. Es ist für das Ergebnis also z. B. gleichgültig, ob man die Scheibe mit einem halben Sektor Schwarz und einem halben Sektor Weiß belegt oder ob man die beiden Halbscheiben in beliebig viele kleinere Sektoren beliebiger Anordnung zerlegt, wenn nur die Summe der Weiß- und der Schwarzsektoren je 180° beträgt.

Reicht bei zu geringer Rotationsgeschwindigkeit der Reizwechsel nicht hin, um eine ganz stetige Empfindung auszulösen, ist er aber zu groß, als daß der einzelne Reizwechsel als solcher aufgefaßt werden könnte, so erhält man die Empfindung des Flimmerns, d. h. man hat den Eindruck einer eigentümlichen Unruhe, eines „Wimmeln“ mit scheinbar regellosem Wechsel der örtlichen Ungleichheiten im Gesichtsfeld. In diesem Stadium sind auch bei Verwendung rein weißer und schwarzer Sektoren vielfach Farbenercheinungen, namentlich Gelb und Blau, beobachtet worden, die vielleicht von einer schwachen Färbung der Gesamtbeleuchtung (Tageslicht) herrühren, vielleicht aber auch andere Gründe haben. Die zur Erzeugung einer stetigen Empfindung notwendige Frequenz des Reizwechsels, die sog. Flimmergrenze (auch Verschmelzungsfrequenz) hat für die verschiedenen Netzhautteile verschiedene Werte, die auch für diese, je nach der augenblicklichen Netzhautstimmung, wieder verschieden gefunden werden. So wird angegeben, daß bei ausgiebig dunkel adaptiertem Auge ebenso wie bei helladaptiertem die Flimmergrenze für die Netzhautperipherie höher liegt als für das Netzhautzentrum, daß sich aber innerhalb eines gewissen mittleren Adaptationsbereiches dies Verhältnis umkehrt und hinsichtlich einer Auflösung der sich folgenden Reize eine Überlegenheit des Zentrums über die Peripherie nachweisen läßt. Für alle Netzhautteile gilt gemeinsam, daß die Flimmergrenze mit zunehmender Dunkeladaptation, absolut genommen, sinkt.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik. 3. Aufl. Bd. 2. 1911.

Farbenmischung. Eine Farbenmischung im physiologischen Sinne kommt zustande, wenn ein und dieselbe Netzhautstelle gleichzeitig von mehreren qualitativ verschiedenen Lichtreizen getroffen wird. Die Verarbeitung der aus der Wirkung der einzelnen Reize entspringenden Erregungen zu einer Gesamterregung bleibt hierbei dem Sehorgan überlassen und erfolgt nach Maßgabe seiner inneren Organisation, wie die Erfahrung lehrt, in ganz gesetzmäßiger Weise (additive Farbenmischung). Das genauere Studium dieser Verhältnisse hat zunächst zu der allgemeinen Erkenntnis geführt, daß gleich aussehende Lichter gemischt gleich

aussehende Mischungen ergeben, auch wenn die physikalischen Bedingungen der Farbenerzeugung in den Vergleichsfällen ganz verschieden sind, und daß die optischen Gleichungen bei proportionaler Intensitätsänderung aller Lichter stets gültig bleiben. Andererseits ergeben ungleiche Lichter zu gleichen gemischt immer ungleiche Mischungen.

Im einzelnen gilt, daß die Grundfarben (s. d.) paarweise entweder so kombiniert werden können (Rot-Gelb, Rot-Blau, Grün-Gelb, Grün-Blau), daß bei ihrer Mischung ein Farbton resultiert, der die beiden Grundqualitäten in sich erkennen läßt (hier stehen die Grundfarben im Verhältnis zweier Nachbarfarben), oder aber so (Rot-Grün, Gelb-Blau), daß ihre bunten Komponenten nicht zu einer Mischfarbe verschmelzen, sondern sich gegenseitig vernichten, so daß bei richtig gewähltem Mischungsverhältnis eine rein tonfreie Empfindung übrigbleibt (hier stehen sie im Verhältnis zweier Gegenfarben). Da erfahrungsgemäß also jede der vier bunten Grundfarben zwei Nachbarfarben und eine Gegenfarbe besitzt, so ist die gegebene Anordnung der Grundfarben in einem System der bunten Farben die, daß man sie auf die vier Quadranten einer Kreisperipherie so verteilt, daß die Gegenfarben einander paarweise gegenüberstehen; jede Grundfarbe liegt dann jenen beiden Grundfarben benachbart, mit denen sie in jedem Verhältnis zu einer bunten Mischfarbe verschmelzbar ist. Denkt man sich endlich zwischen je zwei Nachbarfarben die ganze Reihe jener Übergangstöne eingetragen, so umfaßt der Farbkreis die Gesamtheit aller nur denkbaren bunten Empfindungsqualitäten in einer nach ihren Mischbarkeitsverhältnissen, bzw. ihrer Entstehungsart rationellen Anordnung. Die Grundfarben Weiß und Schwarz stellen sich vom Standpunkte ihrer Mischbarkeit als ein Paar von Nachbarfarben dar, die als Endglieder der Reihe der ungetönten Farben die verschiedenen dunkleren und helleren Abstufungen des Grau zwischen sich schließen. Jede Farbe dieser Reihe ist mit jeder bunten Farbe in beliebigen Verhältnissen mischbar (Nuancierung); es resultieren die entsättigten, mit Schwarz, Weiß oder Grau mehr oder weniger „verhüllten“ bunten Farben.

Die Ergebnisse der „subtraktiven“ Farbmischung, wie sie bei der Kombination farbiger Pigmente außerhalb des Sehorgans stattfindet, weichen in einigen ausgezeichneten Fällen (Gelb + Blau = Grün, Rot + Grün = Schwarz) von jenen der „additiven“ völlig ab, sind aber aus den Absorptionsverhältnissen der verwendeten Pigmente, d. h. aus der Qualität des restierenden, wirklich ins Auge gelangenden Lichts in ihrer Entstehung verständlich.

Zur praktischen Durchführung der additiven Farbmischung ist jedes Verfahren geeignet, durch das es gelingt, ein und dasselbe Netzhautelement der Wirkung zweier oder mehrerer qualitativ verschiedener Reize auszusetzen. Bei der Mischung farbiger Pigmentlichter spielt der Farbkreis (s. d.) eine hervorragende Rolle. Auch die Spiegelungsmethode sowie die Mischung vermittels des Doppelspates findet hier viel Verwendung. Bei letzterer werden die zu mischenden Pigmentpapierscheibchen unter dem Doppelspat so angeordnet, daß auf der Netzhaut das ordinäre Bild des einen mit dem extraordinären des anderen zur Deckung kommt. Bringt man zwischen den Doppel-

spat und das Auge außerdem einen Nicol, so lassen sich die in die Mischung eingehenden relativen Beträge der beiden Reizlichter in sehr handlicher Weise während der Beobachtung kontinuierlich verändern. Endlich sei der in der Reproduktionstechnik und der Farbenphotographie viel gebrauchten Raster- und Pointillierungsverfahren Erwähnung getan. Die zur Mischung spektraler Lichter konstruierten Farbmischapparate (v. Helmholtz, Hering, Asher) sind Spektralapparate, bei denen von zwei oder mehr Kollimatorspalten aus eine entsprechende Anzahl von Spektren entworfen und so gegeneinander verschoben werden können, daß die im Reizlicht zu kombinierenden Wellenlängen miteinander zur Deckung gebracht und zur Beleuchtung des Okularfeldes aus dem übrigen Spektrum ausgeschnitten werden können. Für exakte Bestimmungen sind Vorrichtungen getroffen, um jedes Reizlicht isoliert um meßbare Beträge nach Wellenlänge und Intensität zu variieren und außerdem beide Reizlichter proportional in ihrer Intensität abzustufen. Das Bedürfnis nach der Möglichkeit der Einstellung optischer Gleichungen macht es weiterhin erforderlich, daß das Okularfeld in zwei Halbfelder geteilt ist, die ihr Licht von verschiedenen Spalten her bekommen und von denen mindestens das eine für die Einstellung binärer Lichtgemische eingerichtet sein muß. Der große Heringsche Farbmischapparat (s. Garten, Ztschr. f. Biol. 72, 90, 1920) gestattet im einen Halbfeld drei, im anderen zwei homogene Lichter in exakt abstufbarer Weise miteinander zu mischen, und bietet außerdem die Möglichkeit, jedem der beiden Halbfelder zum Zwecke der Nuancierung unzerlegtes weißes Mischlicht zuzuspiegeln oder es ausschließlich mit solchem zu beleuchten.

Dittler.

Näheres s. Hering, Sechs Mittellungen über die Lehre vom Lichtsinn. Wien 1872—74.

Farbenphotographie. Das Ziel der Farbenphotographie ist das naturgetreue, farbige Bild in der Aufsicht, also auf Papier. Von der Lösung dieser Aufgabe sind Wissenschaft und Technik noch weit entfernt. Praktisch kommt hierfür nur das Dreifarbendruckverfahren in sehr vielen Variationen in Betracht: Es werden drei Teilnegative hinter einem Rot-, Grün- und Blaufilter angefertigt, diese in den Komplementärfarben (Grünblau, Purpur, Gelb) eingefärbt und dann übereinander gedruckt (subtraktive Farbensynthese, Pinotypie, Urachromie, Jos-Te-Verfahren). Da beim Drucken das Bild subjektiv beeinflusst wird, entbehren alle Verfahren, die auf dem Dreifarbendruckprinzip aufgebaut sind, der Zwangsläufigkeit in der naturgetreuen Farbtonwiedergabe. Diese Forderung ist am besten erfüllt bei dem Rasterverfahren (Lumière, Agfa), welches Bilder in der Durchsicht liefert. Hier befinden sich die oben erwähnten Rot-, Grün- und Blaufilter in Form von kleinen Scheibchen (angefärbte Stärkekörnchen usw.), die sich zu einem lückenlosen Farbraster zusammensetzen, unter der lichtempfindlichen Schicht.

Bei der Belichtung geht das Licht des Objektes erst durch das Farbraster, wird hierdurch filtriert bzw. absorbiert und trifft dann auf die panchromatisch lichtempfindliche Schicht. Nach erfolgter Belichtung wird die Platte zunächst normal entwickelt, wobei die Stellen der Schicht, die z. B. hinter den roten Rasterteilchen liegen, wenn z. B. ein roter Gegenstand aufgenommen wurde, ge-

schwärzt werden, während die Stellen hinter den grünen und blauen Rasterteilchen unverändert bleiben. Hierauf kommt die Platte in ein „Umkehrbad“, welches das entwickelte Silber auflöst, d. h. die Farbrasterteilchen unter dem entwickelten Silber für die Durchsicht freilegt. Um die blauen und grünen Scheibchen gut abzudecken, wird das über diesen befindliche unveränderte Bromsilber durch nochmaliges Einlegen der Platte in den ersten Entwickler am Tageslicht in schwarzes Silber übergeführt. Mischfarben werden gut wiedergegeben. Liegen alle drei Arten Farbrasterteilchen frei, so wird im Bild der Eindruck eines reinen Weiß erweckt (additive Farbensynthese). — Eine besondere Stellung nimmt das Verfahren von G. Lippmann ein: Es wird eine Platte mit sehr feinen Bromsilberkörnern ($< \lambda$; Lippmann-Platten), deren lichtempfindliche Schicht an einer spiegelnden Fläche (Quecksilberschicht) anliegt, durch die Glasseite belichtet, entwickelt und fixiert. Infolge von Interferenz entstehen in der lichtempfindlichen Schicht an den Maxima der stehenden Wellen Schwärzungslamellen, deren Entfernungen voneinander im Verhältnis der Wellenlängen d. h. der Farben der erzeugenden Lichtstrahlen stehen. Fällt nun Licht auf eine solche Platte, so wirken die Lamellen als Spiegel und reflektieren nur die ihren Abständen zugehörigen Farbstrahlen, d. h. die Farben des aufgenommenen Objekts. Das Lippmann-Verfahren hat bisher keine Bedeutung erlangt, einmal wegen der langen Belichtungszeiten und weiter durch schlechte Wiedergabe der Mischfarben.

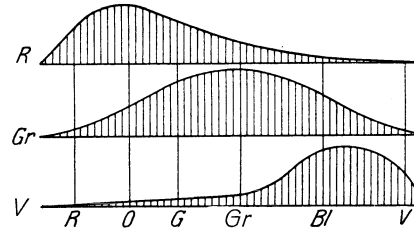
Meidinger.

Näheres s. Valenta, Die Phot. in nat. Farben. Knapp, Halle a. S. Dr. H. Lehmann, Die Praxis der Interferenzfarbenphotographie unter bes. Berücksichtigung der Zeißschen Spezial-Apparate. Gehrke, Handb. d. phys. Optik II 1, S. 88. J. A. Barth, Leipzig 1927.

Farbentheorie. Die Farbentheorie hat die Aufgabe, eine Vorstellung von der inneren Organisation und Funktionsweise des Sehorgans zu entwickeln, die in dem ist, uns die qualitative Verschiedenheit der im Bereich des Gesichtssinnes vorkommenden Empfindungen in ihrer Abhängigkeit von den äußeren und inneren Bedingungen möglichst zwanglos und erschöpfend verständlich zu machen. Das Problem geht also dahin, die Möglichkeit für das Zustandekommen ebenso vieler verschiedenartiger materieller Prozesse aufzuzeigen, als es Qualitäten der Gesichtsempfindung gibt. Die Lösung dieser Aufgabe ist auf verschiedenen Wegen versucht worden, so von Wundt durch die Annahme mit der Wellenlänge stufenförmig veränderlicher chemischer Vorgänge in ein und demselben Substrat, von Franklin und von Pauli ebenfalls durch die Entwicklung besonderer Vorstellungen über die Differenzierung des chemischen Geschehens, von Rahlmann sowie neuerdings von v. Dungen unter theoretischer Verwertung der Plättchenstruktur der Zapfenaußenglieder im Sinne der Lippmannschen Farbenphotographie, von Bernstein unter Heranziehung spezieller Vorstellungen über die Erregungs- und insbesondere die Hemmungsvorgänge im Zentralnervensystem usf. Eine allgemeine dauernde Anerkennung haben sich nur die Theorien von Young-Helmholtz und von Hering erworben, in denen eine beschränkte Anzahl spezifischer Elementarvorgänge angenommen wird, aus deren geeigneter Kombination die Entstehung von Gesichtsempfindungen der verschiedensten Qualität

verständlich wird. Die wesentlichen Züge dieser beiden Theorien, die späterhin im einzelnen weiterentwickelt und modifiziert wurden (Schenck, v. Kries, G. E. Müller, Schjelderup) sind folgende:

1. Die Young-Helmholtzsche Theorie versucht die Mannigfaltigkeit der Gesichtsempfindungen aus der Annahme dreier Erregungsqualitäten zu erklären, hat also die Erfahrung zur Grundlage, daß



Erregbarkeitskurven der Netzhautfasern für Rot (R), Grün (Gr) und Violett (V).

man auf dem Wege der additiven Farbenmischung aus drei geeignet gewählten bunten Komponenten durch Variation ihres Mischungsverhältnisses sämtliche Farbenempfindungen darstellen kann. Im Anschluß an eine ältere Hypothese Youngs wurde die Theorie auch von Helmholtz zunächst als Dreifasertheorie, d. h. von der Annahme aus diskutiert, daß an den voll farhentüchtigen Stellen der Netzhaut drei gesonderte Faserarten (Zapfenarten) gegeben seien, die, einzeln erregt, je eine der drei Grundempfindungen (gelbliches) Rot, Grün und Violett (oder Blau) auszulösen imstande seien. Aus untenstehenden schematischen Erregbarkeitskurven nach Helmholtz ist ersichtlich, daß jede der drei Faserarten von einem ziemlich breiten spektralen Bereich aus, in freilich sehr verschiedenem Maße, erregbar gedacht ist, so zwar, daß sie, unabhängig von der erregenden Wellenlänge, nach dem Gesetze von der spezifischen Nervenenergie immer mit der gleichen Qualität der Empfindung reagiert. Um hinsichtlich des speziellen physiologischen Substrats nichts zu präjudizieren, wird von der Annahme dreier verschiedener Faserarten aus mancherlei Gründen neuerdings abgesehen und schlechthin von einer Dreikomponententheorie gesprochen (v. Kries). Das Wesentliche aber bleibt, daß außer den drei Empfindungen Rot, Grün und Violett sämtliche Farbenempfindungen, einschließlich die relativ ungesättigten und ganz farblosen, durch Mischung aus mindestens zwei, meist drei bunten Komponenten zustande kommen. Die relativ gesättigten Farbenempfindungen sind bei möglichst isolierter Erregung je einer der drei Komponenten zu erwarten, weil bei jeder denkbaren Kombination auch nur zweier Komponenten die komplementäre Ergänzung der gegenfarbigen Bestandteile zu einer Weißverhüllung der resultierenden bunten Farbe führen muß. Bei gleich starker Erregung aller drei Komponenten resultiert aus eben diesem Grunde das reine Weiß. Das Gelb ergibt sich bei gleichstarker Erregung der Rot- und der Grünkomponente, unter nur ganz schwacher Miterregung der Violett Komponente. Das Schwarz entspricht dem erregungsfreien Zustande des Sehorgans und wird nach der Theorie als ein extrem geschwächtes Weiß angesprochen, so daß zwischen Schwarz und Weiß nur ein quantitativer, kein qualitativer Unterschied bestünde.

Für die Tatsachen der Licht- und Farbmischung, an deren Hand sie entwickelt wurde, gibt die Helmholtzsche Theorie eine zwanglose und ansprechende Erklärung. Dasselbe gilt für die verschiedenen Formen der Farbenblindheit; insbesondere bietet sich die Möglichkeit, unter der Annahme eines isolierten funktionellen Ausfalls der Rot-, bzw. der Grünkomponente die verschiedenen Typen der Rot-Grünblindheit, die Protanopie und Deutanopie, sowie die Eigentümlichkeiten im Sehen der anomalen Trichomaten zu verstehen. Die Erscheinungen des sukzessiven Kontrastes (der negativen Nachbilder) werden im Rahmen der Theorie als Ermüdungserscheinungen aufgefaßt und erfahren ihre Erklärung somit aus einem erschweren und verminderten Ansprechen des ermüdeten Sehfeldbezirks auf die äußeren oder inneren Netzhautreize. Die Erklärung des simultanen Kontrastes ist in etwas gezwungener Weise nur unter Zuhilfenahme von Urteilstäuschungen, also von interkortikalen Prozessen möglich, was deshalb wenig befriedigt, weil gerade diese Erscheinungen zweifellos zum primären Empfindungsinhalt gehören (s. Kontrast).

Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik. 3. Aufl. 1909—11.

2. Die Heringsche Farbentheorie wurzelt in der Lehre vom psycho-physischen Parallelismus, es liegt ihr also der Gedanke zugrunde, daß aus der Art der bei Sinnesreizung auftretenden Empfindungen auf die Art der Stoffwechselvorgänge in den an der Erregung beteiligten Elementen des Sehorgans (d. h. der Netzhaut mit den nächst angeschlossenen Hirnteilen) geschlossen werden könne. Wie sich nun aus der psychologischen Farbenanalyse sechs Grundempfindungen (Urfarben) ergeben (s. Grundfarben), so werden in der Heringschen Theorie als das physische Korrelat dieser Empfindungen sechs Stoffwechselvorgänge eigener Art im somatischen Geschehen des Sehorgans gefordert, die sich nach Herings Vorstellung in drei besonders differenzierten Sehsinnsstoffen abspielen. Mit dieser Dreizahl ist auszukommen, da nach der Grundidee der Theorie der aufsteigenden (assimilatorischen) stofflichen Änderung jeder Substanz ebensowohl die Vermittlung einer Empfindungsqualität zuerkannt werden kann wie der absteigenden (dissimilatorischen), ein Gedanke, welcher der Theorie ihr eigenes Gepräge gibt und angesichts der paarweisen Gegensätzlichkeit der sechs Grundempfindungen (s. Farbmischung) im Rahmen des Ganzen sehr fruchtbar ist. Jedes Paar von Gegenfarben wird also einer Sehsinnsstoffsubstanz als seinem somatischen Substrat zugeordnet; man hat mit einer Weiß-Schwarzsubstanz, einer Rot-Grünsubstanz und einer Gelb-Blausubstanz zu rechnen, und innerhalb jeder Gruppe ist nach Maßgabe der Verhältnisse der spezifischen Helligkeit der Farben (s. Helligkeitsverteilung im Spektrum) die weitere Verteilung so vorgenommen, daß Weiß, Rot und Gelb als die der überwiegenden Dissimilation (= D), Schwarz, Grün und Blau als die der überwiegenden Assimilation (= A) entsprechenden Farben aufgefaßt werden.

Zum Verständnis des Geschehens in den Sehsinnsstoffen sind die Vorstellungen zu berücksichtigen, die Hering über die Vorgänge in der lebendigen Substanz überhaupt entwickelt hat. Als wesentlich kommt in Betracht, daß die Substanz, sich selbst überlassen, in einem Zustand mittlerer

stofflicher Zusammensetzung (mittlerer Wertigkeit) sich erhält und daß sie diesem infolge einer Selbststeuerung des Stoffwechsels, aus sich selbst heraus, immer wieder zustrebt, sobald sie durch einen einseitig wirkenden D- oder A-Reiz in den Zustand der Unterwertigkeit oder Überwertigkeit gebracht wird. Hiernach ruft jeder Reiz neben seiner eigentlichen spezifischen Reizwirkung nicht nur eine mit der Dauer seines Bestehens sich zunehmend steigernde Disposition zur gegensinnigen Änderung in der Substanz hervor, sondern sogar eine Steigerung der gegensinnigen Prozesse selbst.

Das Auftreten von Farbenempfindungen denkt sich Hering in der Rot-Grün- und Gelb-Blau-substanz an den Ablauf einer auf- oder absteigenden stofflichen Änderung, d. h. an ein Überwiegen der A-, bzw. der D-Prozesse in denselben gebunden. Besitzen die beiden Prozesse die gleiche Größe, was beim Fehlen jeglichen Reizes der Fall ist (autonomes Gleichgewicht), aber infolge der Selbststeuerung des Stoffwechsels auch bei langdauernder Einwirkung desselben Reizes schließlich eintritt (allonomes Gleichgewicht), so fehlt jedes psychische Korrelat (Möglichkeit der chromatischen Adaptation). Die Weiß-Schwarzsubstanz verhält sich hierin anders, indem auch dem Stoffwechselgleichgewicht eine Empfindung parallel läuft, die dem mittleren Grau entspricht (s. Eigenlicht der Netzhaut) und bei einseitigem Überwiegen der D- und A-Prozesse nach der Seite der D-, bzw. der A-Farbe hin sich ändert. Im übrigen trifft das Gesagte auch hier zu, vor allem gilt für die drei Sehsinnsstoffen übereinstimmend, daß nach Aufhören eines Reizes, der die Substanz durch einseitige Beeinflussung ihres Stoffwechsels von dem Zustande der Mittelwertigkeit entfernt hat, der gegensinnige Prozeß so lange überwiegt, bis jener Zustand wieder erreicht ist (sukzessiver Kontrast, s. Kontrast).

Die im sichtbaren Teil des Spektrums vertretenen Wellenlängen des Lichts als die adäquaten Reize für das Sehorgan sind nach dem Gesagten z. T. als A-, z. T. als D-Reize anzusprechen. Die als ihre Valenz zu bezeichnende spezifische Reizwirkung ist absolut festgelegt; hierüber darf man sich dadurch nicht täuschen lassen, daß ihre Wirkung im sichtbarwerdenden Effekt durch die der Selbststeuerung des Stoffwechsels entspringenden Farbenempfindungen unter Umständen vollkommen verdeckt oder sogar in das Gegenteil verkehrt erscheinen kann. Hering hat als spezifische Reize für die Urempfindungen, d. h. als diejenigen Reize, die ganz isoliert eine gesteigerte D. oder A. nur in der Rot-Grün- oder der Gelb-Blau-substanz bewirken, die Wellenlängen 575 $\mu\mu$ für das Urgelb, 495 $\mu\mu$ für das Urgrün und 472 $\mu\mu$ für das Urbau angegeben mit der Einschränkung freilich, daß die durch diese Reize im völlig neutralgestimmten Auge ausgelösten Empfindungen den supponierten Urempfindungen nur im Farbenton, nicht in der Sättigung ganz entsprechen. Für Urrot existiert im Spektrum kein in diesem Sinne einfacher Reiz; diese Empfindung kann nur durch Mischung ganz lang- und kurzwelliger Lichter (da sich die gleichzeitig erfolgende D- und A-Reizwirkungen auf die Gelb-Blau-substanz aber die Waage halten, natürlich ebenfalls ohne jede Miterrregung dieser Sehsinnsstoffsubstanz) ausgelöst werden. Das Weiß resultiert nach Hering aus der bei jeder, auch streng monochromatischen Netzhautreizung

erfolgenden dissimilatorischen Miterregung der Weiß-Schwarzsubstanz. In jeder homogenen Strahlung steckt nach Herings Auffassung neben der bunten auch eine sog. weiße Valenz, die isoliert zur Empfindung kommt, wenn bei der Dunkeladaptation (s. d.) oder aus pathologischen Gründen bei der totalen Farbenblindheit (s. Farbenblindheit) die Rot-Grün- und Gelb-Blausubstanz ganz außer Funktion bleiben. Beim Zusammenwirken sämtlicher spektraler Lichter oder auch nur zweier entsprechend abgestufter, gegenfarbig wirkender Lichtreize hoher Intensität führt diese D-Reizung der Weiß-Schwarzsubstanz zu einer mehr oder weniger reinen Weißempfindung. Ein unmittelbar assimilatorisch wirkender Reiz für diese Sehsubstanz ist nicht gegeben. Die aufsteigende Änderung kann hier nur indirekt entweder dadurch hervorgerufen werden, daß man die Substanz dissimilatorisch reizt und dann sich selbst überläßt (Sukzessivkontrast) oder daß man die Umgebung des engbegrenzten lichtfreien Beobachtungsfeldes stark zur Weißerregung bringt (Simultankontrast).

Die Stärke der Heringschen Theorie liegt entschieden darin, daß sie nicht nur die Gesetzmäßigkeiten der Farbmischung zwanglos erklärt, sondern auch für das große Gebiet der Erscheinungen der Netzhautumstimmung (Adaptation, Kontrast) eine ansprechende Erklärung auf ausgesprochen physiologischer Grundlage liefert. Von den verschiedenen Formen der Farbenblindheit können die wichtigsten, wie die periphere und die totale Farbenblindheit, die Rot-Grünblindheit ohne Verkürzung des Spektrums sowie die sehr seltene Blau-Gelbblindheit durch die Annahme des Funktionsausfalles einer oder mehrerer Sehsubstanzarten ebenfalls ganz gut verstanden werden. Auf der anderen Seite ist freilich nicht zu leugnen, daß jener Tatbestand, der zur Unterscheidung einer Rot- und einer Grünblindheit geführt hat und in graduell gemilderter Form das Sehen der sog. anomalen Trichromaten ausmacht, im Rahmen der Heringschen Theorie keine Erklärung findet.

Ein integrierender Bestandteil der Heringschen Theorie ist die Lehre von der Wechselwirkung der Sehfeldstellen, in der ausgesprochen wird, daß ein Lichtreiz nicht nur die unmittelbar von ihm getroffenen Teile des somatischen Sehfeldes in ihrem Stoffwechsel beeinflusst, sondern in gegenständlicher Richtung auch die ganze übrige Netzhaut. Diese Wirkung ist in der nächsten Umgebung der direkt alterierten Stelle am stärksten, und nimmt mit wachsender Entfernung rasch an Stärke ab. Auch diese sekundär ausgelösten Stoffwechseländerungen sind in ihrem Ablauf den Gesetzen der Selbststeuerung unterworfen und wirken ihrerseits wieder auf das Geschehen in den direkt gereizten Sehfeldbezirken zurück. In dieser Vorstellung engster gegenseitiger Wechselbeziehungen liegt der Schlüssel zum Verständnis der Erscheinungen des simultanen Kontrastes und der Lichtinduktion.

Dittler.

Näheres s. E. Hering, Sechs Mitteilungen zur Lehre vom Lichtsinn, Wien 1872—74, und Fünf Reden, herausgeg. von H. E. Hering, Leipzig 1921.

3. Farbentheorie von Kries. Bekanntlich besitzt ein farbenächtiges Auge in der Netzhautgrube (fovea centralis), also derjenigen Stelle der Netzhaut, an welcher das Bild des vom Auge fixierten Gegenstandes entworfen wird, nur Zapfen, während auf den übrigen (peripherischen) Stellen der Netz-

haut beide Elemente vorkommen, und zwar derart, daß sich nach dem Rande zu mehr Stäbchen als Zapfen befinden.

Über das Zustandekommen der Farbenempfindung sind verschiedene Theorien aufgestellt. Die bekanntesten sind die von Young-Helmholtz, Hering, A. König und v. Kries.

Die Theorie von Kries hat vor den anderen den Vorzug, daß sie eine Reihe von Erscheinungen u. a. das Purkinjesche Phänomen, in zwangloser Weise erklärt. Nach ihr sind die Zapfen der farbenächtigen „Hellapparat“, welcher die Empfindung der Farbe hervorruft; die Stäbchen dagegen bilden den totalfarbenblinden, die Empfindung der farblosen Helligkeit erweckenden „Dunkelapparat“. Bei größerer Helligkeit (Helladaptation) sind ausschließlich (oder vorwiegend) die weniger empfindlichen Zapfen, bei geringerer Helligkeit (Dunkeladaptation) ausschließlich (oder vorwiegend) die empfindlichen Stäbchen wirksam. Dabei nimmt die Empfindlichkeit der Zapfen mit steigender Helladaptation ab, die der Stäbchen mit wachsender Dunkeladaptation außerordentlich stark zu (s. auch „Blendung“). Wenn man sich nämlich 20—30 Minuten bei sonnenhellem Wetter im Freien aufhält und dabei auf helle Gegenstände blickt (gute Helladaptation), so ist das Auge 100—200mal weniger empfindlich, als wenn man selbst an sonnenhellen Tagen längere Zeit im Zimmer verweilt (mäßige Helladaptation). Begibt man sich nach vorheriger guter Helladaptation in einen vollständig dunklen Raum, so steigt in dieser einstündigen Dunkeladaptation die Empfindlichkeit auf das 50000 bis 150000fache. Die Totalfarbenblinden besitzen nur Stäbchen. Nach Lummer besitzen die Partiielfarbenblinden (die Rot- und Grünblinden) auf der fovea centralis außer den Zapfen auch noch Stäbchen, welche ihr Dunkeladaptationsvermögen verloren haben, dabei aber auch beim Hellsehen mit einer größeren Empfindlichkeit als die Stäbchen der Farbenächtigen ausgestattet sind.

Das Purkinjesche Phänomen, d. h. die Erscheinung, daß mit abnehmender Helligkeit die Empfindlichkeit für blau zunimmt (s. „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“, A), erklärt sich nach der Kriesschen Theorie als ein Wettkampf der Stäbchen und Zapfen bei einer mittleren Helligkeit. In der Nähe der oberen Helligkeitsgrenze überwiegt die Wirksamkeit der Zapfen, welche für die grüngelben Strahlen in der Nähe der Wellenlänge $\lambda = 555 \mu\mu$ am empfindlichsten sind (s. „Augenempfindlichkeit...“); bei geringerer Helligkeit überwiegt die Wirksamkeit der Stäbchen, welche ihre größte Empfindlichkeit bei etwa $510 \mu\mu$ haben. Daß das Purkinjesche Phänomen für sehr kleine Vergleichsfelder (Gesichtswinkel höchstens 45°) überhaupt nicht auftritt, rührt daher, daß die Netzhautbilder dann höchstens die fovea centralis bedecken.

Liebethal.

Näheres s. Liebethal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907. Ferner H. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik. Bd. II. Hamburg und Leipzig: Leopold Voss 1911.

Farbenzerstreuung s. Dispersion.

Farbgläser, Jenaer. Diese gefärbten Gläser finden als Strahlenfilter für weißes Licht zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken Verwendung. Sie lassen einzelne Teile des Spektralgebietes ziemlich ungeschwächt hindurch, absorbieren dagegen die anderen Teile sehr vollständig. Von den Glaswerken können jetzt rote, gelbe,

grüne, blaue und violette Gläser in den verschiedensten Abtönungen und von guter optischer Homogenität in beliebigen Größen bezogen werden. Diese Lichtfilter besitzen zumeist eine hohe Unveränderlichkeit und sind auch aus diesem Grunde den früher gewöhnlich verwendeten, gefärbten Lösungen vorzuziehen.

Als sehr brauchbar haben sich auch Gelatinefilter erwiesen. Es sind dies Farbfilter, bei denen sich durchsichtige, passend gefärbte Gelatinehäutchen zwischen Glasplatten befinden.

Schönrock.

Näheres s. R. Zsigmondy und C. Grebe, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1901, S. 97.

Farbige (gefärbte) Filter: Körper mit auswählender (selektiver) Durchlässigkeit s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“, Nr. 3. Zum Ausgleichen von Farbenunterschieden s. „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“, BNr. 1. Zur Photometrie mittels objektiver Strahlungsmessungen s. „Photometrie, objektive“, Nr. 3.

Liebethal.

Farbmessung. Nach der Entwicklung der Darstellung einer schier unerschöpflichen Mannigfaltigkeit von Farbstoffen ergab sich in den Kreisen der Verbraucher der Farbstoffe, der Textil-, Leder- und Papier-Industrie das Bedürfnis nach einer neuen Sprache, nämlich nach eindeutiger Bezeichnung einer vorliegenden Färbung durch Bezugnahme auf einen Atlas, auf Farbenskalen, Farbmeßapparate oder irgendein System von Grundfarben, und außerdem der begreifliche Wunsch nach einer Beschränkung der handelsüblichen Farbnancen. Hier hat Wilhelm Ostwald durch seinen Farbenkreis und die von ihm eingeführte Farbnormung sich große Verdienste erworben; seine Erfahrungen und Gaben als Aquarellmaler und sein organisatorisches Talent befähigten ihn, sich auf das Erreichbare zu beschränken. Wenn auch die Ausarbeitung seines „gleichabständigen Farbenkreises“ auf physiologischer Grundlage beruht, so ist doch damit die Entwicklung der Farbmessung noch nicht abgeschlossen. Erstrebt wird ein optisches Meßinstrument, das erstens erlaubt, die Färbung einer vorliegenden Probe, etwa eines Stücks Leder, durch Maßzahlen auszudrücken, die den Farbton, sowie den Schwarz- und Weißgehalt angeben, und zweitens einen gegebenen Farbton durch subtraktive oder additive Farbmischung aus Grundfarben, Schwarz und Weiß möglichst treu zu verwirklichen. Die erste Aufgabe wird z. B. durch den Farbmesser von Block erfüllt (Farbanalyse), die zweite durch den Apparat v. Hübls (Farbsynthese), beide aber durch C. Pulfrichs Stufenphotometer (s. d.).

F. Löwe.

Näheres s. Wilhelm Ostwalds Schriften im Unesma-Verlag Leipzig. — E. Bloch, Ztschr. f. techn. Physik. 4, S. 175—182, 1923. — v. Hübl, Physikal. Ztschr. 18, S. 270—275, 1917. — C. Pulfrich, Ztschr. f. Instrumentenkunde. 1925. Bd. 45, S. 35—44, 61—70, 109—120, 521—530.

Farbschreiber. Morseapparat, bei dem die Zeichen durch Andücken eines Farbrädchens gegen einen langsam abrollenden Papierstreifen niedergeschrieben werden. Siehe auch Morseapparat.

E. Alberti.

Farbtemperatur. Unter der Farbtemperatur eines Strahlers versteht man diejenige Temperatur, bei der ein schwarzer Körper dem Auge mit derselben Farbe erscheint wie der betreffende Strahler. Gegen Farbenunterschiede ist das Auge in hohem

Maße empfindlich, so daß sich die Farbtemperatur durch photometrische Messungen recht genau festlegen läßt. Definiert man die Farbtemperatur F dadurch, daß für alle in Betracht kommenden Wellenlängen λ das Energieverhältnis zwischen dem schwarzen Körper der Temperatur F und dem beliebigen Strahler der Temperatur T denselben Wert besitzen soll, so findet man allgemein

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{S} - \lambda \cdot a = \frac{1}{S} + \frac{\lambda}{S^2} \frac{dS}{d\lambda} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda^2}{c} \frac{d \ln A}{d\lambda}.$$

Hierbei bedeutet S bzw. A die schwarze Temperatur (s. Strahlungstemperatur), bzw. das Absorptionsvermögen des Strahlers bei der Wellenlänge λ , T ist seine wahre Temperatur, a und c sind Konstante.

Henning.

Farbtemperatur einer Lichtquelle. Eine Temperatur zur Kennzeichnung der Lichtfarbe der Lichtquelle, und zwar diejenige Temperatur, bei der die Strahlung des schwarzen Körpers dieselbe Farbe wie die Lichtquelle hat. Je höher die Farbtemperatur, um so bläulicher (weißer) ist die Lichtquelle. Beispielsweise beträgt die Farbtemperatur der Hefnerlampe 1840° abs; der 19-Kerzen-Pentanlampe 1920° , der normal brennenden Kohlenfadenlampe etwa 2080° , der normal brennenden Vakuum-Metallfadenlampe (Zickzackfaden) 2380° , die der gasgefüllten Metallfadenlampe 2600 — 2900° , der Tageslichtlampe (gasgefüllte Lampe mit blauer Glashülle) etwa 4500° . Die Farbe des schwarzen Körpers beim Palladium-Schmelzpunkt (1830°) ist demnach nur wenig roter als die der Hefnerlampe, während seine Farbe beim Platin-Schmelzpunkt (2044°) ungefähr gleich der der Kohlenfadenlampe, aber roter ist als die der Vakuum-Metallfadenlampe ist.

Liebethal.

Farbtemperatur der Sterne s. Temperatur der Gestirne und Farbenindex der Sterne.

Farmerscher Abschwächer s. Abschwächen von photographischen Negativen.

Faser, neutrale s. Biegung.

Faserdiagramm. Interferenzfigur, welche man nach dem Debye-Scherrer-Verfahren (s. d.) an natürlichen Faserstoffen wie Seide, Sehne, Haar erhält, und die für eine Struktur charakteristisch ist, bei welcher die Bausteine, seien es nun Kristallite oder bei organischen Substanzen die großen Moleküle selbst, eine Vorzugsrichtung in ihrer Orientierung aufweisen. Während man nach dem Debye-Scherrer-Verfahren an einem völlig ungeordneten Kristallpulver als Interferenzfigur ein System konzentrischer Ringe erhält, sind bei einem Faserdiagramm diese Ringe in symmetrischer Weise unterbrochen und in einzelne Flecke aufgelöst. Außer an organischen Fasern beobachtet man eine solche „Faserstruktur“ auch an kaltgereckten Metallen wie gezogenen Drähten und gewalzten Blechen. Auch gedehnter Kautschuk zeigt eine Faserstruktur.

Behnken.

Näheres s. P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen, Berlin 1923, S. 140 ff.

Faßkammer s. Holthusensche Kammer.

Fechnersches Gesetz. Das Fechnersche Gesetz knüpft an die im Weberschen Gesetz aufgestellte Forderung an, daß der eben merkliche Reizzuwuchs immer einen bestimmten Bruchteil des bereits bestehenden Reizes ausmache, und entwickelt sie weiter durch die Annahme, daß der an der Grenze der Mercklichkeit stehende Empfindungszuwuchs seinerseits auf jeder Intensitätsstufe eine Ver-

mehrerung von gleicher Größe darstelle. Hinsichtlich der Beziehung zwischen Reizstärke und Empfindungsstärke führt diese Annahme zu der bedeutungsvollen Folgerung, daß die Stärke der Empfindungen immer um den gleichen Betrag wächst, wenn der Reiz in einem bestimmten Verhältnis verstärkt wird, oder, mathematisch formuliert, daß die Stärke der Empfindung proportional dem Logarithmus des Reizes wachse. Das Fechnersche Gesetz läuft also, wie man sieht, auf den Versuch einer quantitativen Festlegung der Wechselwirkung zwischen Physischem und Psychischem hinaus und wurde von seinem Schöpfer dementsprechend auch als ein „psychophysisches“ Gesetz bezeichnet. Es ist aber sehr fraglich, inwieweit es bei der großen Unsicherheit, die einer Vergleichung von Erregungsgrößen immer anhaftet, überhaupt möglich ist, für die einer Intensitätsreihe angehörigen Empfindungsgrade einen zuverlässigen zahlenmäßigen Ausdruck zu finden. Da dieses Bedenken natürlich schon für die Grundannahme des Gesetzes gilt und da uns für die Entscheidung, ob die eben merkblichen Empfindungszuwächse wirklich überall gleich groß sind, jedes bestimmte Kriterium fehlt, so erfreut sich das Fechnersche Gesetz seitens der Physiologen (ebenso wie seitens der Erkenntnistheoretiker) im allgemeinen keiner Anerkennung.

Dittler.

Näheres s. G. E. Müller, Ergebnisse der Physiologie. Bd. II, 2, S. 267. 1903.

Federstromwaage. Dieser von F. Kohlrauch angegebene, nur für rohe Messungen geeignete Strommesser besteht aus einem Eisenzylinder, der in eine von dem zu messenden Strom durchflossene Spule hineingezogen wird und dabei eine Feder zusammendrückt. Die Stellung des Zylinders wird durch eine an ihm angebrachte Marke auf einer Skala angezeigt, die in Ampère geeicht ist.

W. Jaeger.

Federwaage. Die Wirkung der Federwaage beruht auf dem Widerstand, welchen eine elastische Feder der Schwerkraft entgegensezt. Die Feder kann auf Zug (s. Figur) oder auf Druck beansprucht werden. Innerhalb gewisser Grenzen ist die Deformation der Feder der wirkenden Kraft, also dem Gewicht proportional. Man kann also ein unbekanntes Gewicht aus der Verlängerung oder Verkürzung der Feder ableiten, wenn man die Feder für eine bestimmte Belastung geeicht hat. Die Verlängerung der auf Zug beanspruchten Feder mißt man in der Regel aus der Verschiebung eines mit dem unteren Ende verbundenen Index gegen eine feststehende Skala. Bei den auf Druck beanspruchten Federn ist meist das obere Ende der Feder mit einem Zeiger verbunden, der über einer Kreisteilung spielt.

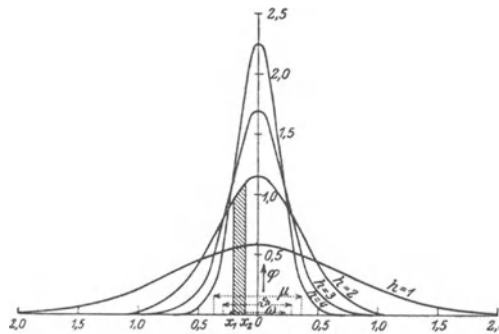


Federwaage.

Mit der Federwaage mißt man streng genommen nur Gewichte, Massen nur, solange man an derselben Stelle der Erdoberfläche wägt. Denn ein und dieselbe Masse wird ja auf den verschiedenen Stellen der Erde verschieden stark angezogen und übt dann natürlich auf die Feder eine verschieden starke deformierende Kraft aus. Wollte man z. B. mit einer Federwaage, welche im hohen Norden geeicht ist, Wägungen am Äquator ausführen, so würde man dort das Gewicht einer

Masse um etwa 1/2% zu klein erhalten. Ebenso würde man mit einer im Meeresniveau geeichten Federwaage auf hohen Bergen zu kleine Gewichte der Masse finden, die um so kleiner sind, je höher man mit der Waage hinaufgegangen ist. Scheel.

Fehlertheorie. Bei jeder experimentellen Messung entstehen kleine Fehler; ihre Elimination ist das Problem der Fehlertheorie. Die Ursachen der Fehler sind einerseits kleine Wirkungen äußerer



G a u ß sche Exponentialkurve $\varphi = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-h^2 x^2}$

Einflüsse, die sich wegen ihrer Kleinheit der Berechnung entziehen (objektive Fehler), andererseits die Ungenauigkeiten der menschlichen Sinneswahrnehmung (subjektive Fehler).

Die Fehlertheorie beruht auf der Annahme, daß die regellos verteilten Fehler sich in größerer Anzahl zu einer bestimmten Gesetzlichkeit zusammenfügen; sie ist daher ein Spezialkapitel der Wahrscheinlichkeitsrechnung (s. d.) und führt in ihren Grundlagen auf philosophische Fragen (s. Wahrscheinlichkeit). Die einfachste Annahme ist, daß sich die Fehler im Mittel aufheben; doch ist erstens diese Annahme nicht mehr erfüllt, wenn einseitig wirkende Ursachen vorliegen (systematische Fehler), und zweitens ist sie nie streng erfüllt. Es interessiert daher zu erfahren, wie sich die Fehler bei wiederholten Messungen verteilen. Die Antwort gelingt mit Benutzung von Wahrscheinlichkeitsfunktionen (s. Wahrscheinlichkeitsrechnung), da es sich bei Fehlern um stetige Größen handelt. Für den Fall, daß sehr viele Fehlerursachen gleicher Größenordnung zusammenwirken und kein systematischer Fehler existiert (d. h. rein zufällige Fehler), hat G a u ß das Exponentialgesetz abgeleitet (s. Figur). Danach beträgt die Wahrscheinlichkeit φ dafür, daß eine einzelne Messung um den Betrag x von dem wahren Wert abweicht, $\varphi = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-h^2 x^2}$. Genauer formuliert heißt dies: die

Wahrscheinlichkeit, daß die Abweichung zwischen x und $x + dx$ liegt, beträgt $\varphi(x) \cdot dx$; oder: die Wahrscheinlichkeit, daß die Abweichung zwischen den Grenzen x_1 und x_2 fällt, beträgt $\int_{x_1}^{x_2} \varphi(x) dx$ (= dem schraffierten Flächenstreifen in der Figur). Das Exponentialgesetz ist eine glockenförmige Kurve, deren höchster Punkt bei $x=0$ liegt. Daher ist $x=0$ der wahrscheinlichste Fehler, und der Mittelwert vieler Messungsergebnisse nähert sich mit wachsender Zahl der Messungen dem wahren

Wert. Wenn h groß ist, wird die Glockenkurve steil, d. h. die Messungen häufen sich dicht um den wahren Wert; daher heißt h das Präzisionsmaß. h hängt von der Güte der Versuchsanordnung ab. Zur Charakterisierung der Meßgenauigkeit werden auch folgende Größen benutzt:

Der *wahrscheinliche Fehler* ω ist diejenige Abweichung vom wahren Wert, innerhalb deren die Hälfte aller Messungen liegt; es berechnet sich aus dem Exponentialgesetz $\omega = \frac{1}{h} \cdot 0,476936$.

Der *durchschnittliche Fehler* ϑ ist das Mittel aus den Absolutwerten aller Fehler; es wird $\vartheta = \frac{1}{h \cdot \sqrt{\pi}}$

Der *mittlere Fehler* μ ist die Quadratwurzel aus dem Mittelwert aller Fehlerquadrate, also

$$\mu = \sqrt{\frac{\sum \varepsilon^2}{n}},$$

wenn ε den einzelnen Fehler, n die Zahl der Messungen bezeichnet. Es wird $\mu = \frac{1}{h \cdot \sqrt{2}}$.

Es ist $\mu > \vartheta > \omega$. Mit einer dieser Größen sind stets auch die beiden anderen und h bestimmt. Vorausgesetzt ist dabei immer, daß die Fehler das Exponentialgesetz befolgen. In der Figur sind μ , ϑ , ω für die Kurve $h=2$ eingetragen.

Bei der praktischen Anwendung dieser Begriffe kommt dadurch eine Schwierigkeit hinein, daß der wahre Wert nicht bekannt ist, und man nur die Abweichungen ε^* vom Mittelwert zur Berechnung des mittleren Fehlers benutzen kann; da der Mittelwert im allgemeinen nicht mit dem wahren Wert zusammenfällt, sondern ihm nur mit großer Wahrscheinlichkeit nahekommt, befolgen die ε^* ein anderes Verteilungsgesetz als die ε . Es ergibt sich aus längeren theoretischen Überlegungen, daß die ε^* auch eine Exponentialkurve bilden, aber mit einem im Verhältnis $\sqrt{\frac{n-1}{n}}$ kleineren Präzisionsmaß. Daraus ergeben sich die für die praktische Rechnung brauchbaren Formeln:

Der *mittlere Fehler der einzelnen Messung* μ beträgt

$$\mu = \sqrt{\frac{\sum \varepsilon^{*2}}{n-1}}.$$

Der *mittlere Fehler des Mittelwerts* $\bar{\mu}$ beträgt

$$\bar{\mu} = \sqrt{\frac{\sum \varepsilon^{*2}}{n(n-1)}}.$$

Es ist $\bar{\mu} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \mu$. Hier bedeutet μ dieselbe Größe wie oben, nur ist es aus den ε^* gebildet. Aus μ berechnen sich mit Hilfe der obigen Zusammenhänge auch ϑ und ω ; es wird $\omega = 0,67449 \mu$,

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \mu.$$

Das *Wahrscheinlichkeitsintegral* $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-h^2 x^2} dx$ ist allgemein nicht mathematisch auflösbar; aber für die numerische Anwendung existieren Tabellen, z. B. in Czuber, *Wahrscheinlichkeitsrechnung*. Teubner, Leipzig 1908. Aber es ist

$$\frac{h}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-h^2 x^2} dx = 1.$$

Liegen jedoch einseitig wirkende Ursachen vor, so tritt ein systematischer Fehler σ auf, und das Exponentialgesetz nimmt die allgemeinere Form

$$\varphi = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 (x - \sigma)^2} \text{ an. Die Glockenkurve hat}$$

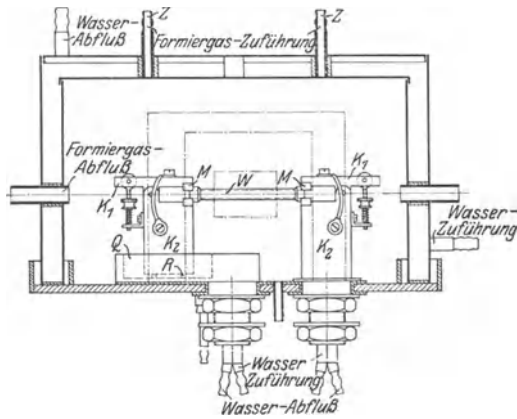
dadurch ihre Gestalt nicht geändert, sondern ist nur seitlich verschoben. Der *wahrscheinlichste Fehler* ist jetzt $x = \sigma$, und der Mittelwert aller Messungen weicht um σ von dem wahren Wert ab. Aus den Messungen selbst ist aber σ nicht zu ermitteln, denn diese zeigen untereinander dieselbe Struktur wie im Falle $\sigma = 0$. Es müssen deshalb besondere Versuche angestellt werden, um σ zu bestimmen. Im allgemeinen wird man aus den Versuchsbedingungen schließen können, ob einseitig wirkende Fehlerursachen vorliegen oder nicht. Die 3 Größen ω , ϑ , μ behalten auch für $\sigma \neq 0$ ihre Bedeutung, da sie in bezug auf den Scheitelpunkt der Glockenkurve definiert sind.

Bisher ist nur von den Messungsfehlern bei einer einzigen Größe gesprochen worden. Noch schwierigere Probleme ergeben sich aber, wenn mehrere Größen S gemessen werden, die in gegenseitiger Abhängigkeit stehen. Werden etwa bei einer Landesvermessung die 3 Winkel eines Dreiecks wiederholt gemessen, so darf man nicht einfach jeden Winkel durch den Mittelwert der Messungen bestimmen, weil die Bedingung erfüllt sein muß, daß die Summe der 3 Winkel $= 180^\circ$ wird. Es entsteht das Problem, die Abweichung von 180° möglichst günstig auf die 3 Winkel zu verteilen, Derartige Probleme der Kombination von Beobachtungen werden von der *Ausgleichsrechnung* behandelt, die ebenfalls auf Gauß zurückgeht. Ihr liegt die *Gaußsche Methode der kleinsten Quadrate* zugrunde. Es müssen dann den Messungsgrößen Werte S zugeteilt werden, die um systematische Fehler σ von dem betreffenden Mittelwert abweichen. Die einzelnen Beobachtungen der betreffenden Größe weichen dann von S um einen Betrag ε ab, der nicht mehr symmetrisch um S gruppiert ist. Nach Gauß ist die Zuteilung der günstigsten Werte S so vorzunehmen, daß $\sum \varepsilon^2$ ein Minimum wird; dabei sind nicht nur die Messungen an einer Größe S , sondern an allen Größen S zusammenzuzählen. Dann besteht die größte Wahrscheinlichkeit, daß die S den wahren Werten entsprechen. Sind die einzelnen Messungen ungleichwertig, so werden die Fehler mit *Gewichten* multipliziert, und dann ausgeglichen. Die Durchführung dieser Methode ist rechnerisch recht kompliziert; ihre Berechtigung beruht auf der Geltung des Exponentialgesetzes.

Besonders ausgedehnte Anwendung findet die Fehlerrechnung in der Astronomie und Geodäsie. *Reichenbach.*

Fehse-Ofen. Ein elektrischer Wolframrohr-Heizofen für sehr hohe Dauertemperaturen (3000°) in reduzierender Atmosphäre. Vgl. die Schnittzeichnung (Figur). Als Heizkörper dient ein kurzes, dünnwandiges, einseitig verschiebbares Wolframrohr W , dem niedrig gespannter Heizstrom ($1080 \text{ Amp.}, 7,4 \text{ Volt bei } 3000^\circ$) durch molybdänplattierte Kupferbecken K_1, K_2 zugeleitet wird. Als Behälter für das durchzuleitende Schutzgasgemisch (25% Wasserstoff und 75% Stickstoff) dient ein wassergekühltes Gehäuse; als Schutz gegen die Wärmeverluste durch Ausstrahlung, die bei

hohen Temperaturen weitaus überwiegen, sind Hüllen und eingeschobene Pflöcke aus zusammen-



Fehse-Ofen.

gebaltem dünnen Wolframdraht bzw. Molybdänbleche verwendet. Gleichmäßige Temperatur auf etwa 3 cm Länge im mittleren Rohrstück.

Carl Müller.

Feinstruktur s. Wasserstoffatommodell.

Feld, elektrisches. Zur Erklärung der von einer elektrischen Ladung ausgehenden Kraftwirkungen nimmt man an, sie sei von einem „elektrischen Feld“ umgeben, wobei Feld lediglich ein Wort für etwas ist, was nicht zu begreifen ist. Die Vorstellung, daß in diesem Feld irgendein gespannter Zustand herrscht, macht es anschaulicher. Es darf aber nicht vergessen werden, daß in Wirklichkeit nichts vorhanden ist, was gespannt sein könnte. Eine weitere Veranschaulichung liegt darin, daß die Richtung und Stärke des Feldes durch Kraftlinien dargestellt wird. Dabei soll die Richtung der Kraftlinien überall die Richtung darstellen, in welcher sich ein mit positiver Elektrizität geladener Körper in Bewegung zu setzen sucht. Die Zahl der Kraftlinien pro cm^2 soll die elektrische Kraft darstellen, das ist diejenige mechanische Kraft, die auf eine positive elektrische Einheit ausgeübt wird. Dann gilt das einfache Gesetz: Das Feld im Abstand r von einer geladenen Kugel ist $E = e/r^2$, gleich der Ladung der Kugel geteilt durch das Quadrat ihres Abstandes. Verlaufen die Kraftlinien einander parallel in konstantem Abstand, so heißt das Feld homogen. Güntherschulze.

Feld, elektrostatisches. Stellt man sich auf den Boden der Faraday-Maxwellschen Anschauungsweise, so kann man sagen, daß jeder geladene Körper in seiner Umgebung ein elektrostatisches Feld, ein Kraftfeld, erzeugt. Dabei ist es zunächst gar nicht notwendig, auf die Art der Zustandsänderung des umliegenden Mediums näher einzugehen. Das Feld ist überall durch eine bestimmte Intensität (Feldstärke) \mathcal{E} und Richtung bestimmt (Vektor). Die jeweilige Richtung ist durch die „Kraftlinien“ gegeben, welche dadurch eine anschauliche Bedeutung gewinnen, daß ein in das Feld eingeführtes Probekörperchen sich in Richtung der Kraftlinien bewegt. Die Kraftlinien eines von allen übrigen Körpern genügend weit entfernten, elektrisch geladenen Punktes sind Kugelradien mit jenem Punkt als Mittelpunkt.

Der Zustand des einen Körper umgebenden elektrischen Feldes wird durch das elektrische Potential bestimmt (s. d.), d. h. durch die Arbeit, welche nötig ist, um die elektrostatische Einheit aus dem Unendlichen an den bestimmten Punkt zu bringen.

Da es keine in sich geschlossene Kraftlinien gibt, ist das elektrostatische Feld wirbelfrei. Es ist stets rot $\mathcal{E} = 0$ zu setzen (s. Vektorrechnung).

Senkrecht zu den Kraftlinien oder Krafttröhren (s. d.) treten keine Kräfte auf. In Richtung der Röhre ist die auf die Einheitsmenge ausgeübte Kraft:

$$\epsilon \mathcal{E} = \mathcal{D}.$$

Die Verschiebung (vgl. Verschiebungselektrizität) \mathcal{D} kann also als Maß für die elektrostatische Kraft angesehen werden. In vielen Fällen wird

$$\epsilon \cdot \mathcal{E} = 4\pi \mathcal{D}$$

gesetzt.

R. Jaeger.

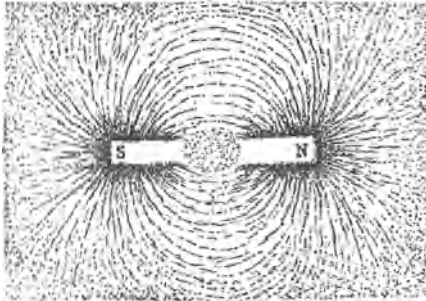
Feld, magnetisches. Die Umgebung eines Magneten, eines stromdurchflossenen Leiters, namentlich auch das Innere einer stromdurchflossenen Spule usw. bezeichnet man als deren magnetisches Feld; es läßt sich dadurch leicht sichtbar machen, daß die in diese Wirkungssphäre gebrachten Eisenkörper eine Magnetisierung erleiden, die sich in einer Anziehung oder in einer Drehung des auf Spitzen gelagerten Körpers äußert (Kompaß). Zumeist ist das Feld recht ungleichmäßig; es ist am stärksten in der Nähe des Pols eines Magneten und nimmt umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von diesem ab. Man kann sich dies dadurch versinnbildlichen, daß man annimmt, es gingen von einem punktförmigen magnetischen Pol etwa n Kraftlinien aus, in denen die magnetische Wirkung konzentriert sei; diese wird naturgemäß um so stärker, je dichter die Kraftlinien sind. Denkt man sich um den Pol eine Anzahl konzentrischer Kugelflächen mit den Radien 1, 2, 3 . . cm beschrieben, deren Oberfläche also sein würde $4r^2\pi = 4\pi; 16\pi; 36\pi$ usw. Quadratzentimeter, so würden auf das Quadratzentimeter der Oberflächen der einzelnen Kugeln

$$\frac{n}{4r^2\pi} = \frac{n}{4\pi}; \frac{n}{16\pi}; \frac{n}{36\pi} = \frac{n}{4\pi} \cdot \frac{1}{1^2}; \frac{n}{4\pi} \cdot \frac{1}{2^2}; \frac{n}{4\pi} \cdot \frac{1}{3^2}$$

usw. Kraftlinien entfallen; setzt man im obigen Falle $n = 4\pi$, so kommt auf jedes Quadratzentimeter der ersten Kugel eine Kraftlinie. Dieser Fall, wo eine senkrecht zur Richtung der Kraftlinien gedachte Fläche pro Quadratzentimeter von einer einzigen Kraftlinie geschnitten wird, gibt die Einheit der Feldstärke, also ihr Maß.

Die Richtung der Kraftlinien an einer beliebigen Stelle des Raumes erkennt man am besten mittels einer kleinen Magnetnadel, die sich immer in die Richtung der Kraftlinien einstellt. Da unsere ganze Erdoberfläche als großes Magnetfeld angesehen werden kann, das durch die magnetischen Pole der Erde hervorgebracht wird, so weist auch die Magnetnadel stets auf diese Pole hin, wird aber durch magnetische eiserne Gegenstände, welche die Gleichmäßigkeit des Erdfeldes stören, stark beeinflusst. Bei einem ungeschlossenen Magnet verlaufen die Kraftlinien durch den Luftraum von einem Pol zum anderen, wie man sich leicht dadurch veranschaulichen kann, daß man ein über den Magnet gedecktes Papier mit feiner Eisenfeile bestreut, die sich beim Klopfen in Richtung der Kraftlinien anordnet (s. nachstehende Figur).

Die Messung der Feldstärke geschieht 1. mittels einer kleinen, mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Prüfspule, deren Windungsfläche man senkrecht zur Richtung des Feldes aufstellt und die man plötzlich aus dem Feld herauszieht oder um 180° dreht (s. „Erdinduktor“). Zur Aus-



Magnetische Kraftlinien.

wertung des der Feldstärke proportionalen Galvanometerausschlags muß das Galvanometer mit Hilfe einer bekannten Feldstärke (Normalspule; s. d.) geeicht sein. 2. Mittels einer Spirale aus Wismutdraht, deren elektrischer Widerstand mit der Feldstärke wächst, aber nicht genau proportional derselben; es ist deshalb eine empirische Eichung jeder Spirale erforderlich (Lenard). Mehrere andere Methoden kommen wegen der Schwierigkeit der Anwendung oder wegen der Ungenauigkeit des Ergebnisses praktisch kaum in Betracht.

Feld, Photometer und Vergleichsfeld s. Photometer gleichfarbiger Lichtquellen.

Feldenergie. Die in einem elektrischen Feld aufgespeicherte Energie ist $U = E^2/8\pi$, wo E die Feldstärke ist.

Feldgleichungen. Die beiden Hauptgleichungen des elektromagnetischen Feldes für quasistationäre Ströme (s. d.). Sie sind die mathematische Einkleidung der beiden Maxwellschen Grundgesetze der Elektrodynamik (s. d.) und lauten:

$$(1) \quad \text{curl } \mathfrak{H} = \frac{4\pi i}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial d}{\partial t}$$

wobei \mathfrak{H} der Vektor der magnetischen Feldstärke, i der des Stromes, D der der dielektrischen Verschiebung, c die Lichtgeschwindigkeit und t die Zeit ist.

$$(2) \quad \text{curl } (\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_e) \Big\} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t},$$

wobei \mathfrak{E} der Vektor der elektrischen Feldstärke, \mathfrak{E}_e der der eingepägten elektrischen Kräfte und \mathfrak{B} der Vektor der magnetischen Induktion ist.

Eine andere Form der Feldgleichungen ist die von Heaviside-Hertz:

$$(1) \quad \frac{\Sigma}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \text{curl } \mathfrak{H} - \frac{4\pi\sigma}{c} \mathfrak{E}$$

$$(2) \quad \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \text{curl } (\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_e)$$

wobei Σ die Dielektrizitätskonstante, μ die magnetische Permeabilität, σ die spezifische Leitfähigkeit des Mediums ist und die übrigen Größen die gleiche Bedeutung haben wie oben.

Näheres s. Abraham und Föppl, Theorie der Elektrizität, B. G. Teubner.

Feldgleichungen der Gravitation s. Relativitätstheorie, allgemeine.

Feldlinse s. Okular.

Feldstärke, elektrische. Die elektrische Feldstärke fällt ihrer Richtung nach mit den Kraftlinien zusammen, jedoch ist sie selbst der Dimension nach erst nach Multiplikation mit der elektrischen Menge eine Kraft (vgl. Coulomb). Die Feldstärke ist definiert als der negative Differentialquotient des elektrischen Potentials:

$$\mathfrak{E} = -\nabla V \text{ oder } -\text{grad } V.$$

Nach Faraday stellt man die Feldstärke als Kraftlinienzahl pro Quadratcentimeter oder als Kraftliniendichte dar. Die Dimension der elektrischen Feldstärke ist im elektrostatischen System

$$[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}].$$

Elektromagnetisch ist die Dimension

$$[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-2}].$$

Die Einheit der Feldstärke hat ein Feld, in dem auf die Mengeneinheit die Kraft von 1 Dyn ausgeübt wird.

R. Jaeger.

Feldvektor s. Vektorrechnung.

Feldverzerrung. Die Veränderungen, die in einem elektrostatischen Felde eines Raumes durch eine durch den Raum hindurch wandernde elektrische Ladung (Strom) verursacht werden. Feldverzerrungen sind besonders bei den Gasentladungen groß und haben zur Folge, daß die leicht meßbaren, vor Beginn der Entladung vorhandenen elektrischen Felder nicht mehr als während der Entladung bestehend angesehen werden können.

Güntherschulze.

Fermatsches Gesetz s. Optische Abbildung.

Fermatsches Prinzip. Für den Lichtweg, die optische Länge, besteht der von Fermat aufgestellte Satz: Wenn ein Lichtstrahl durch eine beliebige Zahl von Spiegelungen und Brechungen von A nach B gelangt, so ist die Summe der Produkte nl (n Brechungsverhältnis, l Strecke) ein Grenzwert, d. h. sie weicht von der gleichen Summe für alle dem tatsächlichen Wege unendlich nah benachbarten höchstens um undeutlich kleine Glieder zweiter Ordnung ab.

Fermente. Fermente oder Enzyme sind organische Katalysatoren. Als solche beschleunigen oder hemmen sie chemische Reaktionen ohne die thermodynamisch festgelegte Gleichgewichtslage ändern zu können. Ihre chemische Zusammensetzung ist so gut wie unbekannt. Meist kommen sie mit Eiweißkörpern vergesellschaftet vor und nur wenige lassen sich einigermaßen rein herstellen. Die meisten sind selbst komplizierte eiweißartige Körper.

Ihre Wirkung ist streng spezifisch. Von manchen isomeren Körpern wird der eine nur von einem Ferment, der andere nur vom anderen gespalten. Die Fermente passen auch sterisch genau zu ihrem Substrat, das sie angreifen.

Es sind in Lösungen meist kolloide Körper. Deshalb wird auch vielfach angenommen, daß ihre große Oberfläche von Bedeutung ist, daß sie etwa das Substrat adsorbieren und die Reaktion sich dann in der Adsorptionsschicht abspielt. Daß Reaktionsgeschwindigkeiten in Adsorptionsschichten beeinflusst werden können, hat neuerdings H. Freundlich streng nachgewiesen. Ihre hohe Empfindlichkeit entspricht ganz ihrer kolloiden Natur, bei 60–70° werden sie zerstört, manche organischen Stoffe wie Chloroform, auch Salze von Schwermetallen, zerstören ihre Wirksamkeit.

Besonders empfindlich sind alle gegen Änderungen der Azidität. Darauf gründet sich die Theorie von Michaelis, nach dem die Fermente säure- oder basenartige Körper sind, welche ihrem Dissoziationszustand entsprechend den pH der Lösung ändern. Er konnte tatsächlich bei vielen Fermenten die Abhängigkeit der Wirksamkeit von dem pH in Kurven darstellen, welche ihrem Verlauf nach genau Dissoziationsgradkurven entsprechen.

Die Geschwindigkeit der Spaltung (oder Synthese) wird auch vielfach formelmäßig ausgedrückt. Meist besteht Proportionalität der Geschwindigkeit mit der Fermentmenge und mit der Konzentration des noch nicht umgesetzten Substrats. Die Reaktionsprodukte hemmen meist die Geschwindigkeit.

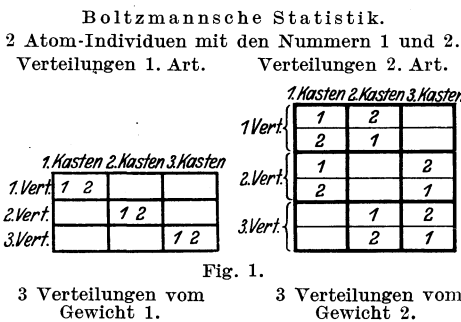
Es gibt auch organische Körper, welche die Wirkung der Fermente in spezifischer Weise fördern oder hemmen (Aktivatoren, Paralysatoren). Solche spielen in der Immunitätslehre eine bedeutende Rolle. Die letztere Gruppe bindet wahrscheinlich das Substrat und entzieht auf diese Weise das Substrat seiner Wirkung.

Die Fermente werden je nach den Reaktionen, auf welche sie einwirken, eingeteilt. Es gibt Oxydasen, Hydrolasen, Gärungsfermente und Katalase (Zerlegung von H_2O_2).
A. Gemant.

Fermi-Statistik. Die neuere Quantentheorie hat sich gezwungen gesehen, die Grundlagen der physikalischen Statistik abzuändern, d. h. eine andere Bestimmung gleich wahrscheinlicher Fälle vorzunehmen. Das Verfahren der klassischen Statistik durch Boltzmann sei durch folgendes vereinfachtes Beispiel erläutert. Es seien 3 Kästen gegeben, deren jeder einen Energiezustand des betrachteten Systems darstellt. Auf diese Kästen sollen etwa 2 Atome (oder Lichtquanten) auf alle mögliche Weise verteilt werden. Dann gibt es zwei Arten von Verteilung:

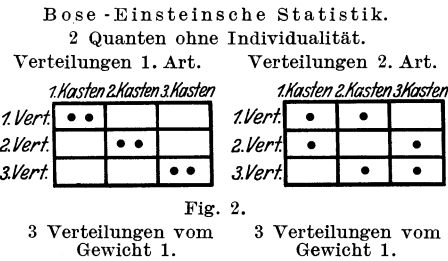
1. beide Atome in einem Kasten (3 Verteilungen);
2. jedes Atom in einem anderen Kasten (ebenfalls 3 Verteilungen).

Betrachtet man nun, wie es in der klassischen Theorie üblich ist, die Atome als Individuen, versieht sie also entsprechend mit Nummern, so haben diese beiden Arten von Verteilungen verschiedene „Gewichte“. Eine Verteilung 1. ist nur auf eine Weise realisierbar, eine Verteilung 2. ist auf zwei Arten realisierbar, da das einzelne Atom eine der Nummern 1, 2 tragen kann. Man sagt: Die 3 Verteilungen der Art 1. haben jede das „Gewicht“ 1, die 3 Verteilungen der Art 2. jede das „Gewicht“ 2 (s. Fig. 1).



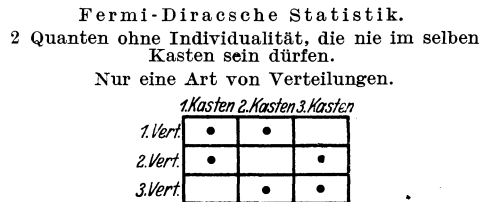
Durch diese Annahme gewinnt man die klassischen Gesetze der Energieverteilung in Gasen (Maxwellsches Verteilungsgesetz).

Man hat nun versucht, auf dieselbe Weise das Plancksche Gesetz der Hohlraumstrahlung durch Verteilung von korpuskularen Lichtquanten auf vorgegebene Energiestufen abzuleiten. Doch kommt bei Anwendung der eben angegebenen Boltzmannschen Vorschrift stets nur das empirisch falsche Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz heraus. Nun hat der Inder Bose entdeckt (und Einstein hat diese Idee weiter entwickelt), daß das richtige Strahlungsgesetz von Planck erhalten werden kann, wenn man die Boltzmannsche Gewichtsvorschrift durch die vereinfachte Regel ersetzt, daß die Gewichte in beiden Fällen 1 und 2 nicht verschieden, sondern gleich groß sind (s. Fig. 2). Dies widerspricht natürlich der Auf-



fassung der Lichtquanten als individuelle Teilchen, die sich numerieren und vertauschen lassen. Dagegen ist diese Auffassung in bester Übereinstimmung mit der neuen Quantenmechanik; denn bei dieser bedeuten die Lichtquanten nichts weiter als die Stärke der Anregung von (quantisierten) Eigenschwingungen, die sich natürlich nicht als numerierbare Einzeldinge auffassen lassen. Man kann also nicht mehr fragen, welches Teilchen ist in welchem Kasten, sondern: wieviel Quanten enthält ein Kasten, und dies bedeutet offenbar die Gleichheit der Gewichte.

Außer dieser Bose-Einsteinschen Statistik besteht aber für quantisierte Systeme noch eine andere Möglichkeit des statistischen Verhaltens. Die Eigenschwingungen eines Systems mehrerer Teilchen können nämlich entweder symmetrisch oder antisymmetrisch sein, d. h. bei Vertauschung von zwei Teilchen entweder ungeändert bleiben oder ihr Vorzeichen wechseln. Der symmetrische Fall entspricht der Bose-Einsteinschen Statistik. Der antisymmetrische Fall führt zu einer neuen statistischen Regel, die zuerst von Fermi (und unabhängig von Dirac) formuliert worden ist. Sie lautet: Jeder Kasten kann überhaupt nur ein oder kein Teilchen enthalten, und diese Fälle haben gleiches Gewicht (s. Fig. 3). Man kann



diese Regel auch so aussprechen: In einem System mehrerer Teilchen kommt es nie vor, daß irgend zwei in genau dem gleichen Quantenzustand sind.

Daß dies für Elektronen streng richtig ist, zeigt ein spektroskopisches Gesetz, das man die Paulische Auswahlregel nennt. Neuere Untersuchungen zeigen, daß auch die positiven Elektrizitätsatome oder Protonen der Fermi-Statistik genügen. Die gewöhnlichen Gase, die aus Protonen und Elektronen aufgebaut sind, verhalten sich nach der einen oder anderen Weise je nach der Anzahl der in ihren Atomen enthaltenen Protonen und Elektronen.

Die wichtigste Anwendung der Fermi-Statistik ist die Elektronentheorie der Metalle. Während die klassische Boltzmann-Statistik falsche Gesetze für die Leitfähigkeit, Thermokräfte usw. der Metalle liefert, konnten Sommerfeld u. a. den Nachweis führen, daß mit Hilfe der Fermischen Statistik das elektrische Verhalten der Metalle in befriedigender Weise erklärbar ist. *M. Born.*

Ferngasleitung s. Verbrennungskraftmaschine.

Fernhörer s. Telefon.

Fernrohr s. Himmelfernrohr, Holländisches Fernrohr, Erdfernrohr, gebrochene Fernrohre, Prismenfernsteher, Sehrohr, Zielfernrohr.

Fernrohrvergrößerung s. Vergrößerung.

Fernsehen, elektrisches. Die Übertragung der einzelnen Bildelemente erfolgt beim el. Ferns. genau ebenso wie bei der Bildtelegraphie (s. d.). Nur kommt es hier darauf an, die einzelnen Bilder möglichst geschickt zu zerlegen und wieder zusammensetzen, da beim Fernsehen das ganze Bild gleichzeitig erscheinen muß. Außerdem müssen in der Sekunde 10—16 Bilder übertragen werden, wenn man einigermaßen flimmerfrei beobachten will. Berechnet man nun die Zahl der Bildpunkte, die bei einer Normalgröße 10×10 cm übertragen werden müssen, wenn man 10 Bilder pro Sekunde zugrunde legt, so ergibt sich folgende Tabelle:

Zahl der Bildpunkte pro mm:	1	2	5
pro sek:	100 000	400 000	2 500 000

Da die Zahl von 10 Bildern pro Sekunde noch sehr gering ist und man mit 5 Bildpunkten pro mm rechnen muß, erhält man eine so hohe Modulationsfrequenz, daß man für die Übertragung der Bilder zum Fernsehen nur mit den Radiokurzwellen rechnen kann.

Zur Bilderlegung bzw. Zusammensetzung benutzt man hauptsächlich 4 Systeme:

1. Die Nipkowsche Scheibe ist eine Scheibe mit so viel Löchern, als das Bild Zeilen hat. Die Löcher sind spiralförmig auf Radien von gleichem Winkelabstand angeordnet, so daß bei einer Umdrehung der Scheibe das ganze Bild abgetastet wird.

2. Ein zweites Verfahren besteht darin, zwei Schlitzscheiben, die sich so überdecken, daß stets nur ein Bildpunkt freigegeben wird, rotieren zu lassen, und zwar dreht sich die eine um soviel Male schneller, als die andere Schlitz trägt. Auf diese Weise tastet die eine Scheibe die Zeilen, die andere die einzelnen Punkte jeder Zeile ab.

3. Eine Oszillographenschleife, die die einzelnen Zeilenpunkte abtastet, ist kippbar angeordnet, und zwar so, daß durch die Kippbewegung die einzelnen Zeilen abgetastet werden.

4. Auf einem Radkranz sind kleine Spiegel in der Anzahl der Bildzeilen unter verschiedenen Winkeln angeordnet, so daß bei der Drehung von jedem Spiegel eine Zeile abgetastet wird.

Das Senden der Bilder geschieht sonst ebenso wie bei der Bildtelegraphie. Auf der Empfängerseite verwendet man neben der Kerrzelle noch leicht

ansprechende Glimmlampen in geeigneten Anordnungen. Neuerdings haben Telefunken-Karolus-Siemens die Dosierung und Bewegung des Lichtstrahls zu trennen gesucht, indem sie den Lichtstrahl in voller Stärke über die Bildfläche bewegten, diese aber durch eine Kerrzelle hindurch beobachteten.

In Deutschland hat man angefangen, die Fernsehgeräte zu normen. Man hat sich zu folgenden Normen entschlossen:

Bildzahl: $12\frac{1}{2}$ pro sec.

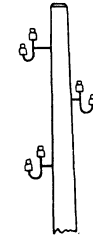
Bildzeilen: 30 Bildpunkte pro Bild: 720.

Bildpunkte pro sec: 9000.

Auf diese Weise soll es ermöglicht werden, das Fernsehen auf Rundfunkwellen zu betreiben, und zwar ergibt sich dafür ein Frequenzband von der Breite von 9000 Hertz. Man hofft auf diese Weise, das Fernsehen mittels billiger Apparate genau so allgemein im Rundfunk einzuführen wie den Hörempfang und verzichtet daher auf die Bildschärfe, denn 720 Punkte für jedes Bild sind sehr wenig. Da sich die Bilder aber bewegen, so fällt die Bildschärfe nicht zu sehr ins Gewicht.

Klingsporn.

Fernsprechleitungen. Als Leiter verwendet man Drähte von 2 bis 5 mm Durchmesser aus Hartkupfer, Bronze und Eisen, als Isolatoren Glockenisolatoren. Es werden eine große Anzahl von Leitungen auf einem Gestänge verlegt. Die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Leiter infolge der magnetischen und elektrischen Kopplung beseitigt man durch geeignete Anordnung der Leiter. Solche Anordnungen sind unter anderem von Christiani angegeben worden. Die Leiter jeder Schleife sind dabei auf J-Stützen verlegt, die nach nebenstehender Figur am Mast angeordnet sind. Jedoch hat diese Anordnung den Nachteil, daß nur wenige Leitungen an einem Mast geführt werden können. Bei einer großen Anzahl von Drähten ordnet man deshalb die einzelnen Schleifen mit 20 cm Abstand horizontal auf den Traversen an. Der vertikale Abstand der Traversen soll mindestens 50 cm betragen. Die dann noch vorhandene Beeinflussung wird durch Kreuzen der Schleifen und durch Platzwechsel der einzelnen Viererleitungen so weit wie möglich beseitigt.



Anordnung von Fernsprechleitungen mit großer Störungsfreiheit.

K. Pohlhausen.
Näheres s. F. Breisig, Theoretische Telegraphie. II. Aufl. 1924. Braunschweig, Vieweg.

Fernthermometer. Fernthermometer sind solche Thermometer, welche die Temperatur eines Raumes in der Ferne anzeigen. Sie werden seit langer Zeit für die Zwecke der Feuermeldung benutzt. In der Regel handelt es sich dabei um eine sehr einfache Form von Meßinstrumenten, welche man auch wohl Alarmthermometer nennt und deren Aufgabe darin besteht, die Überschreitung einer Höchsttemperatur der Überwachungsstelle bekannt zu geben.

Wesentlich höhere Anforderungen stellt der Heizungsingenieur an das Fernthermometer. Er verlangt nicht nur die Fernmeldung einer höchsten und einer niedrigsten Temperatur, sondern er wünscht meist auch noch eine Kenntnis vom Steigen oder Fallen der Temperatur am fernen Ort zu erlangen, um danach die Zentralheizung für die

verschiedenen von ihm versorgten Teile eines Gebäudes einstellen zu können.

Ähnliche Wünsche hat der Maschineningenieur, wenn er den Wärmesuztand der empfindlichen Teile seiner Maschinen überwachen soll; namentlich die auf einen engen Raum zusammengedrängten Maschinen eines Schiffes bedürfen sorgfältiger Wartung.

In neuerer Zeit gewinnen auch technische Betriebe in immer steigendem Maße Interesse an der Fernmeldung von Temperaturen; die hier zutage tretenden Bedürfnisse beschränken sich nicht mehr auf enge Bereiche, sondern erstrecken sich auf alle der Messung überhaupt zugänglichen tiefen, mittleren und hohen Temperaturen.

1. Alarmthermometer. Ihr wirksamer Teil ist ein Quecksilber- oder ein Metallthermometer. In ein Quecksilberthermometer gewöhnlicher Art ist unten in die Kugel und bei einem bestimmten Gradstrich je ein Platindraht eingeschmolzen. Werden beide Drähte mit Zwischenschaltung einer galvanischen Batterie und eines Läutewerks miteinander verbunden, so wird der durch Temperaturanstieg sich verlängernde Quecksilberfaden den Stromkreis schließen und das Läutewerk in Tätigkeit setzen.

Es sind zahlreiche Versuche unternommen, die Alarmtemperatur am selben Thermometer veränderlich zu machen. Die bekanntesten Mittel zur Erreichung dieses Zieles sind einerseits die Veränderung der Quecksilbermenge im Thermometer, wie sie dem Chemiker vom Gebrauch der sog. Beckmannschen Thermometer (s. d.) geläufig ist; andererseits hat man statt des festen eingeschmolzenen oberen Kontaktes einen Kontakt durch ein Eisenstäbchen vorgesehen, das an einer schwachen Spiralfeder hängend durch einen von außen wirkenden Magneten mit mäßiger Reibung in der Thermometerkapillare verschoben werden kann. Endlich hat man das Ziel der Fernmeldung mehrerer Temperaturen dadurch zu erreichen gesucht, daß man statt eines in die Kapillare eingeschmolzenen Metalldrahtes deren mehrere anordnet, die gleich weit, etwa um je einen Temperaturgrad voneinander entfernt sind. Da jeder neu hinzugefügte Kontakt eine weitere Leitung zum Beobachtungsort bedingt wird ein solches Mehrfach-Alarmthermometer ein recht ungeschicktes Instrument.

2. Thermometer mit mechanischer Übertragung. Im Gegensatz zu den Alarmthermometern zeigen die übrigen Fernthermometer nicht einzelne Temperaturen sprungweise, sondern alle Temperaturen in einem größeren oder kleineren Bereich kontinuierlich an. Die ältesten und auch heute wohl noch am meisten verbreiteten Instrumente dieser Art benutzen eine mechanische Übertragung. Letzten Endes ist in diesem Sinne jedes Quecksilberthermometer, dessen Teilung nicht unmittelbar an die Kugel anschließt, als ein Fernthermometer anzusprechen. Man hat in der Tat gläserne Quecksilberthermometer von 3—4 m Länge, deren Gefäß nur wenige Zentimeter lang und deren Skale nicht länger als $\frac{1}{2}$ m ist. Zwischen Gefäß und Teilung ist ein Halsstück mit engem Kaliber eingeschmolzen, durch das hindurch das Quecksilber aus dem Gefäß in die Teilungskapillare hinübergeschoben wird. Solche Thermometer sind zum festen Einbau in hoch oder tief temperierte Räume (Schornsteine oder Kühlhäuser oder dergleichen) bestimmt. Das lange Halsstück befindet sich in der Wand; das enge Kaliber dieses Stückes ist erforderlich, um die von der wechselnden Temperatur der

Wand herrührende Unsicherheit, die eine ähnliche Rolle spielt wie die Unsicherheit in der Kenntnis der Temperatur des herausragenden Fadens eines Quecksilberthermometers, nach Möglichkeit herabzumindern.

Die schwierige Herstellung solcher gläserner Umgehauer und ihre leichte Verletzbarkeit hat zur Konstruktion metallischer Quecksilberthermometer geführt. Als Fernthermometer sind sie ganz wie die eben beschriebenen gläsernen Thermometer eingerichtet. Die Übertragung der Ausdehnung des Quecksilbers im Gefäß geschieht durch ein nach Bedarf mehrere Meter langes biegsames enges Stahlrohr, die Ablesung an einem geteilten Glasrohr, das an das Ende der Stahlkapillare angekittet ist.

Gebrauchlicher ist es, nicht die durch die Temperaturerhöhung hervorgerufene Ausdehnung des Quecksilbers selbst zu beobachten, sondern den bei der Ausdehnung entstehenden inneren Druck des Thermometers auf ein mit dem Ende der Stahlkapillare verbundenes Manometer wirken zu lassen, das man zu diesem Zweck in Temperaturgrade einteilt.

Bei Anwendung langer Leitungen werden die Angaben der Metall-Quecksilberthermometer gleichen der gläsernen Thermometer mit langem Halsstück von der Temperatur der Übertragungskapillare abhängig.

3. Spannungsthermometer. Von dieser Fehlerquelle wird man bei den Spannungsthermometern unabhängig, deren Wirksamkeit nicht auf der Ausdehnung einer Flüssigkeit, sondern auf dem Druck ihres gesättigten Dampfes beruht. Das vielfach als Tauchkörper bezeichnete Gefäß eines solchen Thermometers ist je nach der zu messenden Temperatur mit einer leichter oder schwerer siedenden Flüssigkeit teilweise gefüllt. Die Flüssigkeit steht unter ihrem eigenen Sättigungsdruck, der mit steigender Temperatur des Tauchkörpers beschleunigt anwächst und durch ein längeres oder kürzeres Verbindungsrohr auf ein Manometerzeigerwerk übertragen wird. Die Übertragung wird dadurch möglich, daß ein Teil der Flüssigkeit des Tauchkörpers in die niedriger temperierte Leitung hinüberdestilliert und diese und auch die Manometerfeder anfüllt. Wir haben es hier also mit einer rein hydrostatischen Übertragung des Druckes vom Tauchkörper auf das Zeigerwerk zu tun, die von der Art und von der Temperatur der Übertragungsflüssigkeit vollkommen unabhängig ist. Man verwendet für Temperaturen von $+35^{\circ}$ bis $+180^{\circ}$ C Äther, oberhalb 360 bis 750° C Quecksilber als Füllflüssigkeit. Die Spannungsthermometer werden vielfach Thalpotasimeter genannt.

4. Thermometer mit elektrischer Übertragung. Der Wirkungsbereich aller mechanisch übertragenden Fernthermometer ist naturgemäß ein beschränkter, Entfernungen von 50 m werden selten erreicht, Entfernungen von 100 m nur unter besonders günstigen Umständen überschritten. Bei noch größeren Entfernungen ist man einzig und allein auf die einer räumlichen Beschränkung kaum unterworfenen elektrischen Übertragung angewiesen.

Über die elektrischen Fernthermometer ist hier wenig zu sagen. Es werden sowohl das Thermoelement (s. d.) wie das Widerstandsthermometer (s. d.) benutzt, beide in der Form, daß sie auf eine selbstzeigende Meßvorrichtung geschaltet sind. An die Meßvorrichtung können in der Regel mehrere Thermometer gleichzeitig angeschlossen

und durch Betätigung eines Umschalters hintereinander abgelesen werden. — An Stelle der einfachen Zeigerinstrumente werden jetzt vielfach für beide Arten elektrischer Thermometer Registrier- vorrichtungen verwendet, darunter solche, welche gleichzeitig die Temperaturen mehrerer Thermometer aufzeichnen.

Scheel.
Näheres s. Scheel und Ebert, Fernthermometer, Halle a. S. 1925.

Fernwirkungstheorie. Die Fernwirkungstheorie der Elektrizität und des Magnetismus betrachtet die zwischen elektrischen Ladungen und Magnetpolen unter sich beobachteten Kräfte als Wirkungen, die die Elektrizitätsmengen und Magnetpole in die Ferne aufeinander ausüben. Da diese Annahme zur Beschreibung der Erscheinungen genügt, verzichtet die Fernwirkungstheorie grundsätzlich darauf, Vermutungen darüber anzustellen, auf welche Weise diese Fernwirkungen zustande kommen. Im Gegensatz zu ihr steht die von Faraday entwickelte Theorie des elektrischen, magnetischen und elektromagnetischen Feldes.

Güntherschulze.
Ferrarisinstrumente, auch Drehfeldinstrumente genannt, sind nur für Wechselstrom benutzbare, technische Strommesser, bei denen das Drehfeld durch eine Kunstphase erzeugt wird. Der zu den Klemmen geführte Wechselstrom wird durch eine Induktionsspule in zwei um nahezu 90° verschobene Ströme zerlegt, welche zwei räumlich um 90° gegeneinander versetzte Polpaare erregen und dadurch auf eine drehbare Aluminiumtrommel infolge der induzierten Ströme ein Drehmoment ausüben, dem eine Feder entgegenwirkt. Durch eine besondere Anordnung der Feder kann es erreicht werden, daß die Skalenteilung von einem bestimmten Meßbereich an nahezu proportional ausfällt. Die Instrumente zeichnen sich durch gute Konstanz, gute Dämpfung und verhältnismäßige Unempfindlichkeit gegen fremde Magnetfelder aus.

W. Jaeger.
Näheres s. G. Keinath, Die Technik der elektr. Meßgeräte, K. Oldenbourg, München-Berlin.

Ferromagnetismus (s. auch Magnetismus). Unter Ferromagnetismus versteht man die besonders starke Magnetisierbarkeit hauptsächlich des Eisens, sodann auch des Nickels, Kobalts und der sog. Heuslerschen Legierungen. Aber nicht nur im Grad, sondern auch in der Art der Magnetisierbarkeit zeigt sich ein gewisser Unterschied gegen den Paramagnetismus insofern, als bei letzterem die Suszeptibilität (s. d.) bis zu sehr hohen Feldstärken hinauf konstant bleibt, während sie bei den ferromagnetischen Körpern mit wachsender Feldstärke erst zu-, dann abnimmt. Außerdem zeigen alle ferromagnetischen Körper im Gegensatz zu den paramagnetischen die Erscheinung der Hysterese (s. d.), die darin besteht, daß nach Aufhören der magnetisierenden Kraft der Körper nicht direkt den unmagnetischen Zustand wieder annimmt, sondern einen anderen, der durch die Wirkung der vorhergehenden Magnetisierung bedingt ist.

Die höchste Permeabilität (s. d.) besitzt Permalloy (s. d.) mit 50—100 000, sodann reines Eisen, namentlich durch Glühen vom Wasserstoffgehalt befreites Elektrolyteisen, bei welchem ebenfalls schon Werte von 10—20 000 beobachtet wurden, während die Permeabilität von gutem technischen Material etwa bis zu 5000 steigt. Auch der Sättigungswert (s. d.) $4\pi\mathfrak{J}$ wächst mit zunehmender Reinheit und erreicht im günstigsten Falle beim Eisen 21 600; eine Ausnahme bilden nur die Eisen-

kobaltlegierungen, deren Sättigungswerte noch höher liegen, und die infolgedessen für die Pole der Elektromagnete mit Vorteil verwendet werden.

Gumblich.
Festigkeit, dielektrische s. Dielektrische Festigkeit.

Festigkeit (Starrheit) der Erde. Die moderne Forschung hat ergeben, daß die Erde gegenüber den auf sie wirkenden Kräften nicht als absolut fester Körper aufzufassen ist, sondern eine gewisse Nachgiebigkeit besitzt. Zur Bestimmung des Festigkeitskoeffizienten der Erde stehen uns mehrere Methoden zur Verfügung.

1. Die Bestimmung aus der Periode der Polhöhenchwankung (s. d.). Wäre die Erde absolut fest, so müßte in der Veränderlichkeit der Polhöhe die Eulersche Periode von 303,8 Tagen zum Ausdruck kommen. Durch die Nachgiebigkeit der Erdmasse wird diese Periode auf etwa 430 Tage (Chandlersche resp. Newcombsche Periode) verlängert. Aus dem Unterschied der beiden Perioden läßt sich auf den Grad der Festigkeit schließen. Unter Einführung des Wiechertschen Dichtegesetzes (s. Dichte im Erdinnern) findet Herglotz den Starrheitskoeffizienten gleich $11,68 \times 10^{11}$ cgs.

Durch die Verschiebung der Erdachse im Erdkörper, die ja die Veranlassung zur Polschwankung ist, wird das Meer gezwungen, jeweils eine andere Gleichgewichtsfigur anzunehmen (Polflut), wodurch der Druck der Wassermassen auf den Erdkörper sich ständig verändert. Bringt man die dadurch bedingte Deformation der Erde in Rechnung, so erhält man nach Schweydar für den Starrheitskoeffizienten den Wert $16,4 \times 10^{11}$ cgs.

2. Die Beobachtung der Fluterscheinung des Meeres. Wäre die Erde ganz flüssig, wie das Wasser, so würde an einem an der Küste aufgestellten Flutmesser überhaupt keine Gezeiten beobachtet werden. Wäre dagegen die Erde absolut fest, so würde die ganze Erscheinung zur Beobachtung kommen. Da aber die Erde einen gewissen Grad von Nachgiebigkeit besitzt, so erscheint an dem Flutmesser die Gezeitenbewegung in entsprechendem Maße reduziert. Aus der Größe der verbleibenden Flut kann auf den Grad der Nachgiebigkeit geschlossen werden. Dazu ist es aber notwendig, den theoretischen Wert der Flut zu kennen, wie sie sich auf einer vollständig starren Erde abspielen würde. Nun sind wir aber nicht imstande, bei den kurzperiodischen Gezeiten ihren theoretischen Wert anzugeben, weil wegen der Trägheit des Wassers das Problem zu kompliziert ist. Nur bei langsamen Fluten, wie z. B. bei der 14tägigen Mondflut, bei welcher die Trägheit weniger Rolle spielt, kann man annehmen, daß sie sich nach der Gleichgewichtstheorie (s. d.) abspielt. Unter diesen Voraussetzungen findet Thomson, daß die beobachteten Fluten nur zwei Drittel ihres theoretischen Wertes erreichen. Schweydar findet aus der Diskussion von 198 Beobachtungsstationen nach der Methode von Thomson den Wert $6,09 \times 10^{11}$ cgs, also etwas weniger als die Festigkeit des Stahles.

3. Bestimmung aus der Bewegung von Horizontalpendeln (s. d.) unter dem Einfluß der fluterzeugenden Kräfte. Die Gleichgewichtslage eines Horizontalpendels ist durch die Bedingung gegeben, daß der Schwerpunkt des Pendels mit der Achse in eine Vertikalebene fallen muß. Ändert sich die Richtung der Lotlinie durch den Einfluß einer Gravi-

tationskraft, oder ändert sich die Richtung der Achse durch Verschiebung der Erdscholle, auf welcher das Instrument steht, so antwortet das Pendel in beiden Fällen mit einem entsprechenden Ausschlag. Bleibt also die Scholle fest und ändert sich nur die Lotlinie, so kommt der ganze Betrag der Störung im Ausschlage des Pendels zum Ausdruck. Gibt aber die Scholle selbst nach, und folgt in gewissem Maße dem Einflusse der Kraft, so wird der Ausschlag kleiner ausfallen. Wäre die Nachgiebigkeit der Erde eine vollständige, so müßte der Ausschlag ganz verschwinden. Der Vergleich des theoretisch für die feste Erde berechneten Ausschlages mit dem beobachteten Werte zeigt den Einfluß der Nachgiebigkeit der Erde. Schweydar findet wieder mit Berücksichtigung des Gezeitendruckes den Wert $19,3 \times 10^{11}$ egs.

4. Bestimmung aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen. Die longitudinalen Wellen liefern für die Erdoberfläche Werte der Starrheit zwischen $2,8$ und $3,1 \times 10^{11}$ egs, die transversalen $3,83 \times 10^{11}$ egs, somit Werte, welche mit denen der anderen Methoden hinlänglich übereinstimmen. Eine solche Übereinstimmung ist übrigens keine unbedingte Notwendigkeit. Ein und dasselbe Material reagiert auf Beanspruchung verschiedener Art in verschiedener Weise. Unter der Annahme, daß die Festigkeit, an der Oberfläche mit einem Werte zwischen $2,5$ und $3,0 \cdot 10^{11}$ egs beginnend, nach innen stetig zunimmt, findet Prey den Ausdruck $16 \cdot 11^{11} (1 - 0,83 r^2)$ egs.

Unter der durch die Erdbebenbeobachtungen wahrscheinlich gemachten Annahme, daß die Festigkeit im Erdkern sehr klein ist, ergibt sich zu einem Oberflächenwert $3,0 \cdot 10^{11}$ der Ausdruck: $60 \cdot 10^{11} r^2 (1 - 0,95 r^2)$ zu einem Oberflächenwert:

$6,0 \cdot 10^{11}$ der Ausdruck: $57 \cdot 10^{11} r^2 (1 - 0,89 r^2)$. Im ersten Fall beträgt das Maximum $158 \cdot 10^{11}$ und tritt in einer Tiefe von 1650 km auf, im zweiten Fall: $160 \cdot 10^{11}$ in einer Tiefe von 1590 km. Der Mittelpunktswert ist in beiden Fällen gleich Null.

Die Möglichkeit, daß sich unter der Erdrinde eine zähflüssige Schicht, die etwa mit geschmolzener Lava vergleichbar wäre, befindet, muß nach den neuesten Untersuchungen Schweydars gelehnet werden.

A. Prey.

Näheres s. W. Schweydar, Untersuchungen über die Gezeiten der festen Erde (Veröffentl. des preuß. geod. Institutes, Neue Folge Nr. 54). A. Prey, Über die Elastizitätskonstante der Erde (Gerlands Beiträge zur Geophysik. Bd. 23).

Festigkeit eines Materials. Die größte Beanspruchung, die ein Material aushält, bevor Bruch eintritt, heißt Festigkeit des Materials und man spricht je nach dem betreffenden Spannungszustande von Zug-, Druck-, Schub-, Biegungs- oder Torsionsfestigkeit. Die betreffenden Bruchspannungen werden erhalten, indem man die höchste erreichte Last durch die bei Beginn des Versuchs vorhandenen Querschnittsgrößen dividiert. Die beim Versuch eintretenden Änderungen der Abmessungen des Versuchskörpers werden dabei grundsätzlich nicht berücksichtigt. Nach der Zahl, Richtung und Höhe der zum Bruch führenden Belastungen unterscheidet man *Tragfestigkeit* (dauernde ruhende Belastung mit der Spannung σ_T , die vom Versuchskörper gerade noch getragen werden kann, ohne daß Bruch eintritt), *Ursprungsfestigkeit* (Höhe der Spannung σ_U ,

welche der Körper eben noch aushält, wenn die Beanspruchung beliebig oft zwischen 0 und σ_U schwankt, ohne ihre Richtung zu ändern), *Schwingungsfestigkeit* (σ_{Schw} , desgleichen, wenn die Spannung σ beliebig oft zwischen gleich hohen positiven und negativen Spannungen wechselt, so daß immer $-\sigma_{Schw} \leq \sigma \leq +\sigma_{Schw}$ ist) und *Arbeitsfestigkeit* (bei oftmaligem Spannungswechsel zwischen zwei dem Betrage nach nicht gleich hoch liegenden Grenzspannungen $\min \sigma$ und $\max \sigma$, die der Versuchskörper gerade zu ertragen vermag, die größere der beiden Spannungen $|\min \sigma|$ bzw. $|\max \sigma|$).

Die verschiedenen oben genannten Festigkeitszahlen hängen sehr stark von der Art der Belastung und von der Vorgeschichte des Materials ab. Sie schwanken auch sehr stark mit dem Material. Die folgenden Bemerkungen beziehen sich auf Beanspruchung durch Normalspannungen. Sie gelten jedoch sinngemäß ebenso für Torsionsspannungen oder allgemeine Spannungszustände. Wir beschränken uns dabei auf die Verhältnisse bei Stahl, die am besten bekannt sind. Bei anderen Stoffen sind die Zusammenhänge im großen Ganzen ähnlich.

Die Bruchspannung aller Stoffe ändert sich in gewissen Grenzen mit der Belastungsgeschwindigkeit. Als mittlere Geschwindigkeit der Zunahme der Spannungen kann beim gewöhnlichen Zugversuch mit Stahlstäben 100 kg/cm^2 in der Minute gelten. Die Tragfestigkeit σ_T unterscheidet sich nicht wesentlich von der mit dieser Geschwindigkeit des Spannungszuwachses ermittelten Zerreißfestigkeit σ_B , denn es ist im Mittel etwa $\sigma_T = 0,98$ bis $0,99 \sigma_B$. Wird dagegen der Zerreißversuch sehr viel schneller durchgeführt, so ergeben sich für σ_B wesentlich höhere Werte, die mit abnehmender Versuchsdauer schnell anwachsen. Für die Streckgrenze σ_S gilt gleiches, nur sind die Unterschiede zwischen dem gewöhnlichen Zerreißversuch und der Spannung durch dauernde, ruhende Last bedeutender. Nach den bisherigen Erfahrungen führt ein *Dauerversuch* (oftmalige Wiederholung von Belastung und Entlastung) bei Stahl und Schmiedeeisen immer zum Bruch, wenn die Streckgrenze des Materials überschritten wird. Die Schwingungsfestigkeit σ_{Schw} beträgt nach neueren Versuchen bei Stahl mindestens ein Drittel der Zerreißfestigkeit σ_B . Für manche Stahlsorten steigt die Verhältniszahl $\sigma_{Schw} : \sigma_B$ aber auch bis zu etwa $0,7$ an. Die Ursprungsfestigkeit σ_U liegt für viele untersuchte Stähle im Mittel bei etwa $\frac{2}{3} \sigma_B$.

Wöhler, dessen Forschungen auf dem Gebiete der Dauerfestigkeit der Werkstoffe bahnbrechend waren, gab bereits vor mehr als einem halben Jahrhundert für die Zahlen der Dauerfestigkeit die Verhältnisgleichung $\sigma_{Schw} : \sigma_U : \sigma_T = 1 : 2 : 3$. Nach Graf wird diese Gleichung auf Grund des Durchschnitts vieler Versuchsreihen der letzten Zeit jedoch besser ersetzt durch $\sigma_{Schw} : \sigma_U : \sigma_T = 1 : 1,5 : 1,7$.

F. Schleicher.

Näheres s. A. Föppl, Festigkeitslehre. Leipzig 1919. 7. Aufl. — v. Kármán, Physikalische Grundlagen der Festigkeitslehre. Enzykl. d. mathem. Wissenschaften. Bd. IV, Art. 31. — O. Graf, Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente, Berlin 1929.

Festigkeitsberechnung. Läßt man die Belastung eines Körpers langsam und gleichmäßig anwachsen, so nehmen die Spannungen (kleine Formänderungen des Körpers vorausgesetzt) proportional der Belastung zu. Bei einer gewissen Belastung wird das Material zu fließen beginnen, so daß beträchtliche bleibende Formänderungen auftreten. Man sagt, der Spannungszustand ist an der Fließgrenze. Bei weiterer Laststeigerung wird schließlich Bruch eintreten. Die Verhältniszahl

$$n = \frac{\text{Last an der Fließgrenze}}{\text{tatsächlich vorhandene Last}}$$

heißt Sicherheit gegen Erreichen der Fließgrenze. Die Sicherheit gegen Erreichen der Elastizitätsgrenze und die Sicherheit gegen Bruch sind die Verhältnisse der entsprechenden Grenzlasten zur tatsächlich vorhandenen Last.

Die zulässige Spannung σ_{zul} ist bei Bauwerken, Maschinenteilen ein Bruchteil der Spannung

$$\sigma_{zul} = \frac{\sigma_E}{n}$$

an der Elastizitätsgrenze $\sigma_{zul} = \frac{\sigma_E}{n}$. In früherer Zeit wurde nur die Sicherheit gegen Bruch betrachtet, was sich aber mit Rücksicht auf die Ermüdungserscheinungen unter oftmaliger Belastung, bei welchen die Elastizitätsgrenze eine wichtige Rolle spielt, als unzulänglich herausgestellt hat. Die Höhe des Sicherheitskoeffizienten n schwankt je nach dem Material, Art der Beanspruchung, Wichtigkeit des Konstruktionsteils usw. sowie je nach der Zuverlässigkeit der Berechnungsart in den weitesten Grenzen (etwa 2 bis 20). Bei Stahl und Schmiedeeisen wird die zulässige Spannung oft auch auf die Proportionalitäts- oder auf die Fließgrenze bezogen, was in den Sicherheitskoeffizienten nur wenig ausmacht, da dort σ_p , σ_E , σ_F nahe beieinander liegen (s. Art. Elastizität fester Körper).

Die Sicherheit gegen Erreichen der Elastizitätsgrenze wird im allgemeinen von Punkt zu Punkt des Körpers verschieden sein. Bei technischen Objekten ist es wegen der guten Baustoffausnutzung ein Idealziel, die Abmessungen und Form des Körpers so zu wählen, daß die Sicherheit in allen Teilen gleich groß ist. Körper, bei denen dies der Fall ist, heißen Körper gleicher Festigkeit.

Ziel der Festigkeitsberechnung ist somit 1. anzugeben, ob ein bestimmter, durch bekannte Kräfte beanspruchter Körper eine Belastung ertragen kann, ohne daß er Formänderungen erleidet, die eine gewisse vorgegebene Grenze überschreiten („schädliche“ Formänderungen), oder ob der Körper gar bricht; 2. anzugeben, wie groß die Sicherheit gegen Erreichen der Elastizitätsgrenze des Baustoffs ist; 3. Anhaltspunkte für die Dimensionierung und zweckmäßige Formgebung des Körpers zu liefern.

Ist ein bestimmter Körper gegeben, so ist es die Sache der Elastizitätstheorie, Spannungszustand und Verzerrungszustand des Körpers als Funktion seiner Belastung zu ermitteln. Für die Angabe der Sicherheit gegen Erreichen der Elastizitätsgrenze braucht man dann noch einen Maßstab für die Höhe der Beanspruchung in Abhängigkeit vom Spannungszustand. Über den letzteren vgl. den Art. Plastizität. *F. Schleicher.*

Festigkeitsvorschriften für Flugzeuge. In allen Ländern bestehen Vorschriften über die Festigkeit der Bauteile eines Flugzeugs. In der Regel wird verlangt, daß die beanspruchten Glieder für verschiedene Belastungsfälle gewisse Vielfache des

Flugzeuggesamtgewichts aufnehmen können. Als Beispiel für solche Vorschriften wird hier eine

Deutsche Lastvielfache

für rechnerische Untersuchungen; für Belastungsversuch (Werte).

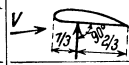

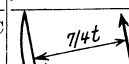
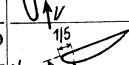
Flugzeuggröße:		I	II	III	IV	V
Vollgewicht kg		über 5000	2500-5000	2500-4000	1200-2500	bis 1200
Nutzlast „			1000-2000	800-1500	400-800	bis 400
Belastungsfälle		Vielfache v. (Vollgew.-Flügelgew.)				
Flügel	Fall A Abfangen 	3,5 (4,0)	4,0 (4,8)	4,5 (5,5)	4,5 (5,8)	5,0 (6,5)
	Fall B Gleitflug 	2,5 (2,5)	2,5 (2,6)	3,0 (3,2)	3,0 (3,3)	3,5 (4,0)
	Fall C Sturzflug 	1,2 (1,2)	1,5 (1,5)	1,75 (1,75)	2,0 (2,0)	2,0 (2,0)
	Fall D Rückenflug 	—	—	2,5 (2,8)	2,5 (2,8)	3,0 (3,5)
Fahr-gestell (für Berechnung und Belastung)	Stoß von unten	6	6	6	6	6
	Stoß von vorn	4	4	4	4	4
	Stoß seitwärts	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6
Leitwerk (für Berechnung und Belastung)	Flächenbelastung kg/m²					
	Schwanzflächen	120	120	150	180	200
	Querruder	200	200	200	200	200

Tabelle angegeben, welche die deutschen Bestimmungen (die allerdings zur Zeit neu bearbeitet werden) enthält. *L. Hopf.*

Fettfleckphotometer—Bunsenphotometers. Photometer für Messung von Lichtstärken.

Feuchtigkeit s. Hygrometer, Psychrometer und Luftfeuchtigkeit; s. a. Einheitslichtquellen Nr. 4.

Feuerkugeln s. Meteore.

Feuerlose Lokomotive s. Wärmespeicher.

Feuerzeug, pneumatisches. Das pneumatische Feuerzeug von Mollet beruht auf der Tatsache, daß Luft, welche durch einen Stempel in einem Rohr sehr schnell und stark zusammengedrückt wird, durch die dabei entstehende plötzliche Kompressionswärme, eine sehr hohe Temperatursteigerung bis zur Entzündung brennender Stoffe erfährt. Wichtige Anwendungen hat dieses Zündungsprinzip bei neueren Verbrennungsmotoren (Dieselmotoren) gefunden, wo der eingespritzte Brennstoff durch Kompressionserhitzung hochverdichteter Verbrennungsluft entzündet wird. *Carl Müller.*

Feussnerscher Kompensator s. Kompensator.

Fieberthermometer s. Maximumthermometer.

Filter. Filter, die die Photographie verwendet, haben den Zweck, Licht gewisser Wellenlänge bei der Abbildung entweder ganz auszuschalten, oder doch wenigstens in seiner Wirkung abzuschwächen. Diese Filter bestehen meist aus Glas, und zwar kann man da etwa zweierlei verschiedene Arten unterscheiden, einmal solche, bei denen die Glasmasse gefärbt ist und ferner solche, die zwischen zwei Glasplatten eine gefärbte Gelatineschicht oder auch eine gefärbte Flüssigkeit (Küvetten) oder

irgendeine andere Farbschicht enthalten. Sind letztere leichter für eine gewisse Farbenabsorption abzustimmen, so sind die ersteren billiger herzustellen und haltbarer. Die Filter werden vor, zwischen oder hinter den Linsen des Objektivs angeordnet, oder auch unmittelbar vor der lichtempfindlichen Schicht. Die Gelbglasfilter sind für die gewöhnlichen Schwarz-Weiß-Aufnahmen bestimmt und werden in Verbindung mit orthochromatischen Platten benutzt. Ihre Anwendung ist geboten bei Landschaftsaufnahmen mit weiter Fernsicht, bei Reproduktion farbiger Bilder, Winterlandschaften usw. Ihrer Aufgabe, die Abstufungen in der Deckung des Negativs möglichst den sich dem Auge darbietenden Helligkeitswerten im Aufnahmegegenstand entsprechen zu lassen, können die Gelbgläser nur gerecht werden, wenn die Dichte der Gelbscheibe, der Farbenreichtum und die Beleuchtung des Aufnahmeobjekts und die Empfindlichkeit der Platte zueinander stimmen. Für besondere Zwecke werden auch Filter mit anderer als gelber Färbung benutzt. Außer für farbtourenrichtige Schwarz-Weiß-Aufnahmen werden auch bei der Dreifarben-Photographie Filter benötigt, die sog. Dreifarbenfilter. Bei den Autochromplatten sind diese zwischen die lichtempfindliche Schicht und die Platte in großer Anzahl und sehr geringer Größe eingebettet.

Die Bildschnittweite ist abhängig davon, ob bei der Aufnahme das Objektiv mit oder ohne Filter benutzt wird. Ist das Filter hinter dem Objektiv angeordnet, so verlängert sich die Bildschnittweite stets um den Betrag $v = \frac{n-1}{n} \cdot d$, worin n die Brechungszahl und d die Dicke des Filters ist. Ist das Filter am Objektiv oder in seiner Nähe angebracht, so wird es optisch wie dieses beansprucht, es muß also mit gleicher Sorgfalt und Genauigkeit ausgeführt werden. Siehe auch Farbige Filter.

W. Merté.

Filtergesetz s. Darcys Filtergesetz.

Filterung der Röntgenstrahlen. Die Einschaltung absorbierender Schichten in den Strahlengang eines inhomogenen Röntgenstrahlenbündels zum Zwecke der Homogenisierung. Da die Absorption der Röntgenstrahlen im allgemeinen, d. h. abgesehen von den Unstetigkeitsstellen an den Absorptionskanten, mit der dritten Potenz der Wellenlänge zunimmt, so werden durch in den Strahlengang gebrachte Filter, die langwelligeren Strahlen bedeutend stärker geschwächt als die kurzwelligeren, und man hat es in der Hand, das langwellige Gebiet beliebig zurückzudrängen. Eine gewisse Filterwirkung hat bereits die Glaswand der Röntgenröhren, die bewirkt, daß das Spektrum der technischen Röhren bei etwa 1,2 Å-E praktisch aufhört. In der Medizin verwendet man Filter aus Aluminium, Zink und Kupfer. Um bei Durchleuchtungen und Röntgenaufnahmen die extrem weichen Komponenten, die zur Bilderzeugung nicht wesentlich beitragen, aber leicht Hautschädigungen erzeugen, zurückzuhalten, werden 0,5 mm Aluminium benutzt. Für die Zwecke der Tiefentherapie verwendet man bis zu 2 mm Kupfer. In der Physik wird die plötzliche Zunahme der Absorption beim Durchschreiten der Absorptionskanten nach kürzeren Wellen hin dazu benutzt, um z. B. beim Debye-Scherrer-Verfahren die charakteristische $K\alpha$ -Strahlung der Antikathode zu isolieren. Dies gelingt z. B. bei einer Molybdänantikathode

mit einem Filter aus Zirkon, dessen K-Absorptionskante zwischen den $K\alpha$ - und $K\beta$ -Linien des Molybdäns liegt. Infolgedessen werden die $K\alpha$ -Linien nur sehr wenig, die $K\beta$ -Linien aber sehr stark absorbiert. Bei einer Kupferantikathode leistet ein Filter aus Nickel den gleichen Dienst.

Behnken.

Filtration (s. Analyse, chemische) ist die Operation, die zur Trennung einer flüssigen von einer dispersen festen Phase führt. In der analytischen Chemie erfolgt sie ausschließlich durch Papierfilter oder Filtertigel (s. Goochtiigel). Die Wirkung der Filter ist durch die Weite ihrer größten Poren gekennzeichnet. Für einige Filtrierpapiere von Schleicher und Schüll sind dies die größten Porenweiten:

Gewöhnliches dickes Filtrierpapier . . .	3,3 μ
Nr. 597	2,9 μ
Nr. 602 hart	2,2 μ
Nr. 602 extra hart	1,5 μ
Reichel-Kerze	0,16—0,18 μ

Die Filter Nr. 602 halten auch frisch und kalt gefälltes Bariumsulfat und Kalziumoxalat wenigstens zum größten Teil zurück. Man filtriert, wenn die Löslichkeit des Niederschlags dies nicht verbietet, bei erhöhter Temperatur, weil die Verminderung der inneren Reibung des Wassers dann ein schnelleres Durchlaufen ermöglicht.

Bei quantitativen Analysen wird das Filter, dessen (geringer) Aschengehalt schon von der herstellenden Fabrik angegeben zu werden pflegt, in der Regel verascht und die Asche mit dem geblühten Niederschlag zusammen gewogen. Bei Spezialfiltern kann der Aschenrückstand meistens ganz vernachlässigt werden. In selteneren Fällen werden auch Wägungen auf dem getrockneten Filter ausgeführt. Über Filtertiegel siehe „Goochtiigel“.

Bei Filtrationen zu präparativen Zwecken bedient man sich meistens der Saugflasche mit Filternutsche (s. daselbst).

Günther.

Näheres s. J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie, Leipzig 1921, S. 396—415.

Fingerhutkammer. Kleine Ionisationskammer an Röntgendosismessern für den medizinischen Gebrauch, welche etwa die Gestalt und Größe eines Fingerhuts besitzen. Die Abmessungen werden so klein gewählt, um die Kammer z. B. in Körperhöhlen des Patienten einführen zu können. Auch die punktweise Ausmessung der Dosisverteilung in einem Wasserphantom (s. d.) bedingt sehr kleine Kammern. Da in einer Fingerhutkammer die Ionisierung vorwiegend durch in der Kammerwand ausgelöste Elektronen hervorgerufen wird, so ist das Wandmaterial von erheblicher Bedeutung für das Meßergebnis. Soll die Ionisierung bei verschiedenen Wellenlängen einigermaßen mit der Absorption im Gewebe des menschlichen Körpers parallel gehen, so muß die Kammerwand nach Friedrich aus einem leichtatomigen Stoff, z. B. mit Graphit ausgekleidetem Büffelhorn, bestehen. Vgl. auch den Artikel „Luftwändekammer“.

Behnken.

Finsternisse. Sonnen- und Mondfinsternisse treten auf, wenn Sonne, Mond und Erde in einer geraden Linie stehen. Sonnenfinsternisse nur bei Neumond, wenn der Mond die Sonne verdeckt, Mondfinsternisse bei Vollmond, wenn der Mond durch den Erdschatten geht. Daß nicht bei jedem Mondumlauf Verfinsterungen eintreten, rührt davon her, daß die Mondbahn gegen die Erdbahn geneigt ist; nur wenn Voll- oder Neumond in der Nähe der Knoten eintreten, entsteht eine Finsternis.

Da die scheinbaren Durchmesser von Sonne und Mond nahezu gleich sind, aber je nach Entfernung dieser Himmelskörper um ein geringes schwanken, haben wir drei Arten von Sonnenfinsternissen, partielle, totale und ringförmige. Bei partiellen Verfinsterungen geht der Mondmittelpunkt um ein beträchtliches nördlich oder südlich vom Sonnenmittelpunkt vorüber; bei den beiden anderen Arten, die man deswegen zentrale nennt, geht der Mittelpunkt des Mondes genau über den Mittelpunkt der Sonnenscheibe. Zentralität tritt jedesmal nur auf einer Linie der Erdoberfläche ein, der sog. Zentralitätszone. Man nennt eine Verfinsterung nur dann partiell, wenn die Zentralitätszone die Erde gar nicht streift. Ist bei zentraler Verfinsterung der Monddurchmesser größer als der Sonnendurchmesser, so ist die Finsternis total, im anderen Falle ringförmig. Ändert sich der Monddurchmesser während der Verfinsterung stark, so kann diese zum Teil total, zum Teil ringförmig sein. Man nennt sie ringförmig-total. Der Gürtel, in dem Totalität eintritt, ist stets schmal und überschreitet selten eine Breite von 200 km. Für die Erforschung der obersten Schichten der Sonnenatmosphäre und der Korona (s. Sonne) ist diese Gleichheit der scheinbaren Durchmesser von größter Bedeutung.

Mondfinsternisse rechnen wir gewöhnlich erst dann als solche, wenn der Mond den Kernschatten der Erde berührt. Da der Kernschatten der Erde in Mondentfernung wesentlich größer ist, als der Mond selbst, so sind auch totale Mondfinsternisse möglich, ja die Totalität kann bis $2\frac{1}{2}$ Stunden dauern. Im Kernschatten wird der Mond nicht völlig unsichtbar, sondern erscheint in mattem rotem Lichte, das von der Strahlenbrechung in der Erdatmosphäre herrührt. Wenn der Mond nur durch den Halbschatten der Erde geht, entstehen die wenig auffälligen Halbschattenfinsternisse, die meistens gar nicht in den Jahrbüchern und ebensowenig im Kanon aufgeführt sind. Bei partiellen und totalen Finsternissen gibt man den Grad der Verfinsterung in Teilen des Durchmessers der größten Phase an; die alten Astronomen teilten Sonnen- und Monddurchmesser in 12 Zoll und gaben die Größe der Verfinsterung in Zollen an. Jetzt bezeichnet 1,00 eine Finsternis, die einen Augenblick total ist.

Genauere Messungen ergaben, daß der Erdschatten etwa $\frac{1}{50}$ größer ist, als er geometrisch sein sollte. Seeliger zeigte, daß diese Vergrößerung physiologische Ursachen hat, und konnte sie einwandfrei erklären.

Da die Knotenlinie der Mondbahn eine Umlaufzeit von $18\frac{1}{2}$ Jahren hat und außerdem 242 Mondumläufe sehr genau 19 Jahre sind, kehren die Finsternisse in nahezu derselben Reihenfolge nach 18 Jahren um 10—11 Tage verspätet wieder. Dieser Zyklus war schon den Babyloniern bekannt und wurde von den Griechen Saros genannt.

In Oppolzers Kanon der Finsternisse sind 8000 Sonnenfinsternisse vom Jahre — 1207 bis + 2161 und 5200 Mondfinsternisse von — 1216 bis + 2163 berechnet.

Ganz analoge Verhältnisse treten auch bei den Planetenrändern auf, sowie bei einer Art veränderlicher Sterne, den Bedeckungsveränderlichen vom Algol- und β Lyrae-Typus (s. d.). *Böttlinger*. Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Fixieren photographischer Schichten. Durch Herauslösen des unveränderten Halogensilbers

aus der entwickelten Schicht, wird das photographische Negativ fixiert, d. h. haltbar gemacht. Es kommt für gewöhnlich nur Natriumthiosulfat ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5 \cdot \text{H}_2\text{O}$) zur Verwendung. Der Prozeß verläuft in 3 Stufen: 1. Überführung des Bromsilbers in $\text{Ag}_2\text{S}_2\text{O}_3$, welches unlöslich in Wasser ist. 2. Entstehung des Doppelsalzes $\text{As}_2\text{S}_2\text{O}_3$, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$. Die Schicht ist klar durchsichtig. Jedoch zersetzt sich dieses Salz mit Wasser, wodurch die Schicht beim Lagern nach der Wässerung verdirbt. Es muß daher noch durch weiteres Liegen im Fixierbad das Salz 3. $\text{As}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 2 \cdot \text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ gebildet werden. Die günstigste Konzentration des Thiosulfats im Fixierbad ist 40% $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$. In der Praxis werden meist saure Fixierbäder (Zusatz von saurem Natriumsulfid) verwandt, welche die Entwicklung sofort abstoppen und Gelbschleier (s. Schleier) entgegenarbeiten.

Meidinger.

Näheres s. Eder, Handb. d. Phot. III, Teil 1—3. Gesammelte Gebrauchsanweisungen der Agfa, I. G. Farbenindustrie.

Fixpunkte in der Thermometrie s. Temperaturskalen.

Fixsternastronomie heißt der Zweig der Astronomie, der sich mit der Erforschung der außerhalb unseres Sonnensystems liegenden Welt beschäftigt. Während bis in die zweite Hälfte des vorigen Jahrhunderts hinein die Probleme des Planetensystems die Astronomie beherrschten, ist die heutige astronomische Forschung fast gänzlich Fixsternastronomie.

Zu einer vollständigen Kenntnis der Fixsternwelt ist nötig, daß wir einerseits über die Verteilung und die Bewegungen der Fixsterne im Weltraum und andererseits über ihre physikalische Beschaffenheit und Entwicklung orientiert sind. Man bezeichnet den ersten Fragenkomplex, in dem der Stern als Mitglied einer Menge gleichartiger Individuen auftritt, als Stellarstatistik (s. d.) und den zweiten, in dem das Interesse auf den einzelnen Stern und seine Geschichte gerichtet ist, als Astrophysik (s. d.).

W. Kruse.

Fixsterne, Dimensionen der — lassen sich aus dem scheinbaren, dem Winkeldurchmesser und der Parallaxe leicht bestimmen. Die Parallaxe kennen wir nur von wenigen hundert Sternen direkt, aber von mehreren Tausend auf theoretischem Wege. Der Winkeldurchmesser ist nur bei einem knappen Dutzend Sternen interferometrisch gemessen, aber wir können in sehr vielen Fällen seinen Wert berechnen. Aus dem Farbenindex (s. d.) läßt sich unter Annahme des Planckschen Strahlungsgesetzes die Oberflächenhelligkeit und Mithilfe der beobachteten scheinbaren Helligkeit die scheinbare Oberfläche und somit der Winkeldurchmesser berechnen. Dieser ergibt dann mit der Parallaxe den absoluten Durchmesser.

Eine andere hiervon gänzlich unabhängige Methode zur Durchmesserbestimmung bieten gewisse Bedeckungsveränderliche (s. d.).

Während die Massen der Sterne innerhalb verhältnismäßig enger Grenzen zu schwanken scheinen, variieren die Durchmesser zwischen etwa 0,01 und 1000 Sonnendurchmessern. Dementsprechend sind auch die Leuchtkräfte und vor allem die Dichten ungeheuren Schwankungen unterworfen.

Böttlinger.

Fizeauscher Versuch (s. Artikel Optik bewegter Körper). Wenn sich Licht in einem Körper vom Brechungsexponenten n fortpflanzt, hat es relativ

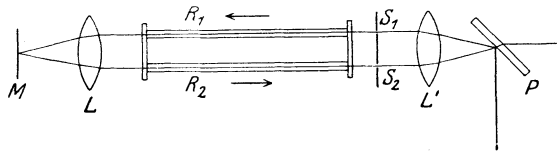
zum Fundamentalsystem die Geschwindigkeit $\frac{c}{n}$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bedeutet. Wenn der betrachtete Körper sich aber relativ zum Fundamentalsystem mit der Geschwindigkeit v in der Richtung der Lichtfortpflanzung bewegt, teilt der Körper einen durch den Mitführungskoeffizienten μ bestimmten Bruchteil seiner Geschwindigkeit dem Lichte mit, das sich also jetzt mit der Geschwindigkeit

$$c' = \frac{c}{n} + \mu v \dots \dots \dots 1)$$

relativ zum Fundamentalsystem bewegt. Für diesen Mitführungskoeffizienten ergibt die Theorie von Fresnel den Wert

$$\mu = 1 - \frac{1}{n^2} \dots \dots \dots 2)$$

H. Fizeau unternahm es nun im Jahre 1851, diese Fresnelsche Theorie durch einen direkten Versuch zu prüfen. Er verwendete als bewegten



Fizeauscher Versuch.

Körper Wasser, das er durch zwei parallele Röhren R_1 und R_2 von der Länge l mit der Geschwindigkeit v relativ zur Erde fließen ließ. Dabei war die Strömungsrichtung in den beiden Röhren einander entgegengesetzt. Vor dem Apparat war ein Schirm mit zwei parallelen Spalten S_1 und S_2 aufgestellt. Fizeau ließ nun Sonnenlicht durch eine Spalte auf den Schirm auffallen. Durch die beiden Schirmspalten wurden die Sonnenstrahlen geteilt und gelangten teils in die erste, teils in die zweite Röhre. Nach dem Durchgang durch diese wurden sie durch eine Linsenkombination L und einem Spiegel M wieder in die Röhren zurückgeworfen, und zwar so, daß die durch R_1 gekommenen Strahlen jetzt durch R_2 gingen und umgekehrt, durchsetzten wieder die beiden Schirmspalten S_1 und S_2 , wurden vor dem Apparat durch eine Linse L' vereinigt und durch eine unter 45° geneigte planparallele Platte P senkrecht zur ursprünglichen Achse der Versuchsanordnung abgelenkt. Auf einem Schirm, der diesen abgelenkten Strahlen senkrecht in den Weg gestellt wird, entstehen dann Interferenzstreifen. (Praktisch wird die Erscheinung natürlich besser durch ein Fernrohr beobachtet.) Ist das Wasser in beiden Röhren in Ruhe, so ist die Erscheinung dieselbe, als wären die Spalten S_1 und S_2 zwei Lichtquellen, die kohärentes Licht von gleicher Phase aussenden. Es ergibt sich eine Erscheinung wie bei dem einfachen Fresnelschen Spiegelversuch, wobei in der Mitte des Interferenzbildes eine helle Linie auftritt, das Ergebnis der Interferenz von Strahlen vom Gangunterschied Null. Parallel dazu folgen helle Streifen von geringerer Leuchtkraft im regelmäßigen Abstand, der Streifenbreite δ , die der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts proportional ist. Nennen wir den gesamten Lichtweg der Strahlen, die sich in der zentralen hellen Linie vereinigen, $2L$, so ist L im wesentlichen durch die Röhrenlänge l gegeben, und die gemeinsame Lichtzeit dieser interferierenden Strahlen ist,

wenn wir von dem Weg außerhalb des Wassers, an dem ja während des ganzen Versuches sich nichts ändert, absehen

$$\tau = \frac{2ln}{c} \dots \dots \dots 3)$$

Lassen wir nun das Wasser in der angedeuteten Art strömen, wie es die Pfeile in der Fig. anzeigen, so laufen die durch S_1 eintretenden Strahlen auf ihrem ganzen Wege im Sinne der Bewegung des Wassers, die durch S_2 eintretenden im entgegengesetzten. Nennen wir die Lichtzeiten dieser beiden Arten von Strahlen τ_1 bzw. τ_2 , so ist nach Gleichung 1)

$$\tau_1 = \frac{2l}{\frac{c}{n} + \mu v} \quad \tau_2 = \frac{2l}{\frac{c}{n} - \mu v} \dots \dots 4)$$

Daraus ergibt sich, wenn wir nur Größen erster Ordnung in $\frac{v}{c}$ berücksichtigen, zwischen den beiden Strahlen ein Gangunterschied

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{4l\mu v n^2}{c^2}$$

oder, wenn der Fresnelsche Wert Gleichung 2) für μ eingesetzt wird,

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{4l(n^2 - 1)}{c^2} v \dots \dots 5)$$

Dadurch wird der Vereinigungspunkt der Strahlen von der Gangdifferenz Null gegen S_1 zu verschoben, der helle Zentralstreifen auf dem Schirm also, wenn man auf den Schirm blickt, nach rechts. Ebenso verschoben sie alle Interferenzstreifen um ein Stück x . Bezeichnen wir die Periode des verwendeten Lichts mit T , also

$$T = \frac{\lambda}{c} \dots \dots \dots 6)$$

so ist die Verschiebung in Bruchteilen der Streifenbreite offenbar

$$\frac{x}{\delta} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{T} = \frac{4l(n^2 - 1)v}{\lambda c} \dots \dots 7)$$

Fizeau verwendete Röhren von der Länge 1,487 m und Wasser von einer Geschwindigkeit v 7,06 m in der Sekunde. Setzt man dann für Wasser $n=1,333$ und für die Wellenlänge des verwendeten Lichtes $\lambda=0,53 \mu$, so erhält man aus Gleichung 7)

$\frac{x}{\delta} = 0,203$. Wenn man nicht die Verschiebung der Streifen beim Übergang von ruhendem zu bewegtem Wasser betrachtet, sondern die Verschiebung bei der Umkehrung der Bewegungsrichtung des gesamten Wasserstroms, so muß sich natürlich die doppelte Streifenverschiebung ergeben, also $\frac{x}{\delta} = 0,406$. Tatsächlich erhielt Fizeau als Mittel-

wert aus seinen Versuchen $\frac{x}{\delta} = 0,46$. Der Fizeausche Versuch wurde 1886 von Michelson und Morley mit Anwendung der feinsten Präzisionsmethoden wiederholt. Sie benützten Röhren von 6 m Länge und erzielten Verschiebungen der Interferenzlinien bis zu $\frac{1}{10}$ der Streifenbreite. Aus ihren Beobachtungen ergab sich, wenn man rückwärts aus der Verschiebung den Mitführungskoeffizienten berechnet, der Wert von 0,434 mit einem möglichen Fehler von $\pm 0,02$, während der nach Fresnel für Wasser berechnete Wert 0,438 beträgt. Man kann also sagen, daß durch den Fizeauschen Ver-

such die Fresnelsche Annahme über die Mitführung sichergestellt ist. Der Versuch wurde auch mit strömender Luft von 25 m/sec Strömungsgeschwindigkeit angestellt und überhaupt keine wahrnehmbare Verschiebung der Streifen gefunden, was die Fresnelsche Annahme, daß strömende Luft wegen ihres geringen Brechungsvermögens den Gang der Lichtstrahlen überhaupt nicht merkbar beeinflusst, direkt ins Auge springen läßt.

H. A. Lorentz hat als erster darauf aufmerksam gemacht, daß zu der Fresnelschen Mitführung noch ein Effekt der Bewegung auf die Lichtgeschwindigkeit hinzutritt. Wenn nämlich Licht einen bewegten Körper durchläuft, so hat es relativ zu ihm nicht dieselbe Schwingungsfrequenz und also auch nicht dieselbe Wellenlänge, als wenn der Körper im Fundamentalsystem ruhen würde. Diese Veränderung ist eine Folge des Dopplerschen Prinzips. Ist nun der Körper ein dispergierender, so hat jede Änderung der Wellenlänge auch eine Änderung des Brechungsquotienten zur Folge und infolgedessen auch eine Änderung der Lichtgeschwindigkeit $\frac{c}{n}$. Es sei n das Berechnungsvermögen unseres Körpers, wenn er ruht, für eine bestimmte Lichtsorte von der Frequenz ν . Bewegt er sich mit der Geschwindigkeit v in der Richtung der Lichtfortpflanzung, so hat dieselbe Lichtsorte jetzt relativ zu ihm eine Frequenz ν' , die nach dem Dopplerschen Prinzip (s. Artikel Dopplersches Prinzip)

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v n}{c} \right) \dots \dots \dots 8)$$

beträgt. Setzen wir Änderung der Frequenz $\nu' - \nu = d\nu$, so ist

$$d\nu = -\nu \frac{v n}{c} \dots \dots \dots 9)$$

Die Wellenlänge dieser Lichtsorte im Vakuum

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \dots \dots \dots 10)$$

erleidet dann dementsprechend eine Änderung

$$d\lambda = \lambda \frac{v n}{c} \dots \dots \dots 11)$$

Wenn $n(\lambda)$ die durch die Dispersion gegebene funktionale Abhängigkeit des Brechungsindex von der Lichtsorte ist, geht der Brechungsindex n durch die Bewegung in einen Wert n' über, wobei

$$n' = n + \frac{dn}{d\lambda} d\lambda \dots \dots \dots 12)$$

wo $\frac{dn}{d\lambda}$ den Differentialquotient der Funktion $n(\lambda)$ bedeutet. In Gleichung 1) muß dann an Stelle von $\frac{c}{n}$ für die Lichtgeschwindigkeit ohne Berücksichtigung der Mitführung $\frac{c}{n'}$ treten. Nun ist aber

bis auf Größen höherer Ordnung nach Gleichung 12) und 11)

$$\frac{c}{n'} = \frac{c}{n} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\nu}{\nu} \dots \dots \dots 13)$$

Setzen wir das anstatt $\frac{c}{n}$ in Gleichung 1) ein, so kommt das auf dasselbe hinaus, als würden wir Gleichung 1) beibehalten und nur für μ an Stelle des Fresnelschen Wertes Gleichung 2) den Wert

$$\mu = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \dots \dots \dots 14)$$

setzen. Berechnen wir diesen Wert z. B. für die Frequenz der D-Linie des Natriums, so ergibt sich aus Gleichung 14) $\mu = 0,451$, während der Fresnelsche Wert Gleichung 2) $\mu = 0,438$ ergibt. Mit dem von Michelson und Morley experimentell gefundenen Wert von $0,434 \pm 0,02$ sind beide vereinbar. Erst 1915 hat Zeeman durch Versuche über die Mitführung des Lichtes durch dispergierende Körper auch experimentell für die Richtigkeit des Lorentzschen gegenüber dem ursprünglichen Fresnelschen Wert entschieden.

Philipp Frank.

Näheres s. M. E. Mascart, Traité d'optique. Band 3. Paris 1893.

Fizeausches Dilatometer. Das Fizeausche Dilatometer benutzt die Interferenz des Lichtes (s. d.) zur Messung der Ausdehnung eines Körpers durch die Wärme. Eine ältere Form des Apparates ist folgende (Fig. 1). Eine Grundplatte T aus Stahl mit ebener polierter Fläche ist von drei gleichlangen

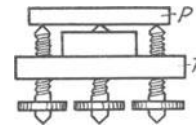


Fig. 1. Fizeausches Dilatometer älterer Form.

Stahlschrauben durchsetzt; auf den Spitzen dieser Schrauben ruht eine planparallele Glasplatte P. Man justiert die Vorrichtung so, daß zwischen der unteren Ebene von P und der Ebene von T ein schwacher Keilwinkel entsteht; bei Beleuchtung mit einfarbigem Licht kann man zwischen beiden Ebenen die Newtonschen Interferenzen (s. d.) in der Form der geraden Fizeauschen Interferenzstreifen beobachten. Um die Lage dieser Interferenzstreifen zu fixieren, befindet sich an der Unterseite der Deckplatte ein kleines Silberscheibchen als Marke.

Jede infolge von Temperaturveränderungen eintretende Längenänderung der Schrauben verursacht eine Änderung der Entfernung von T und P, d. h. der Dicke der zwischen T und P befindlichen „Luftplatte“ und damit eine Verschiebung des Interferenzstreifensystems gegen die Marke in solchem Betrage, daß jeder Abstandsänderung um eine halbe Wellenlänge des benutzten Lichtes die Verschiebung des Streifensystems um eine Streifenbreite entspricht. — Mißt man umgekehrt die Streifenverschiebung, so kann man daraus die Dickenänderung der Luftplatte berechnen.

Hat man aus der Anzahl der durchgewanderten Streifen einmal die Ausdehnung der Schrauben für eine gemessene Temperaturdifferenz ermittelt, so ist es ein Leichtes, die Ausdehnung anderer Körper, welche inmitten der Stahlschrauben (Fig. 1) auf dem Stahltischchen aufgebaut, oberflächlich plan geschliffen und bis zur Spiegelung poliert sind, relativ zum Stahl zu messen und daraus ihre absolute Ausdehnung abzuleiten. Bei diesen relativen Messungen wird die Luftplatte durch die Oberfläche des zu untersuchenden Körpers einerseits, andererseits wieder durch die Unterfläche von P gebildet. Durch Hinein- oder Heraus-treten der Stahlschrauben kann man dabei die Luftplatte so dünn wie möglich machen, was zur Schärfe der Interferenzstreifen wesentlich beiträgt.

Das Fizeausche Dilatometer ist von Pulfrich wesentlich vervollkommnet worden (Fig. 2 und 3). Er wählte als einheitliches Material Bergkristall, aus dem eine Boden- G und eine Deckplatte D als

Begrenzungen der Luftplatte senkrecht zur Achse geschliffen wurden. Die Dicke der Luftplatte wurde durch einen zwischen Boden- und Deckplatte gebrachten Ring R, ebenfalls aus Bergkristall und senkrecht zur Achse geschliffen, gegeben. Der obere und untere Rand des Ringes sind in der Weise ausgearbeitet, daß beiderseits nur drei symmetrisch angeordnete Auflageflächen übrig bleiben, welchen die Form kleiner Dreiecke gegeben ist. — Um die

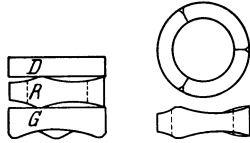


Fig. 2. Fizeausches Dilatometer nach Pulfrich.

Fig. 3.

Erzeugung von Interferenzstreifen zu ermöglichen, ist der Ring schwach keilförmig geschliffen.

Später hat die Firma Carl Zeiß in Jena aus Bodenplatte, Ring und Deckplatte bestehende Fizeausche Dilatometer anstatt aus Bergkristall aus dem nur eine sehr geringe Ausdehnung besitzenden Quarzglas in den Handel gebracht.

Die Verschiebung des Interferenzstreifensystems ist außer von der geometrischen Änderung der Luftplatte auch von deren optischer Beschaffenheit, der Größe des Brechungsindex abhängig, welcher sich mit der Temperatur und dem Druck ändert. Diesem Einfluß muß durch Einführung einer Korrektur Rechnung getragen werden. — Für dickere Luftplatten, also z. B. bei der Messung der absoluten Ausdehnung des Quarzringes, wird die Ermittlung der Korrektur unsicher; man vermeidet deshalb dann die Korrektur lieber ganz, indem man solche Beobachtungen statt in Luft im Vakuum anstellt.

Die bei Temperaturänderungen durch die Marke im Gesichtsfeld wandernden Interferenzstreifen kann man zählen, wobei man die am Anfang und am Ende der Wanderung auftretenden Bruchteile der Streifenintervalle schätzt oder noch besser mikrometrisch mißt. Das Zählen erfordert aber unausgesetzte Beaufsichtigung des Streifensystems während der ganzen Versuchsdauer und führt zur vorzeitigen Ermüdung des Beobachters. Ferner treten beim Zählen leicht Irrtümer auf; manchmal wird auch die Kontinuität der Streifenwanderung, etwa durch Beschlagen im Strahlengang liegender Glasflächen mit Wasserdampf, zeitweise für die Beobachtung unterbrochen. Es wird darum meist ein von Abbe angegebenes Verfahren, statt einer Wellenlänge deren mehrere zu benutzen, mit Vorteil angewendet. Die Dickenänderung der Luftplatte bei der Fizeauschen Anordnung ist nämlich, wie schon angedeutet, gegeben durch die Anzahl n der durch das Gesichtsfeld gewanderten Streifenintervalle, deren jedes einer Dickenänderung um eine halbe Wellenlänge $\lambda/2$ entspricht. Das Produkt $n \cdot \lambda/2$ drückt die Dickenänderung in metrischem Maß, etwa in $\mu = 0,001$ mm aus, wenn auch λ in μ gegeben war. Die Größe $n \cdot \lambda/2$ ist somit unabhängig von der benutzten Wellenlänge; führt man daher die Messung in mehreren Wellenlängen gleichzeitig aus, so müssen alle so erhaltenen Produkte $n_2 \lambda_2/2; n_1 \lambda_1/2 \dots$ einander gleich sein.

Die Zahlen n sind im allgemeinen gebrochene Zahlen, d. h. sie geben mehrere ganze Streifenintervalle und einen Bruchteil derselben an. Wird der überschüssige Bruchteil durch mikrometrische Messung genügend scharf bestimmt und ist außerdem die Dickenänderung der Luftplatte, was fast

stets der Fall ist, in grober Annäherung bekannt, so lassen sich mit Hilfe der Bedingung der Gleichheit der Produkte $n\lambda/2$ die ganzen durchgegangenen Streifenintervalle auch ohne Zählen für jede benutzte Spektralfarbe rechnerisch erschließen.

Die mit dem Fizeauschen Dilatometer gemessenen Größen sind im allgemeinen nur klein. Ist ein 1 cm hoher Platinyylinder in einen wenig höheren Ring aus Quarzglas eingebaut, so beträgt die Ausdehnungsdifferenz beider zwischen 0 und 100° nur 9μ und es wird demnach in Rot eine Verschiebung von etwa 27, in Violett von etwa 36 Streifen beobachtet. Da man die Lage des Streifensystems auf wenige hundertstel Streifenbreiten genau feststellen kann, so würde man bei der Messung der Ausdehnung des Platinynders eine Genauigkeit von 1 Promille erreichen, was einer Genauigkeit der Temperaturmessung von $0,1^\circ$ C entspricht. Mit dieser Genauigkeit ist die Fizeausche Methode der Komparatormethode (s. den Artikel: Ausdehnung durch die Wärme) völlig gleichwertig. Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Flachspulen. Selbstinduktionsspulen, deren Windungen mehr übereinander als nebeneinander gewickelt sind. Näheres s. unter Zylinderspulen.

E. Alberti.

Fläche, antiklastische s. Biegung.

Flächenbelastung eines Flugzeugs ist die Last, welche die Flächeneinheit des Flügels zu tragen hat, also der Quotient $\frac{\text{Gewicht des Flugzeugs}}{\text{Flügelfläche}}$.

Große Flächenbelastung ist mit großer Reise- und Landungsgeschwindigkeit und kleiner Steiggeschwindigkeit verbunden.

Die Flächenbelastung beträgt etwa bei:

Verkehrs- und Sportflugzeugen	30—60 kg/m ²
Rennflugzeugen	bis 150 kg/m ²
Segelflugzeugen	10—20 kg/m ²
Vögeln	2—20 kg/m ²

L. Hopf.

Flächenblitz. Eine Form des Blitzes, bei welcher eine kurzdauernde leuchtende Entladung auf einem größeren Flächenstück einer Wolke erfolgt. Der Flächenblitz bildet sich aus, wenn nach Beginn der Entladung neue Elektrizitätsmengen so langsam zugeführt werden, daß die ursprüngliche Glimmentladung nicht in einen Funken umzuschlagen vermag (vgl. Blitz). Güntherschulze.

Flächendichte, elektrische. Im stationären Zustand befindet sich freie Elektrizität nur auf der Oberfläche der Leiter, an der Grenzfläche zwischen Leiter und Dielektrikum oder zwischen zwei Dielektriken. Dort hat man sich die Elektrizität in flächenhafter Verteilung vorzustellen; die Elektrizitätsmenge pro Flächeneinheit wird dabei als Flächendichte bezeichnet.

Geht man durch eine Fläche mit der elektrischen Flächendichte σ in Richtung der Normalen zur Fläche (n) hindurch und besitzen die Potentiale zu beiden Seiten der Fläche die Werte $+V$ und $-V$, so gilt in der Elektrostatik der Satz, daß dabei ein Potentialsprung auftritt, der sich aus dem Ausdruck ergibt:

$$\frac{\partial V_+}{\partial n} - \frac{\partial V_-}{\partial n} = -4\pi\sigma.$$

Demnach berechnet sich die Flächendichte der freien Elektrizität an der Grenzfläche zu

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial V_+}{\partial n} - \frac{\partial V_-}{\partial n} \right).$$

Gleichförmige Verteilung der Elektrizität, d. h. eine konstante Flächendichte, findet sich nur auf der Oberfläche einer allein im Raume befindlichen Kugel, einer unendlichen Ebene und eines unendlich langen Zylinders.

Ist die geometrische Form eine andere oder befinden sich andere Isolatoren oder Leiter in der Nähe, so ist die elektrische Flächendichte verschieden.

Im allgemeinen läßt sich die Abhängigkeit der elektrischen Flächendichte von der Form dadurch kurz charakterisieren, daß man sagt, die Flächendichte ist um so größer, je stärker der Leiter an der betreffenden Stelle gekrümmt ist. Man kann dies leicht zeigen, wenn man zwei metallische Kugeln betrachtet, eine von kleinem, die andere von großem Radius, die durch einen feinen Draht verbunden sind. Mit Rücksicht darauf, daß das Potential sich auf beiden Kugeln ausgleicht, findet man durch eine elementare Rechnung, daß sich die Flächendichten umgekehrt wie die Kugelradien verhalten. Die Elektrizitätsmenge ist auf der kleineren Kugel wohl im Verhältnis der Radien kleiner, die Oberflächendichte aber in demselben Verhältnis größer.

Wird die Kugel schließlich unendlich klein, so wird die Flächendichte theoretisch unendlich groß, was jedoch in Wirklichkeit nie eintritt. Oberhalb einer gewissen Flächendichte findet ein „Ausströmen“ der Elektrizität statt, was unter dem Namen „Spitzenentladung“ (s. d.) bekannt ist. Richtiger ist es aber wahrscheinlich, für diese Erscheinung nicht die Flächendichte, sondern die mit dieser parallel gehende Feldstärke in der unmittelbaren Umgebung der Spitze verantwortlich zu machen.

R. Jaeger.

Flächeneinheiten. Die Flächeneinheiten sind aus dem Meter und seinen Unterabteilungen abgeleitet: 1 Quadratmeter (m²) = 100 Quadratdezimeter (dm²) = 10000 Quadratcentimeter (cm²) = 1000000 Quadratmillimeter (mm²), 1 000 000 Quadratmeter (m²) = 10 000 Ar (a) = 100 Hektar (ha) = 1 Quadratkilometer (km²).

Scheel.

Näheres über ältere Einheiten s. Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen. Berlin.

Flächengeschwindigkeit s. Impuls.

Flächenhelle (neuere Bezeichnung: Leuchtdichte), eine photometrische Größe. Definition s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4, ferner Photometrische Gesetze und Formeln, Nr. 3. Messung s. Universalphotometer. Zahlenwerte s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4.

Flächenleistung wird beim Flugzeug der Quotient $\frac{\text{Motorleistung}}{\text{Flügelfläche}}$ genannt. (Leistung dabei üblicherweise in Pferdestärken angegeben.)

Flächenleistung der Luftschraube ist der Quotient $\frac{\text{Leistung}}{\text{Schraubenkreisfläche}}$.

Der letztere ist maßgebend für den idealen Wirkungsgrad der Luftschraube. L. Hopf.

Flächensatz s. Impulssätze.

Flächenwiderstand = Reibungswiderstand bei der Bewegung von Körpern in Flüssigkeit (s. Reibungswiderstand und Bewegungswiderstand).

Eisner.

Flageoletton nennt man den Oberton einer Saite, wenn dieser, ohne daß die tieferen Partialtöne

mitklingen, dadurch in großer Stärke erzeugt wird, daß die Saite, während sie angestrichen wird, in einem passenden Knoten der betreffenden Oberschwingung lose mit dem Finger berührt wird. S. a. Monochord und Saitenschwingungen.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Flamme, Ausbreitung der s. Explosion.

Flammenapparat von R. König besteht aus einer größeren Anzahl von manometrischen Flammen (s. d.), deren Kapselmembranen noch mit je einem Luftresonator (s. d.) in Verbindung stehen, so daß die Luftschwingungen in den Resonatoren die zugehörigen Membranen zum Mitschwingen bringen. Die Resonatoren sind verschieden abgestimmt. Die Flammen werden in einem rotierenden Spiegel betrachtet.

Der Apparat dient zur Demonstration der Klanganalyse (s. d.) durch Resonanz. Wird ein Klang angegeben, z. B. ein Vokal gesungen, so kommen damit alle diejenigen Resonatoren (und damit die zugehörigen Flammen) zum Mitschwingen, deren Eigentöne als Partialtöne in dem Klange enthalten sind.

E. Waetzmann.

Näheres s. R. König, Quelques expériences d'Acoustique. Paris 1882.

Flammenbilder s. manometrische Flammen.

Flammenbogen s. Lichtbogen.

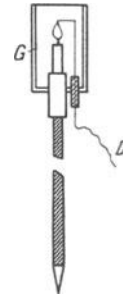
Flammenbogenlampe s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Flammenionen s. Flammenleitung und Ionen.

Flammenkaleidophon s. Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

Flammenkollektor. Der Flammenkollektor ist ein Hilfsmittel zur Potentialmessung in der freien Atmosphäre und hat die Aufgabe, das Potential eines bestimmten Raumelementes aufzunehmen und auf ein elektrostatisches Instrument zu übertragen.

Der Flammenkollektor (s. Fig.) ist an einer Stange isoliert frei aufgestellt, die Verbindung geschieht durch einen feinen Draht (D), der das elektrostatische Feld möglichst wenig ändert. Die Angaben der Flammenkollektoren sind aus dem Grunde kritisch zu bewerten, weil sich bei ruhiger Luft allzuleicht Ionen eines Vorzeichens im Überschuß in der Nähe der Kollektoren ansammeln, so daß bei Messungen im Freien die Windstärke, die ein verschiedenes Wegführen der Ionen im Gefolge hat, von Einfluß ist. Deshalb ist es vorteilhaft, die Flamme durch ein Glasgefäß (G) zu schützen. In einem geschlossenen Raum läßt sich ein Flammenkollektor nicht verwenden, da die Flammengase den Raum in kurzer Zeit so stark leitend machen, daß keine elektrostatische Messung mehr möglich ist.



Flammenkollektor.
G Schutzglas.
D Ableitungsdraht.

R. Jaeger.

Flammenleitung. Die elektrische Leitfähigkeit im Innern einer Flamme ist verhältnismäßig groß und erreicht namentlich in salzhaltigen Flammen (Bunsenbrenner, Wasserstofflampe, Azetylen-Sauerstoff-Flamme) Werte, die den Leitfähigkeiten sehr verdünnter Elektrolyte nahekommen. Der Strom ist dem Potentialgefälle im Innern der Flamme proportional. An den Elektroden treten häufig starke Polarisierungen auf. Zum Nachweis

der Leitfähigkeit werden am besten zwei feine Platinstreifen in eine mit Salzstaub versetzte Bunsenflamme gebracht und über ein Galvanometer und einen hohen Widerstand an eine Spannung von ca. 100 V gelegt. Das Galvanometer mißt dann einen Strom von etwa 1 Mikroampere. Genauere Messungen haben ergeben, daß sich dicht vor der Kathode eine starke positive Ladung, vor der Anode eine schwächere negative befindet. In der Flamme selbst ist das Potentialgefälle gering. Die Flammenleitung hat also eine beträchtliche Ähnlichkeit mit einer Glimmentladung. Sie wird am besten als Glimmentladung bei hohem Druck verstanden, bei welcher die Erzeugung der Ionen nicht an der Kathode, sondern im Gasvolumen teils durch die hohe Temperatur der Flamme und die Verbrennungsvorgänge, teils durch Ionenstoß erfolgt. Die negativen Ladungen sind teils freie Elektronen, teils durch Anlagerung dieser Elektronen an Moleküle entstandene Masse-Ionen. Wird die Kathode mit Erdalkalioxyd überzogen, so wird der Strom stark vergrößert.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger und Scheel, Handb. d. Physik. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Flammenrohr von Rubens. Ein horizontal stehendes, etwa 2 m langes (Messing-) Rohr von mehreren Zentimetern Durchmesser, das an einem Ende durch eine feste Wand und am anderen Ende durch eine empfindliche Membran (Kautschuk) verschlossen ist, ist oben mit einer Reihe von dicht aneinanderliegenden Löchern versehen. Durch ein oder mehrere Ansatzstücke wird Leuchtgas in das Rohr geleitet, das durch die Löcher ausströmt und hier entzündet wird. Solange die Membran in Ruhe ist, brennen alle Flammen gleich hoch. Wird jetzt die Membran durch eine Schallquelle (Stimmgabel, Pfeife usw.) erregt, so entstehen in dem Leuchtgas stehende Wellen, deren Form durch die verschiedene Höhe der einzelnen Flammen kenntlich wird. Mit der Theorie des Flammenrohrs, die recht kompliziert ist, hat sich Kriegar-Menzel beschäftigt.

Waetzmann hat zu dem Hauptrohr ein seitliches Ansatzrohr von gleichem Durchmesser und am Ende mit einem verschiebbaren Stempel versehen, hinzugefügt, um auch die Interferenz des Schalles mit Hilfe des Flammenrohrs nachzuweisen.

Der Apparat gehört zu den schönsten Demonstrationsapparaten der Akustik, ist allerdings nicht ganz leicht zu bedienen. *E. Waetzmann.*
Näheres s. E. Waetzmann, Ann. d. Phys. 31, 1910.

Flammpunkt ist die tiefste Temperatur, bei der sich die an der Oberfläche eines Brennstoffes entwickelten Dämpfe durch Annäherung einer Flamme entzünden lassen. Ein Fortbrennen des Stoffes selbst findet dabei im allgemeinen nicht statt (vgl. „Brennpunkt“). Der Flammpunkt ist von Bedeutung für die Beurteilung der Feuergefährlichkeit eines Brennstoffes. In Deutschland wurde deshalb 1882 ein Gesetz erlassen, nach dem das gewerbsmäßig feilgehaltene Petroleum auf seine Entflammbarkeit untersucht sein muß. Ein „Leuchtöl“ muß einen Flammpunkt über 21° C haben; Öle mit einem niedrigeren Flammpunkt sind als „Feuergefährlich“ zu bezeichnen. Der für die Bestimmung des Flammpunktes vorgeschriebene Apparat ist der „Abelsche Petroleumprober“ der in der Modifikation von Pensky international als maßgebend anerkannt wurde. Das zu unter-

suchende Öl wird in diesem Apparat in einem geschlossenen Gefäß langsam steigend erwärmt. In bestimmtem Tempo wird durch ein Triebwerk ein Schieber im Deckel geöffnet und durch die Öffnung eine Tülle mit Zündflämmchen in den Dampfraum über dem Öl eingetaucht. Ein plötzliches Verpuffen der Dämpfe zeigt den Flammpunkt an. Alle Abmessungen des Apparates sind genau vorgeschrieben.

Für höhere Temperaturen sind besondere „Flammpunktprober“ nach Pensky-Martens und nach Marcusson (mit offenem Tiegel) in Gebrauch.

Hoffmann.

Näheres s. D. Holde, Kohlenwasserstofföle und Fette (6) 1924; 143 und 42. Julius Springer, Berlin.

Flaschentöne sind die Töne, die beim Anblasen von Flaschen entstehen (s. Zungen, Zungeninstrumente und Pfeifen). *E. Waetzmann.*

Flashspektrum heißt das früher nur im Moment des Anfangs oder Endes der Totalität einer Sonnenfinsternis zu beobachtende Emissionsspektrum der Chromosphäre (s. Sonnenspektrum). *W. Kruse.*

Flatternde Herzen. Farbige Papierschnitzel, die auf einer anderen farbigen Unterlage befestigt sind, scheinen sich dieser gegenüber zu verschieben, d. h. ihrer Bewegung vorauszuweichen, bzw. hinter ihr zurückzubleiben, wenn man die Unterlage (samt den Papierschnitzeln) mit einer gewissen Geschwindigkeit vor dem ruhig stehenden Auge hin und her bewegt. Der Grund dieser Erscheinung dürfte darin liegen, daß der Lichteindruck im Auge bei den verschiedenen Farben nicht gleich schnell zustandekommt und wieder verschwindet. Am deutlichsten ist das Phänomen, wenn man rote Schnitzel auf blauem Grunde (oder umgekehrt) verwendet und die Beobachtung bei einer Beleuchtung vornimmt, die den Bedingungen des Dämmerungssehens nahekommt. Das Blau bleibt dann immer beträchtlich hinter dem Rot zurück. Dies führt zu der Deutung, daß das Anklingen der Erregung in dem „Dämmerungsapparat“ (s. Duplizitätstheorie) deutlich langsamer vonstatten geht als in dem Hellapparat, wofür ja auch andere Erfahrungen sprechen (s. Nachlaufendes Bild). Möglicherweise wird der Tatbestand jedoch hierdurch nicht erschöpft, sondern muß mit Rücksicht auf die Beobachtungen bei stärkerer Beleuchtung (s. o.) angenommen werden, daß auch das Ansprechen der verschiedenen Farben im Hellapparat mit verschiedener Geschwindigkeit erfolgt, wobei ebenfalls das Blau hinter dem Rot nachhinkt. *Dittler.*

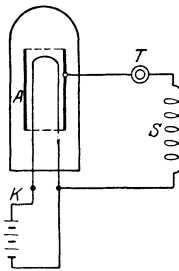
Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik. III. Aufl. Bd. 2. 1911.

Flechtströmung = turbulente Bewegung von Flüssigkeiten (s. d.) im Gegensatz zu Bandströmung = Laminarbewegung. *Eisner.*

Flecnodalkurve ist der Ort derjenigen Punkte, die in der Schnittkurve ihrer Berührungsebene mit einer Gibbschen Fläche (s. thermodynamische Blätter und ψ -Fläche von van der Waals) als Flecnode (Doppelpunkt, in dem der eine Zweig der Kurve einen Inflexionspunkt hat) auftreten und in denen eine der Tangenten mit der Fläche eine Berührung dritter Ordnung hat. *Henning.*

Flemingdetektor, Flemingröhre. Apparat zum Nachweis der Hochfrequenzschwingungen der drahtlosen Telegraphie nach Fleming (s. Fig.). In eine Glühlampe ist eine zylinderförmige, den Glühfaden umgebende Elektrode eingeschmolzen. Wird der Faden zum Glühen gebracht, so ist die Anordnung ein Elektronenventil. Die Elektronen können nur

in der Richtung vom Glühfaden zur Elektrode A strömen, nicht umgekehrt. Zugeführte hochfrequente Wechselströme werden also gleich-



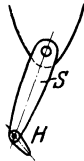
Fleming-Detektor.

gerichtet, so daß die Wirkungen der einzelnen Stromstöße auf das Telephon sich addieren und in diesem ein knackendes Geräusch hervorrufen. In neuerer Zeit wird als Anode A ein Kohlezylinder, als Kathode ein Wolframdraht verwandt. *Güntherschulze.*

Flettnerrotor s. Magnuseffekt.

Flettneruder ist eine Konstruktion, bei welcher das Steuerruder S nicht direkt herumgelegt wird, sondern selbst durch ein kleines Hilfsruder H gesteuert wird.

Durch diese Anordnung kann man mit einem kleinen Leistungsaufwand große Steuerkräfte erreichen, wie sich aus der Figur ergibt. *L. Hopf.*



Flettneruder.

Fliegende Schatten. Wenn bei einer totalen Sonnenfinsternis kurz vor Beginn oder nach Beendigung der Totalität die Sonne zu einer schmalen, fadenförmigen Lichtquelle zusammengeschrunft ist, sieht man streifenförmige Schatten über die Erde

gleiten, deren Streifung der Lage der Lichtquelle (Verbindungsline der Sichelspitzen) parallel ist. Es sind die Schatten der Luftschlieren, die bei voller Sonne verwischt werden. Die Bewegungsrichtung der fliegenden Schatten scheint vom Wind abzuhängen. Eine ebenfalls durch Luftschlieren hervorgerufene Erscheinung ist die Szintillation der Fixsterne (s. d.). *Bottlinger.*

Fliegerhorizont s. Kreiselpendel.

Fliehkraft s. Trägheitskräfte.

Fließen s. Schießen und Strömen.

Fließfestigkeit s. Strukturviskosität.

Fließfiguren s. Plastizität.

Fließformeln, hydraulische. Setzt man für die gleichförmige, vollkommen turbulent ausgebildete Strömung in Gerinnen, bei der die Massenbeschleunigung infolge Schwerewirkung durch die Widerstände am benetzten Umfang U gerade wieder wettgemacht wird, diese Widerstände proportional dem Quadrat der mittleren Querschnittsgeschwindigkeit v, so erhält man

$$\gamma \cdot F \cdot z = \lambda \cdot U \cdot l \cdot \frac{\gamma v^2}{2g}$$

und mit $\frac{F}{U} = R = \text{Profilradius}$ (s. d.) und $\frac{z}{l} =$

I = Gefälle: $v = k \sqrt{R I}$, wobei in k die Größe λ eingeht (Chezy-Eytelweinsche Formel). Als hydraulische Fließformeln bezeichnet man die sehr zahlreichen, verschiedenartigen Formeln, die sich ergeben, wenn für k aus empirischen Daten (Natur- und Modellmessungen) oder heuristischen Überlegungen abgeleitete Werte eingesetzt und als „Formeln“ dargestellt werden. Mit derartigen Formeln wird in der Hydraulik gerechnet. Hinsichtlich geschlossener Rohrleitungen mit Kreisquerschnitt s. „Druckabfall“, über den Einfluß der Wandrauigkeit (s. d.). Die für offene Gerinne und nicht kreisförmige Rohre üblichen Ansätze hinken, wie es bei dem Charakter der angewandten Hydraulik

als praktischer Ingenieurdisziplin verständlich ist, den physikalischen Erkenntnissen nach. Daher finden sich Beiwerte z. B. $k = \text{constans} = 50,9$; $k = k(R)$; $k = k(I)$; $k = k(R, I)$; mit teils sehr komplizierten, teils reinen Potenzansätzen ein- oder mehrgliedrig u. a.; dabei geht man in den beiden letzteren Fällen von dem nicht ganz unrichtigen Gedankengang aus, daß in der Größe von I die Wandrauigkeit eines offenen Flußgerinnes bereits in gewissem Sinne zum Ausdruck kommt. k ist nicht dimensionslos; maß-

gebend ist die dimensionslose Größe $\lambda = \frac{2g}{k^2}$. Als

„allgemeine“ Abflußformel bezeichnet man mit Unrecht vielfach die neuerdings wieder übliche Form: $v = \zeta \cdot R^\mu \cdot I^\nu$. Vor den Angaben in den meisten, nicht modernen Hydraulikbüchern muß gewarnt werden; selbst wenn die eine oder andere Formel vorgenommene Messungen gut interpoliert (Einwandfreiheit der sehr schwierigen Messungen in beschleunigungsfreier Strecke vorausgesetzt), so darf im allgemeinen weder bei gleichen Verhältnissen extrapoliert, noch unüberlegterweise auf andere (mehr oder weniger ähnliche) Verhältnisse übertragen werden. Nur bei sehr großer praktischer Erfahrung ist man bei Anwendung solcher Ansätze vor Fehlschlüssen bewahrt. Erst in jüngster Zeit ist es den Anstrengungen der zwischen Praxis und Theorie stehenden Vertreter der angewandten Mathematik gelungen, auf Grund von Ähnlichkeitsbetrachtungen (s. Ähnlichkeitsgesetze) der Forderung Anerkennung zu verschaffen, daß unbedingt k oder besser $\lambda = \lambda \left(\frac{vR}{\nu} \right)$; Rauigkeits-

zahlen) sein muß. In den neueren Ansätzen (z. B. Mises, Eisner) ist diese Forderung berücksichtigt. Führt man für die Abhängigkeit von der Wandrauigkeit aus Unkenntnis und aus Mangel einer geeigneten Rauigkeitsdefinition zunächst die „relative Wandrauigkeit“ $\frac{\epsilon}{R}$ ein, wobei ϵ einen gedachten Mittelwert der Wandvorsprünge bedeutet (daß dies nicht ausreicht, haben Eisner, Hopf und Mises, ersterer bereits mit weitergehenden Vorschlägen über ein „Gedankenmodell der Wandrauigkeit“ dargelegt), so muß man also verlangen, daß

$$v = k \left(\frac{vR}{\nu}, \frac{\epsilon}{R} \right) \sqrt{R I} \quad \text{bzw.} \quad = \frac{\sqrt{2g} \cdot \sqrt{R I}}{\sqrt{\lambda \left(\frac{vR}{\nu}, \frac{\epsilon}{R} \right)}}$$

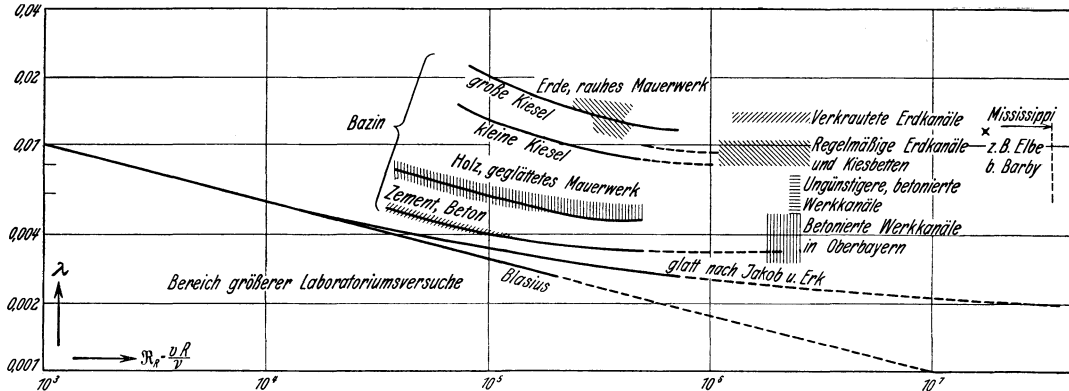
gesetzt wird. Setzt man in Unkenntnis des wahren Gesetzes einen zweifellos in erster Annäherung gebietweise gültigen (von Gebiet zu Gebiet sich zahlenmäßig ändernden) reinen Potenzansatz an, sowohl für die Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl $\frac{vR}{\nu}$ wie für die Abhängigkeit von der relativen

Wandrauigkeit ϵ/R , so kann man nach Eisner den Werten μ und ν ganz bestimmte Bedingungen vorschreiben und dadurch gewisse Willkürlichkeiten ausschalten, bzw. empirisch gefundene Werte gegebenenfalls als unzutreffend zurückweisen. Die aus diesem Ansatz zu ziehenden Schlüsse haben sich nach Strickler für offene Gerinne sehr verschiedenen Ausmaßes bewährt und verschaffen sich allmählich Gültigkeit in der Hydraulik. — Durch den Ansatz

$$\lambda = a + b \left(\frac{\epsilon}{R}\right)^\sigma + c \left(\frac{vR}{\nu}\right)^\tau$$

kann man sich Messungen naturgemäß noch erheblich näher und in weiteren Bereichen anpassen (z. B. für sehr große Reynoldssche Zahlen einen je nach der relativen Wandrauhigkeit verschiedenen konstanten Endbetrag approximieren), die Analysis wird aber ungleich schwerfälliger. Daher verzichtet man bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen (in Flüssen z. B.) darauf, die dort nur in geringem Maße vorhandene Abhängigkeit von $\frac{vR}{\nu}$ zum Ausdruck zu bringen, und setzt für diesen

Fall nur $\lambda = a_1 + b_1 \left(\frac{\epsilon}{R}\right)^\sigma$ an. Für natürliche Flüsse ist hierin nicht die eigentliche Wandrauhigkeit, sondern die sog. „hydraulisch wirksame“ Rauigkeit einzuführen, die alle Unregelmäßigkeiten des natürlichen Flußbettes mit erfassen soll. Es ist verfrüht, mehr hierüber auszusagen. Der heutige Stand unserer Kenntnis (einschl. Zahlenangabe) und ein neuer, hier nicht mitgeteilter Ansatz findet sich eingehender dargelegt in des Verf. Beitrag: „Offene Gerinne“ in Bd. IV des Handb. der Experimentalphysik (Wien u. Harms); diesem ist auch Fig. 1 entnommen. *Eisner.*



Widerstandbeiwert in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl und verschiedenen Wandrauhigkeiten in den angegebenen offenen Gerinnen, d. h. bei verschiedenen relativen Rauigkeiten (doppeltlogarithmische Darstellung).

Fließgrenze s. Elastizität fester Körper, Festigkeitsberechnung, Plastizität.

Flimmerphotometer von Bechstein, Krüb, Rood s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen.

Flocculi oder Flocken nennt man die hellen oder dunklen Kalzium- und Wasserstoffwolken, die sich auf spektroheliographischen Aufnahmen der Sonne im Lichte der Kalzium- oder Wasserstofflinien zeigen (s. Spektroheliograph). Die Spektroheliogramme haben eine der Granulation der Photosphäre ähnliche Struktur, doch sind häufig große Flächen mit hellen oder dunklen Wolken überdeckt. Helle Flocculi treten besonders in der Umgebung aktiver Sonnenflecke auf. *W. Kruse.*

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Flöte s. Pfeifen.

Florentiner Thermometer. Es sind dies die ersten Flüssigkeitsthermometer mit Gefäß und Skala, von denen im Jahre 1660 auf Veranlassung des Herzogs Ferdinand II. von Toskana eine größere Anzahl mit übereinstimmenden Angaben hergestellt wurden und die von Mitgliedern der Florentiner Academia del Cimento bei meteorologischen Beobachtungen verwendet wurden. Die Thermometer waren mit Alkohol gefüllt. Der Schmelzpunkt des Eises lag bei 13,5° der Florentiner Skala. *Henning.*

Flosse heißt der am Flugzeugrumpf feste Teil eines Leitwerks; die Flosse bildet mit dem beweglichen Teil, dem sog. Ruder zusammen, ein Organ, durch welches das Flugzeug gedreht und somit gesteuert wird. Zum Höhenleitwerk gehört die Höhenflosse, zum Seitenleitwerk die Kiefflosse.

Flügel s. Klavier.

L. Hopf.

Flügel (Tragfläche) ist das tragende Organ eines Flugzeugs. Seine Wirkung beruht auf dem Umstand, daß er bei richtiger Anstellung gegen die Fahrtrichtung eine große Kraft erfährt, die fast ganz senkrecht zur Bewegungsrichtung wirkt; dieser „Auftrieb“ ist groß im Vergleich zum „Widerstand“; d. i. der entgegen der Bewegungsrichtung wirkenden Kraft. Eine große Kraftwirkung (Tragen des Gewichtes) wird also auf Kosten einer relativ kleinen Leistung (des Motors) erzielt.

Die auf einen bewegten Flügel wirkenden Kräfte sind proportional der Luftdichte ρ , der Fläche F

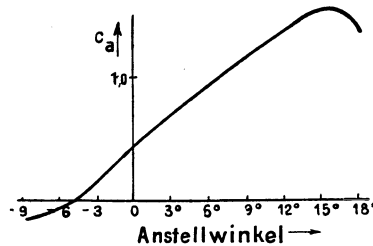


Fig. 1. Auftriebsbeiwert.

des Flügels und dem Quadrat der Geschwindigkeit v . Beim Fluge ist der Anstellwinkel der Flügelsehne gegen die Fahrtrichtung stets klein (-4° bis 10°). In diesem Bereich wächst mit wachsendem Anstellwinkel der Auftrieb sehr stark, der Widerstand langsamer. Dadurch wird der Flug möglich. Setzt man

den Auftrieb $A = c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F,$

den Widerstand $W = c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F,$

so sind die Beiwerte c_a und c_w nur von der Form des Flügels und vom Anstellwinkel abhängig. Die Größenordnung veranschaulichen die Figuren; darin sind für ein normales Flügelprofil c_a und c_w in Abhängigkeit vom Anstellwinkel aufgetragen. Eine andere in der Praxis bedeutungsvolle Darstellung s. u. dem Stichwort „Polardiagramm“. Die Form des Flügels ist für die Kräfte von großer Bedeutung;

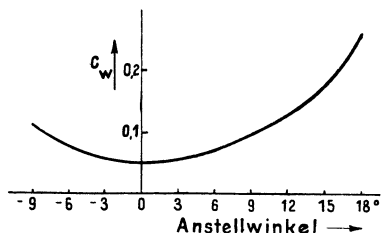


Fig. 2. Widerstandsbeiwert.

den Einfluß des Grundrisses überblickt man heute theoretisch recht vollständig auf Grund der Zirkulationstheorie; darüber s. „Tragflügeltheorie“. Über den Einfluß des Querschnitts oder Profils kennt man trotz sehr vieler und guter Modellmessungen nicht viele allgemeine Gesetzmäßigkeiten. Große Wölbung erhöht den Auftrieb; spitzes Zugehen am Hinterende ist wesentlich für die Ausbildung der Zirkulation, welche den Auftrieb hervorruft; runde Ausgestaltung des

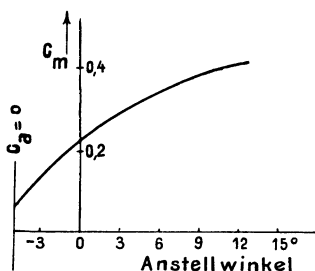


Fig. 3. Momentenbeiwert.

Vorderendes setzt den Widerstand herunter. Aus Gründen der Festigkeit kann man einen Flügel nicht zu dünn gestalten; auf besonders dicke Flügelquerschnitte ist man angewiesen, wenn man nach

Junkers Vorgang Flugzeuge ohne Außenverspannungen baut. Ein dicker Flügel ist aber durchaus nicht ungünstiger wie ein dünner, wenn sein Profil richtig gestaltet ist. Außer den Kraftkomponenten übt die Luft auch ein Moment auf den Flügel aus. Dies Moment sucht im praktischen Bereich der Anstellwinkel den Flügel um seine vordere Spitze nach oben zu drehen; es wird dimensionslos angegeben durch die Beziehung

$$\text{Moment um die Spitze } M = c_m \frac{\rho}{2} v^2 \cdot F \cdot t,$$

wobei t die Tiefe des Flügels (Abmessung in der Bewegungsrichtung) bedeutet. Auch die Größe c_m ist den Figuren zu entnehmen. Lage und Größe der Flügelkräfte in Abhängigkeit vom Anstellwinkel veranschaulicht eine weitere Abbildung. Den Schnittpunkt dieser resultierenden Kraftstrahlen mit der Flügelsehne nennt man „Druckpunkt“ (s. d.). Die Größe der Luftkraftmomente ist wesentlich für die richtige Verlegung des Flugzeugschwerpunkts und für die Dimensionierung des Höhenleitwerks.

Das bisher Gesagte bezieht sich auf einen durchweg gleichgestalteten Flügel; in Wirklichkeit werden die Flügel aus Rücksicht auf die Seitenstabilität

meist ein wenig „verwunden“, d. h. die äußeren Teile des Flügels stehen nicht parallel zu den inneren, sondern sind etwas flacher eingestellt, so

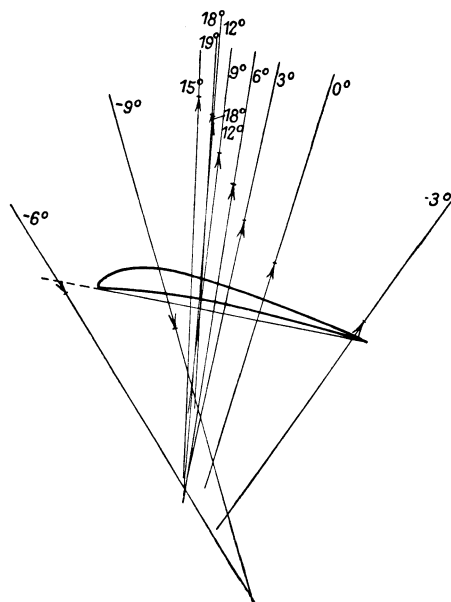
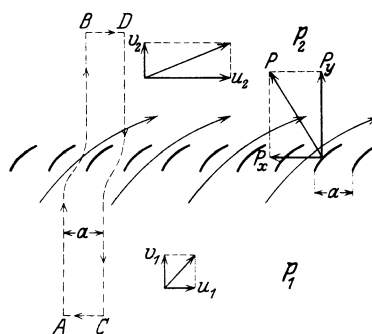


Fig. 4. Flügelprofil mit Kraftstrahlen.

daß sie einen kleineren Winkel mit der Fahrtrichtung einschließen, daher kleinere Kräfte erfahren, Ferner zeigen die Flügel auf beiden Seiten eines Flugzeugs oft „Pfeilstellung“ (s. d.) und „V-Stellung“.

L. Hopf.

Flügel, hydrometrischer s. hydrometrischer Flügel. **Flügelgitter**, auch Schaufelgitter, Flügelreihen, Schaufelreihen sind ein Hilfsmittel zur rechnerischen Erfassung der Strömungs- und Kräfteverhältnisse in Francis- und Kaplan-turbinen (s. Turbinen) und in Kreisel- und Propellerpumpen bzw. Ventilatoren (s. Pumpen); außerdem geben sie auch einige Aufschlüsse über das Verhalten von



Strömung durch ein gerades Schaufelgitter.

Propellern und Windmühlen. Den axial arbeitenden Propellerpumpen und Kaplan-turbinen entspricht, wenn man die strahlenförmige Anordnung der Schaufeln vernachlässigt, das gerade Gitter (s. Figur). Radialarbeitenden Pumpen und Turbinen läßt sich ein kreisförmiges Gitter zuordnen; allerdings trifft diese Idealisierung häufig (z. B. für Francisräder üblicher Form) nicht scharf zu. Die Gittertheorie gibt die Möglichkeit, über die Aus-

sagen der elementaren Theorie, bzw. der Theorie der unendlich vielen Schaufeln hinauszugehen. Die diskreten Flügel arbeiten nämlich ähnlich wie Tragflügel, indem sie der Strömung Impuls zuführen oder solchen entnehmen, und jeder Flügel arbeitet in einem Strömungsfeld, das durch die Strömung aller übrigen Flügel miterzeugt ist. Das gerade Gitter ist theoretisch leichter zu behandeln und schon ziemlich genau untersucht, wenn auch unter teilweise etwas vereinfachenden Annahmen (zweidimensionale Strömung, Ersatz der Schaufeln durch Wirbelfläden oder allenfalls Wirbelflächen). Aus bekanntem Strömungszustand weit vor und hinter dem Gitter läßt sich die Kraft auf jeden Flügel nach Größe und Richtung angeben (einfache Impulsbetrachtungen und Anwendungen des Kutta-Joukowskyschen Satzes). Es ist nämlich je Breitereinheit

$$P_y = (p_1 - p_2) a = \frac{\gamma}{g} \cdot F \cdot \frac{u_1 + u_2}{2}$$

$$P_x = -\frac{\gamma}{g} v (u_1 - u_2) = -\gamma/g v F.$$

Damit kann man bei den Axialrädern den Axialschub und das Drehmoment bestimmen. Aus der Theorie ergibt sich weiter der Wirkungsgrad der Energieumsetzung durch das Gitter. Wenn man das Schaufelgitter durch ein Gitter einzelner Wirbelfäden oder Wirbelbänder ersetzt, dann läßt sich auch das Strömungsfeld ausrechnen (s. Hütte I, 25. Aufl., S. 384, Handb. d. Phys. VII, S. 235 ff.). — Die Überlegungen am kreisförmigen Gitter sind noch nicht so weit entwickelt wie die am geraden. Es läßt sich aber leicht die Eulersche Turbinengleichung

$$M = \frac{\gamma}{g} Q (r_1 u_1 - r_2 u_2)$$

ableiten, die die Abhängigkeit des Drehmoments M an der Welle von der Durchflußmenge Q , den Radabmessungen und den tangentialen Geschwindigkeitskomponenten u_1 und u_2 am Eintritt und Austritt angibt. Weitere Rechnungen an kreisförmigen Gittern finden sich bei Eck, Heft 7 der „*Abh. d. Aer. Inst. Aachen*“, bei Spannhake, Sörensen (*Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech.* 1927, S. 89).

Die vorstehenden Methoden sind solche der Potentialströmungstheorie; sie gestatten also nicht, Ablösungen, Rückströmungen, Hohlraumbildungen u. dgl. zu erfassen. *Eisner — O. Schrenk.*

Flügelreihe s. Flügelgitter.

Flüsse. Zusammenhängende, unter dem Einfluß der Schwerkraft in fließender Bewegung befindliche Wassermassen, die man nach ihrer Größe folgerweise als Bäche, Flüsse und Ströme zu bezeichnen pflegt.

Wassermenge. Das Wasser der Flüsse wird durch atmosphärischen Niederschlag (s. d.), Grundwasser (s. d.), Quellen (s. d.) und Gletscher (s. d.) geliefert, seine Menge hängt aber doch letzten Endes von der Höhe des Niederschlags ab, da auch Grundwasser, Quellen und Gletscher nur aufgespeicherte Niederschlagsmengen darstellen. Im mehrjährigen Mittel ist also die den Fluß an einer bestimmten Stelle passierende Wassermenge, der Abfluß (A), gleich der Differenz von Niederschlag (N) und Verdunstung (V) in der gesamten oberhalb dieser Stelle gelegenen Fläche, innerhalb deren der Abfluß dorthin erfolgt, dem Stromgebiete (F). Der Abflußfaktor $\frac{A \cdot 100}{N}$ schwankt nach H. Keller

in den mitteleuropäischen Stromgebieten zwischen 20 (Flachland von 400—500 m Meereshöhe) und 68 (Gebirge über 1100 m). H. Keller hat für das Gebiet dieser Ströme die Abflußformel $A = 0,942 (N - 405)$ aufgestellt, wobei A und N in mm Wasserhöhe auf F verteilt ausgedrückt sind. Doch wirken auf A noch zahlreiche andere Faktoren ein, wie Gefälle des Geländes, Bodenbeschaffenheit, Vegetationsbedeckung, zeitliche Verteilung der Niederschläge und dgl., so daß dieser, wie ähnlichen Formeln, keine allzu große Bedeutung zukommt. Wie verschieden sich der Wasserhaushalt eines Flusses in den beiden Jahreshälften bei uns gestaltet, dafür mag eine von W. Ule für die Thüringische Saale berechnete Aufstellung als Beispiel dienen. Es ergab sich in Prozenten des Niederschlags für das Jahr und die hydrologischen Halbjahre (November bis April und Mai bis Oktober):

	Jahr	Winter	Sommer
Abfluß, gesamter	27,5	46,0	16,5
„ unmittelbarer	17,5	32,5	10,5
„ durch Quell- und Grundwasser	10,0	13,5	6,0
Verlust, gesamter	72,5	54,0	83,5
„ Verdunstung	51,5	53,0	51,0
„ sonstiger Verbrauch	21,0	1,0	32,5

Auch die Jahreskurve des Wasserstandes, die in erster Linie von der jahreszeitlichen Verteilung der Niederschläge abhängt, wird durch zahlreiche örtliche Nebenumstände beeinflusst. In den Kulturstaaten werden an mehreren Stellen aller bedeutenderen Flüsse Wasserstandsmessungen angestellt, die in Preußen durch die Landesanstalt für Gewässerkunde bearbeitet werden. Aus Messungen leitet man für die einzelnen Monate und Jahre den mittleren Wasserstand (MW), sowie mittleres Hochwasser (MHW) und mittleres Niedrigwasser (MNW) ab. Daneben unterscheidet man noch die höchsten und niedrigsten bekannten Wasserstände (HHW und NNW). Mit den Wassermengen schwanken die Abflußmengen in erheblichem Maße, und naturgemäß sind diese Schwankungen bei größeren Flüssen in der Regel geringer als bei kleineren. Namentlich bei einigen Nebenflüssen des Rheins sind nach W. Halbfuß die bei HHW abfließenden Wassermengen um ein vielfaches größer als bei NNW, nämlich bei der Mosel 78 mal, Main 91, Lahn 172 und bei der Nahe sogar 300 mal. Das Verhältnis NNW : HHW verringert sich jedoch von der Quelle nach der Mündung zu. So beträgt es z. B. für die Elbe bei Melnik 1:113, bei Dresden 1:82, bei Torgau 1:60, bei Magdeburg 1:43, und oberhalb Hamburg 1:23. In manchen Trockengebieten der Erde, z. B. im Innern Australiens, wechseln gewaltige Überschwemmungen, deren Wasser Monate braucht, um abzufließen, mit Trockenzeiten, in denen die Flüsse überhaupt versiegen. Die Menge des jährlich dem Meere zufließenden Flußwassers hat man zu 30640 Millionen cbkm berechnet. Von großem Einfluß auf den Abflußvorgang ist die winterliche Eisdecke.

Temperatur. Die Temperatur des Flußwassers wird mehr durch die Sonnenstrahlung als durch die Lufttemperatur bestimmt. Die tägliche Temperaturschwankung ist gering. Meist ist der Fluß wärmer als die Luft, vor allem im Flachlande. Wegen der starken Bewegung des Flußwassers kommt es in der Regel erst dann zur Eisbildung,

wenn die Abkühlung unter 0° herabgegangen ist. Eine feste Eisdecke setzt eine andauernde strenge Frostperiode voraus, ist daher nur in Klimaten mit niedriger Wintertemperatur möglich. Die Dauer der winterlichen Eisdecke nimmt in Eurasien, entsprechend den klimatischen Verhältnissen, von Westen nach Osten hin zu. Sie beträgt in derselben geographischen Breite von 53° Nord für die Weser 29, Weichsel 64, Wolga 130, Ob 168, Amur 192 Tage. Linien, welche die Orte miteinander verbinden, an denen Aufgang oder Zugang der Gewässer gleichzeitig erfolgt, nennt Hildebrandsson Äquiglazialen. Neben dem Oberflächeneis bildet sich in den Flüssen häufig Grundeis (s. d.).

Die Geschwindigkeit des Wassers im Flusse ist in erster Linie abhängig von dem Gefälle, aber auch von der Form des Bettes. Sie ist am größten über den tiefsten Stellen, nahe der Mitte des Stromes und dicht unter der Oberfläche. Die Linie, welche die größte Strömungsgeschwindigkeit an der Oberfläche bezeichnet, heißt der Stromstrich. Die Linien gleicher Geschwindigkeit in einem Querprofil (Isotachen) verlaufen im allgemeinen parallel zur Begrenzung und umgeben in geschlossenen Kurven den Punkt des Stromstriches. Von diesem nimmt die Geschwindigkeit nach dem Boden etwa im umgekehrten Verhältnis wie das Quadrat der Tiefe ab.

Chemische Beschaffenheit. Das Flußwasser enthält meist Salze, deren chemische Natur von der Bodenzusammensetzung im Flußgebiete abhängig ist. Sie bestehen durchschnittlich etwa aus 60% Karbonaten, 10% Sulfaten, 5% Chloriden und 25% verschiedenen anderen Verbindungen. Hauptbestandteil ist in der Regel kohlensaurer Kalk. 180—200 g gelöster Stoffe im cbm kann als Mittelzahl gelten. Die Menge der in suspendiertem Zustande mitgeführten festen Bestandteile, von deren Beschaffenheit auch im wesentlichen die Farbe des Flußwassers abhängt, ist starkem Wechsel unterworfen. Der Ohio-Fluß entführt jedem Quadratkilometer seines Gebietes alljährlich mehr als 200 000 kg Bodenbestandteile, davon 1/3 in gelöstem, 2/3 in ungelöstem Zustande. Der Indus soll alljährlich etwa eine halbe Billion Kilogramm an Schlammbestandteilen ins Meer führen. Das gesamte von allen Flüssen der Erde ins Meer geschaffte Gesteinsmaterial wird auf viele Milliarden Kubikmeter geschätzt.

Durch Erosion (s. Flußerosion) gräbt der Fluß allmählich sein Bett immer tiefer in den Boden ein, bis ein gewisser Gleichgewichtszustand erreicht ist. Unterbrechungen der so geschaffenen Gefällskurve werden gebildet durch Seen (s. d.) und Wasserfälle, die infolge der Erosionstätigkeit langsam nach dem Oberlauf hin zurückverlegt werden.

Im allgemeinen herrscht im Oberlaufe eines Flusses die Erosion vor, während im Unterlaufe die Aufschüttung (Akkumulation) überwiegt. Flüsse mit starker Schlammführung bauen an ihrer Mündung durch Ablagerung der Sinkstoffe ein Delta (s. d.) oft weit in das Meer hinaus; doch kommen auch andere Formen der Flußmündung vor, z. B. weite offene Mündungstrichter (Ästulare), denen jedoch oft auch Küstenanschwellungen quer vorgelagert sind, so daß ein Strandsee abgeschnürt wird. Man bezeichnet solche Mündungen als Limane.

Der geographische Bau der Flußsysteme ist sehr verschiedenartig. Unter Stromentwicklung (E)

versteht man das Verhältnis der Stromlänge (L) zu der kürzesten Entfernung von Quelle und Mündung (S). E erreicht nach C. Ritter bei der Wolga ein Maximum, nämlich 430:210 km = 2,05, bei dem Dniestr ein Minimum 96:87 km = 1,07. Setzt man aber für L nicht die aus den Übersichtskarten entnommene rohe Flußlänge, sondern seine wahre Länge mit allen kleinsten Biegungen und Krümmungen ein, so erhält man natürlich viel größere Werte für E, so daß bei solchen Berechnungen die Angabe der Karte, auf welcher die Messungen ausgeführt wurden, erforderlich ist. Die Anordnung der Nebenflüsse zum Hauptfluß bietet große Mannigfaltigkeit. Die Flußdichte (mittlere Flußlänge in km pro qkm) schwankt selbst innerhalb Deutschlands beträchtlich. Nach L. Neumann beträgt sie bei den Flüssen der Pommerschen Seenplatte 0,36, im Harz dagegen 1,77. Sie wächst im allgemeinen mit der Regenmenge. Selten ist die Gabelung (Bifurkation) eines Flusses. Langsame Änderungen kommen in jedem Stromsystem vor, gelegentlich aber erfolgen auch gewaltsame Durchbrüche, vor allem beim Hoangho in China, der 1852 seine Mündung von 34° nach 38° nördlicher Breite verlegte. Durch Anschwellungen im Mündungsgebiet können verschiedene Flüsse zu einem einzigen Stromsystem vereinigt werden, wie dies z. B. noch in historischer Zeit beim Euphrat und Tigris geschehen ist. Zahllose andere sehr verschiedenartige Veränderungen des Laufes einzelner Flüsse und der Anordnungen von Stromsystemen sind durch historische und geologische Untersuchungen festgestellt worden.

Mitunter verläuft ein Teil des Flusses unterirdisch. Eines der bekanntesten Beispiele ist der 13 km lange unterirdische Abfluß der Donau bei Immendingen, der einen Teil des versickerten Donauwassers dem in den Bodensee mündenden Flübchen Aach zuführt.

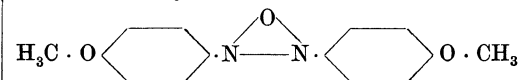
Die größten Flüsse sind die folgenden:

	Stromlänge (L)	Areal des Stromgebietes (F)
Amazonenstrom	5500 km	7 000 000 qkm
Kongo	4200 „	3 700 000 „
Mississippi-Missouri	6600 „	3 250 000 „
La Plata	4700 „	3 100 000 „
Ob	5200 „	2 950 000 „
Nil	6500 „	2 870 000 „
Jenissei	5200 „	2 550 000 „
Lena	4900 „	2 380 000 „
Niger	4200 „	2 100 000 „
Amur	4600 „	2 050 000 „

O. Baschin.

Näheres s. H. Gravelius, Flußkunde. 1914.

Flüssige Kristalle. Diese Bezeichnung — vielleicht besser: kristallinische Flüssigkeiten — wird angewandt auf einen bestimmten Zustand gewisser Substanzen, der phänomenologisch etwa folgendermaßen gekennzeichnet ist: Manche Stoffe, und zwar meist solche mit konstitutionschemisch verhältnismäßig länglich gebauten Molekeln, wie etwa Para-Azoxy-Phenetol:



sind oberhalb des Schmelzpunkts zunächst getrübt, und zwar ruft die trübe Schmelze, die eben als fl. K. bezeichnet wird, zwischen gekreuzten Nicols

Aufhellung hervor. Bei einer gleich dem Schmelzpunkt scharfen Temperatur geht die trübe Schmelze in eine klare, die amorphe Flüssigkeit, über. Die Deutung, die man heute der Erscheinung gibt, ist etwa die, daß in der kristallinen Schmelze noch nicht der Übergang zu idealer Unordnung vollzogen ist, sondern noch kleine Gruppen von Molekeln — Molekelschwärme — in einer teilweise geordneten, nämlich parallelen Lagerung verbleiben, aber im übrigen frei verschieblich sind. Sie rufen durch ihre Anisotropie die Aufhellung hervor, ihre beim Kleinerwerden infolge Temperatursteigerung nach der Thomsonschen Gleichung (s. d.) steil ansteigende Dampfdruckkurve schneidet die der klaren Modifikation und erzeugt so einen scharfen reversiblen Übergangspunkt trübe — klar.

Hierher gehören auch die sog. „fließenden“ Kristalle, die nicht die Beweglichkeit von Flüssigkeiten besitzen, wie z. B. viele Seifen. Bei ihnen nimmt man an, daß noch ein weiteres Ordnungsprinzip außer der Parallelorientierung vorhanden ist, nämlich eine Identitätsperiode, insofern mehrere Schwärme paralleler Molekeln immer so hintereinander gelagert sind, daß ihre Trennungsebenen, um die Längenerstreckung der Molekeln voneinander entfernt, sich regelmäßig wiederholen. Das gibt die Anschauung vom eindimensionalen Kristall, und tatsächlich findet man auch das hierfür zu erwartende Röntgendiagramm. *Schwab.*

Näheres s. R. Schenk, Kristallinische Flüssigkeiten. Leipzig (Engelmann). — D. Vorländer, Kristallinisch-flüssige Substanzen. Stuttgart (Encke). O. Lehmann, Flüssige Kristalle — G. Friedel, Ann. d. phys. 18, 237, 1922. — J. R. Katz, Die Quellung II, in Erg. d. ex. Matw. IV, 180, 1925.

Flüssigkeit. Während man in der allgemeinen Physik von festen, flüssigen und gasförmigen Körpern spricht, wird in der Mechanik die Materie zunächst nur in feste und flüssige Körper eingeteilt. Der Grund liegt darin, daß für die Betrachtungsweise der Mechanik sehr viele Vorgänge in Flüssigkeiten und Gasen nach gleichen Gesetzmäßigkeiten verlaufen. Das ist vor allem immer der Fall, wenn man einen wesentlichen Unterschied zwischen Flüssigkeiten und Gasen, daß nämlich erstere inkompressibel, letztere elastisch sind, vernachlässigen darf.

Das für Flüssigkeiten im weiteren Sinn gemeinsame Kennzeichen ist, daß sie einer Formänderung keinen Widerstand entgegensetzen, wenn diese nicht gleichzeitig mit einer Volumänderung verbunden ist. Es folgt daraus, daß eine Flüssigkeit keine eigene Gestalt besitzt, ferner, daß in einer Flüssigkeit keine Tangentialspannungen auftreten. Der in einem Punkt einer Flüssigkeit herrschende Druck wirkt senkrecht auf jede beliebig durch diesen Punkt gelegte Fläche und seine Größe ist unabhängig von der Richtung dieser Fläche. Ein Kennzeichen der Flüssigkeit ist auch ihre Isotropie und Homogenität. Feste isotrope Körper nennt man daher auch „unterkühlte Flüssigkeiten“ (s. d.).

Flüssigkeiten im engeren Sinne („tropfbare Flüssigkeiten“) werden durch ihre Inkompressibilität von den Gasen („elastischen Flüssigkeiten“) unterschieden. Die Bezeichnung „tropfbar“ weist auch auf die allen Flüssigkeiten gemeinsame Eigenschaft der Oberflächenspannung hin, die sie befähigt, Tropfen zu bilden. Das widerspricht allerdings bereits dem oben erwähnten Kennzeichen der

Gestaltlosigkeit, wie denn überhaupt alle bisher aufgezählten Merkmale eine „ideale“ Flüssigkeit charakterisieren, für die Wirklichkeit aber nur annäherungsweise, bis zu einem bestimmten Grade und unter bestimmten Bedingungen gelten. In der Welt der Erscheinungen gibt es überhaupt keine scharfe Grenze zwischen festen, flüssigen und gasförmigen Stoffen. Die Unterscheidungsmerkmale sind lediglich Hilfsmittel für die gedankliche Behandlung, über deren Zulässigkeit und Gültigkeitsbereich man sich in jedem einzelnen Falle klar werden muß.

So sind z. B. auch die tropfbaren Flüssigkeiten in geringem Maße kompressibel. Da ferner alle Flüssigkeiten zäh sind, verursacht jede Verschiebung von Flüssigkeitsteilchen gegeneinander Tangentialspannungen; der an einem Punkt einer Flüssigkeit herrschende Druck steht daher nicht genau senkrecht auf jeder beliebig durch den Punkt gelegten Fläche und seine Größe ist nicht genau unabhängig von der Richtung der Fläche (s. dynamischer Druck).

Am kritischen Punkt verschwindet der Unterschied zwischen Flüssigkeit und Gas (Dampf) vollkommen. Ferner besitzen alle festen Körper die Fähigkeit des zähen Fließens, wenn die bewegende Kraft nur lange genug wirkt. Leicht kann diese Erscheinung bei Pech und Siegellack beobachtet werden. Diese Stoffe verhalten sich gegenüber einer starken, plötzlich wirkenden Beanspruchung bei gewöhnlicher Temperatur wie spröde Körper, vermögen aber in genügend langer Zeit infolge ihres eigenen Gewichts selbst durch Röhren zu fließen.

Eine Art von Übergangsformen zwischen festen Körpern, Flüssigkeiten und Gasen stellen die Suspensionen und Kolloide, sowie die Nebel und Rauche dar. Ihr hauptsächlichster Unterschied gegenüber Flüssigkeiten ist ihre Inhomogenität (vgl. disperse Systeme).

Endlich gibt es noch Flüssigkeiten, die von der Regel der Isotropie abweichen, das sind die sog. „flüssigen Kristalle“ (s. d.).

Über die Eigenschaften der Flüssigkeiten sei in kurzen Umrissen erwähnt:

Die Dichten verschiedener tropfbarer Flüssigkeiten sind bei normalem Druck und normaler Temperatur nicht sehr voneinander verschieden; sie liegen bei den meisten Flüssigkeiten zwischen 0,6 und 3. Eine Ausnahme bildet Quecksilber mit 13,5 bis 20°. Die Dichte nimmt mit zunehmender Temperatur im allgemeinen ab, und zwar im Durchschnitt um etwa 0,001 bei 1° Temperaturerhöhung und einer Temperatur von 20°. Bei Quecksilber beträgt die Abnahme nur 0,00018, bei Schwefelsäure 0,00057. Bei höheren Temperaturen wird die Dichteänderung größer. Eine Ausnahme bildet allein das Wasser, dessen Dichte bei 4° am größten ist. Die Dichte der Gase ist sehr verschieden, sie liegt zwischen 0,0000895 für Wasserstoff und 0,00973 für Radiumemanation bei 0° und 760 mm Barometerstand.

Mit zunehmendem Druck nimmt die Dichte zu (s. Kompressibilität). Die Kompressibilität der tropfbaren Flüssigkeiten ist indessen unter normalen Verhältnissen gegenüber der der Gase außerordentlich gering. Als Beispiel sei erwähnt, daß bei 20° das Volumen von Quecksilber um 3,8, von Wasser um 45, von Äther um 184 Millionstel bei einer Druckerhöhung um 1 Atmosphäre abnimmt. Wenn man vorher alle absorbierten Gase und Beimengungen entfernt hat, ist es auch möglich, auf

tropfbare Flüssigkeiten Zugkräfte auszuüben. Die Flüssigkeit zeigt dann eine entsprechende Dilatation. Unter großer Vorsicht ist es gelungen, auf Flüssigkeiten Zugkräfte bis zu 70 Atmosphären wirken zu lassen, ohne daß sie zerrissen.

Die Abhängigkeit der Gasdichte von Druck und Temperatur ist durch die Zustandsgleichung (s. d.) gegeben.

Alle tropfbaren Flüssigkeiten können durch Wärmezufuhr in den Gaszustand übergeführt werden. Ein Dampf, der bei konstanter Temperatur in einem abgeschlossenen Raum in Verbindung mit der Flüssigkeit bleibt, erreicht nach einiger Zeit einen Gleichgewichtszustand. Man nennt ihn dann gesättigt. Der Druck eines gesättigten Dampfes ist eindeutig bestimmt durch seine Temperatur und heißt Dampfdruck. Er ist Null bei der absoluten Temperatur Null und nimmt mit steigender Temperatur zu bis zum kritischen Druck, bei dem der Unterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf aufhört. Der Dampfdruck ist z. B. bei 0° für Quecksilber 0,0002, für Wasser 4,58, für Äthyläther 185 mm Quecksilbersäule, dagegen bei 100° für Quecksilber 0,3, für Wasser 760, für Äthyläther 4860 mm Quecksilbersäule. Die Temperatur, bei der der Dampfdruck 760 mm Quecksilbersäule erreicht, nennt man die Siedetemperatur (s. Siedepunkt). Es ist indessen möglich, sehr reine Flüssigkeiten bei vorsichtiger Erwärmung merklich über den Siedepunkt zu erhitzen, ohne daß Sieden eintritt; so kann z. B. Wasser bei Atmosphärendruck auf 200° gebracht werden.

Die Verdampfung findet stets unter Wärmeverbrauch statt. Die Verdampfungswärme für 1 g beträgt z. B. bei Atmosphärendruck für Wasser 536 cal, für Quecksilber 69 cal, für Äthyläther bei 100° 68 cal.

Die Oberflächenspannung der tropfbaren Flüssigkeiten ist bei 20° für Quecksilber 470, für Wasser 72,5, für Alkohol 23 dyn/cm an der Grenzfläche Flüssigkeit — Dampf.
S. Erk.

Flüssigkeitsbewegung s. Hydrodynamik, Kinetische Theorie der Materie, Laminare und Turbulente Bewegung von Flüssigkeiten.

Flüssigkeitsdruck. a) Äußerer Druck. Wenn man von Flüssigkeitsdruck schlechthin spricht, so meint man immer den nach außen in Erscheinung tretenden (äußeren) Druck.

In einer strömenden Flüssigkeit unterscheidet man einen hydrostatischen (s. d.) und einen hydrodynamischen (s. d.) Druck; die Summe der beiden nennt man den Gesamtdruck der Flüssigkeit (s. Staudruck). In einer ruhenden Flüssigkeit ist der hydrodynamische Druck gleich Null, der statische Druck ist dann gleich dem Gesamtdruck und kann mit einem beliebigen Manometer gemessen werden, da er nur eine Funktion des Ortes ist, von der Art der Messung aber im allgemeinen nicht beeinflußt wird.

In einer strömenden Flüssigkeit dagegen kann der statische Druck nur in einer Ebene parallel zur Strömungsrichtung, der Gesamtdruck nur in einer dazu senkrecht liegenden Ebene gemessen werden; den dynamischen Druck erhält man als Differenz des Gesamtdruckes und des statischen Druckes. Als Meßgeräte verwendet man Staurohre oder Stauscheiben (s. d.), die je nach ihrer Ausbildung und Anordnung den statischen oder den Gesamtdruck oder auch unmittelbar den dynamischen

Druck anzeigen. Der dynamische Druck p_d kann auch nach der Formel

$$(1) \quad p_d = \frac{\rho w^2}{2}$$

aus der Strömungsgeschwindigkeit w und der Dichte ρ berechnet werden. Diese Gleichung gilt streng nur für einen Stromfaden. Wendet man sie auf einen endlichen Strömungsquerschnitt an, wozu man in der Praxis immer gezwungen ist, so muß man die Verteilung der Geschwindigkeit in diesem Querschnitt kennen (vgl. Geschwindigkeitsverteilung).

Die Beziehungen zwischen dynamischem, statischem und Gesamtdruck sind durch die Bernoullische Gleichung (s. d.) gegeben.

b) Innerer Druck. Der innere Flüssigkeitsdruck ist ein in der kinetischen Theorie der Flüssigkeiten verwendeter Begriff. Da es eine ausgebildete Theorie der wirklichen Flüssigkeiten noch nicht gibt, wurde dieser Begriff zunächst für eine idealisierte Flüssigkeit von G. Jäger abgeleitet. Die ideale Flüssigkeit ist dabei im Gegensatz zu der in der Hydrodynamik üblichen Definition (s. „Ideale Flüssigkeit“) folgendermaßen gekennzeichnet: Die Moleküle seien vollkommen elastische Kugeln, alle einander gleich und inkompressibel. Das Volumen, der Kompressions- und Ausdehnungskoeffizient und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit seien vom äußeren Druck und von der Temperatur unabhängig. Die gegenseitigen Anziehungskräfte der Moleküle heben sich im Innern der Flüssigkeit untereinander auf, nicht aber an der Oberfläche. Hier erleiden die Moleküle einen Zug gegen das Innere der Flüssigkeit, der als innerer Flüssigkeitsdruck bezeichnet wird.

Unter den oben gemachten Voraussetzungen leitet G. Jäger für den Dampfdruck p einer Flüssigkeit die Formel ab:

$$(2) \quad p = P \cdot e^{-\frac{rM}{RT}}$$

Hierin ist P der innere Druck, r die Verdampfungswärme, M das Molekulargewicht, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur. Eine andere Formel für P lautet:

$$(3) \quad P = \frac{\alpha}{k} \cdot T,$$

worin α der thermische Ausdehnungs- und k der Kompressibilitätskoeffizient sind.

Nach beiden Formeln erhält man für Quecksilber, das der oben charakterisierten idealen Flüssigkeit sehr nahe kommt, ähnliche Werte für P und zwar rund

$$P = 30000 \text{ Atmosphären.}$$

Die Theorie des osmotischen Druckes ergibt u. a., daß eine verdünnte Lösung denselben inneren Druck besitzt wie das Lösungsmittel. *S. Erk.*

Näheres s. G. Jäger, Kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten in Geiger-Scheel, Handb. d. Physik. Bd. IX. Berlin 1926.

Flüssigkeitsketten. Von dem Diffusionspotential (s. d.) zwischen zwei Lösungen, welche beide den nämlichen Elektrolyten, aber in verschiedener Konzentration enthalten, ist die E.K. einer Flüssigkeitskette zu unterscheiden, bei welcher im einfachsten Falle zwei verschiedene binäre Elektrolyte aneinander grenzen, die verschiedenes Metall und nur das Anion gemeinsam haben. Bei den Konzentrationsketten (s. d.) beruht die Berechnung der Berührungspotentialdifferenz darauf, daß man Übergangsschichten annimmt, in welchen sich ein

stationäres Diffusionsgefälle ausgebildet hat. Bei einer Flüssigkeitskette, z. B. HCl/KCl sind aber Übergangsschichten denkbar, die, durch Diffusion infolge der ungleichen Beweglichkeiten der Kationen entstanden, durch den Zustand der beiden Endlösungen nicht eindeutig bestimmt sind. Dieser Vielheit möglicher Übergänge entspricht eine Vielheit möglicher Werte der Potentialdifferenz. Diese Übergangsstadien unterscheiden sich nämlich durch die Dauer, während der sie sich zu erhalten vermögen. Für die Messung zugänglich und verwertbar sind nur quasistabile Dauerzustände, die dadurch ausgezeichnet sind, daß erstens die Konzentration der Zwischenschichten sich nur unendlich langsam ändert, und zweitens die gemessene Potentialdifferenz von der Dicke der Berührungsschicht (welche nicht beobachtet werden kann) unabhängig ist. Beide Forderungen können indessen niemals ganz streng realisiert sein und deshalb bleiben immer noch verschiedene gleichberechtigte Möglichkeiten für die Art des Grenzüberganges offen. Planck (1890) charakterisiert den stabilen Zustand der Berührungsschichten dadurch, daß in ihnen die „Gesamtkonzentration“ beider (aller) Metallionen eine lineare Funktion des Abstandes von der Anode sein soll. Bei der experimentellen Bestimmung des Flüssigkeitspotentials wird man nun, um der ersten obiger Forderungen zu genügen, stets dahin streben, durch Diaphragmen oder Gelatinierung die Diffusion in der Berührungsschicht auf ein Minimum herabzudrücken. Daher ist es erlaubt, bei der Entstehung der Berührungsschicht von der Diffusion ganz abzusehen und anzunehmen, daß im quasistabilen Endzustand die Übergangsschichten kontinuierlich aus allen möglichen Mischungen der Elektrodenflüssigkeiten hergestellt sind (F. Dolezalek-P. Henderson). Ohne Beschränkung auf verdünnte Lösungen führt dieser Ansatz in einfacher Weise zur thermodynamischen Berechnung des Berührungspotentials beliebiger (auch mehrwertiger) Elektrolyte. Für Ketten vom Typus HCl/KCl ergeben unter der Voraussetzung vollständiger Dissoziation beide Theorien dasselbe Resultat:

$$EF = RT \ln \frac{u_H + v_{Cl}}{u_K + v_{Cl}}$$

wo u und v die Beweglichkeiten des Kations und Anions (s. Leitvermögen) bedeuten und angenommen ist, daß beide Lösungen von gleicher Konzentration sind.

In Übereinstimmung mit diesen Anschauungen und im Gegensatz zu der älteren Auffassung, nach der für das Zustandekommen elektromotorischer Kräfte stets die Mitwirkung von metallischen Leitern notwendig sein sollte, steht die fundamentale Tatsache, daß in einem aus Leitern zweiter Klasse verschiedener Art und Konzentration geschlossenen Kreise sehr wohl ein von außen nicht induzierter galvanischer Strom fließen kann, solange noch eine weitere Vermischung der Flüssigkeiten möglich ist (Nachweis durch Ablenkung einer Magnetnadel).

H. Cassel.

Näheres s. M. Planck, Wied. Ann. 40, 561, 1890. — P. Henderson, Zschr. f. physik. Chem. 59, 118, 1907.

Flüssigkeitsstrahl. Ein aus einer unrunder (elliptischen, rechteckigen) Öffnung fließender Strahl zeigt periodische Einschnürungen und Ausbauchungen. Das kommt daher, daß die Oberflächenspannung den Strahl in einen kreisförmigen

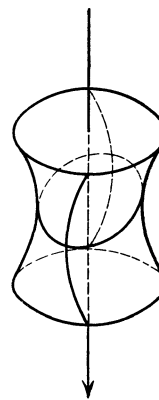
Querschnitt zu bringen sucht und infolge der Trägheit der Querschnitt um die Gleichgewichtslage pendelt (s. Fig.). Für den Beschauer stellen sich diese Schwingungen als eine Folge von Knoten und Bäuchen dar. Die Untersuchung solcher schwingender Strahlen bildet ein Verfahren zur

Bestimmung der Oberflächenspannung. Für einen schwach elliptischen Anfangsquerschnitt mit dem mittleren Radius r gilt

$$\gamma = \frac{2\pi^2 \rho r^3 w^2}{3 \lambda^2}$$

Hierin ist γ die Oberflächenspannung, ρ die Dichte, w die Ausfließgeschwindigkeit, die nach der Toricellischen Formel (s. Toricellisches Theorem) berechnet werden kann, λ die Wellenlänge der Schwingung.

Sowohl schwingende als auch anfangs glatt (aus runder Öffnung) tretende Strahlen werden nach einer gewissen Strecke unruhig, wellig und zerreißen schließlich in einzelne Tropfen. Die Länge des glatten Teiles ist von der Ausfließgeschwindigkeit abhängig und außerdem teils durch die Oberflächenspannung, teils durch die Zähigkeit der Flüssigkeit beeinflusst.



Schwingender Strahl.

Näheres s. Oberflächenspannung.

Flüssigkeitstheorie, kinetische s. Kinetische Theorie der Materie.

Flüssigkeitsthermometer beruhen auf der Ausdehnung einer Flüssigkeit, die in ein Glasgefäß oder (seltener) in ein Metallgefäß eingeschlossen ist (s. Fernthermometer, Metallthermometer, Quecksilberthermometer). Außer der Flüssigkeit dehnt sich auch das Gefäß bei der Temperaturerhöhung aus; die Ausdehnung der Flüssigkeit wird dadurch scheinbar verkleinert. Die scheinbare Ausdehnung der Flüssigkeit kann man ermitteln, indem man aus dem bis zum Rande gefüllten Gefäße die Flüssigkeitsmenge, die bei der Temperaturerhöhung keinen Platz mehr darin hat, in ein anderes Gefäß treten läßt und in diesem wägt (Ausflußthermometer). Gewöhnlich mißt man die Volumenzunahme unmittelbar. An dem Gefäß, das zylindrisch oder meist kugelförmig ist, sitzt ein Kapillarrohr, in dem die Flüssigkeit bei der Temperaturerhöhung ansteigt. Die Teilung befindet sich entweder auf dem dickwandigen Kapillarrohr (Stabthermometer) oder auf einem Papierstreifen oder auf einem Milchglasstreifen hinter der dünnwandigen Kapillare angeordnet, das Ganze vielfach in ein Schutzrohr eingeschlossen (Einschlußthermometer). Als Thermometerflüssigkeit verwendet man in Glasthermometern meist Quecksilber, in gewöhnlichen Handelsthermometern auch gefärbten Alkohol oder gefärbtes Petroleum, in tieferen Temperaturen dessen niedrig siedenden Bestandteil, den Petroläther. Auch meteorologische Thermometer, namentlich solche für tiefere Temperaturen (unterhalb des Erstarrungspunktes des Quecksilbers, -39°C), sind oft Alkoholthermometer, auch Toluol wird benutzt. Für tiefe Temperaturen, etwa von -100 bis -200° , dient nach dem Vorgange der Reichsanstalt das Pentan als Füllflüssigkeit. Pentan wird zwar gegen die untere Grenze dieses Intervalles schon zähflüssig, doch stört das nicht, wenn man das Instrument langsam abkühlt, um

dem Faden Zeit zu lassen, sich ohne Benetzung von den Wandungen der Kapillare zu lösen. Die Teilung der Flüssigkeitsthermometer ist ungleichmäßig; die Teilstrieche rücken (mit wachsender Temperatur wächst die Ausdehnung der Thermometerflüssigkeit) nach höheren Temperaturen hin auseinander; im übrigen wird der Verlauf der Teilung durch die Natur der Flüssigkeit und durch die Glasart des Thermometers bestimmt.

Scheel.

Näheres s. Henning, Temperaturmessung. Braunschweig 1915.

Flüssigkeitswiderstände finden in der Elektrotechnik besonders als Anlaßwiderstände von Motoren Verwendung. Sie bestehen aus Gefäßen aus Holz, Gußeisen oder Beton, die mit einer Sodaauslösung gefüllt sind. Als Elektroden dienen Metallplatten, die zur Regulierung des Stromes mehr oder weniger tief eingetaucht werden. Bei feststehenden Elektroden reguliert man den Widerstand durch Heben oder Senken des Flüssigkeitsspiegels. Bei Flüssigkeitswiderständen für größere Leistungen muß für eine Kühlung des sich erwärmenden Elektrolyten gesorgt werden.

K. Pohlhausen.

Flüstergewölbe s. Reflexion des Schalles.

Flüstersprache. In gleicher Weise wie gesungene Vokale sind von C. Stumpf geflüsterte Vokale (und Konsonanten) an seiner Interferenzvorrichtung untersucht worden (s. Vokale).

Die Tonhöhe eines geflüsterten Vokals bleibt sich ziemlich gleich, auch bei verschiedenen Personen. Man kann ja auch nicht auf ein und demselben Vokal eine Melodie flüstern. Die Grundtonhöhen der stimmlosen Laute drängen sich in einen verhältnismäßig engen Bezirk von etwa f^2 bis f^4 zusammen. Der gesamte Tonbezirk, der für die Charakterisierung der Flüstervokale maßgebend ist, reicht von etwa c^1 bis zur Mitte der 5-gestrichenen Oktave. Die Lage der Haupt- und Unterformanten ist für geflüsterte Vokale etwa die gleiche wie für gesungene. S. a. Konsonanten und Stimmorgan.

E. Waetzmann.

Näheres s. C. Stumpf, Die Sprachlaute, Julius Springer, Berlin 1926.

Flugbahnberechnung. Es bedeute v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses; φ den Abgangswinkel; (xy) die Koordinaten eines beliebigen Flugbahnpunkts (die x-Achse wagerecht und positiv in der Schußrichtung, die y-Achse lotrecht und positiv nach oben, der Koordinatenanfang im Abgangspunkt); ϑ den Horizontalneigungswinkel der Flugbahntangente in diesem Punkt (xy) ; t die Flugzeit des Geschosses bis zum Erreichen des Punkts; v die Bahngeschwindigkeit des Geschosses daselbst; $cf(v)$ die Verzögerung durch den Luftwiderstand für die betreffende Geschosßform; c den ballistischen Koeffizienten, der von der Masse, dem Querschnitt und der Form des Geschosses, sowie von der Luftdichte im Punkt (xy) abhängt. Falls die beschränkenden Voraussetzungen des sog. außerballistischen Hauptproblems im engeren Sinne gelten sollen (vgl. „Ballistik“ und „Flugbahneigenschaften“), und wenn das mit der Höhe ja tatsächlich variable Luftgewicht durch ein mittleres Luftgewicht ersetzt wird, so wird bei Flachbahnen (nämlich bis höchstens $\varphi = 45^\circ$), meistens die Näherungslösung von F. Sacci verwendet. Darnach erhält man x, y, ϑ, t, v in Funktion des Parameters u durch die folgenden Gleichungen:

$$x = \frac{\sigma^2}{\gamma c} (D(u) - D(u_0)); \quad t = \frac{\sigma}{c \gamma} (T(u) - T(u_0));$$

$$\operatorname{tg} \vartheta = \operatorname{tg} \varphi - \frac{1}{2 c \gamma} (J(u) - J(u_0)),$$

$$y = x \operatorname{tg} \varphi - \frac{\sigma^2}{2 c^2 \gamma^2} \left\{ A(u) - A(u_0) - J(u_0) \right.$$

$$\left. (D(u) - D(u_0)) \right\}; \quad v = \frac{\sigma}{\cos \vartheta} \cdot u; \quad v_0 = \frac{\sigma}{\cos \varphi} \cdot u_0.$$

Hier sind σ und γ konstante Mittelwerte für gewisse Größen, die entlang der Flugbahn tatsächlich etwas variabel sind; dafür wählte Didion und

$$\text{Sacci 1880: } \sigma = \gamma = \frac{\operatorname{tg} \vartheta - \operatorname{tg} \varphi}{\int_{\varphi}^{\vartheta} \sec^3 \vartheta \cdot d \vartheta}; \quad \text{Sacci 1896}$$

wählte: $\sigma = \cos \varphi, \gamma = \beta \cos^2 \varphi$, wobei er selbst für β zum praktischen Gebrauch eine Tabelle gibt, dagegen E. Vallier einen auf dem Restglied der Taylorschen Reihenentwicklung in der Integralform beruhenden Formelausdruck, der allgemeiner verwendbar und zutreffender ist, als die Tabelle von Sacci. Die Werte D, T, I, A sind die sog. primären Saccischen Funktionen:

$$D(u) = - \int \frac{u \, du}{f(u)}; \quad T(u) = - \int \frac{du}{f(u)};$$

$$J(u) = - 2 g \int \frac{du}{u f(u)}; \quad A(u) = - \int \frac{J(u) u \, du}{f(u)}.$$

Die Lösung der einzelnen Flugbahnaufgaben, zumal derjenigen betr. des Endpunkts der Flugbahn im Mündungshorizont, gestaltet sich bequemer durch Einführung der sog. sekundären ballistischen Funktionen; diese enthalten die zwei Argumente u_0 und $\frac{\gamma c}{\sigma^2} \cdot x$; und ihre Werte werden entweder einer Tabelle mit doppeltem Eingang entnommen (Fassella) oder aus Diagrammen abgelesen (Abaken, s. „Ballistik“).

Falls es sich um Steilbahnen ($\varphi > 45^\circ$) handelt, die nicht durch photogrammetrische Messungen aufgenommen, sondern berechnet werden sollen, oder um sehr große Flugbahnen, entlang deren die Luftdichte bedeutend variiert (z. B. die von O. v. Eberhard als erreichbar erkannten und berechneten Flugbahnen des Ferngeschützes), so muß entweder eine streckenweise Berechnung der Bahn eintreten (vgl. z. B. O. Wiener, Leipzig bei Teubner 1919) oder muß ein graphisches Verfahren zur Integration der Differentialgleichungen verwendet werden (vgl. das Lehrbuch der Ballistik von Cranz, Band I, Auflage von 1925, S. 509f.). Über die Entwicklung der Methoden, sowie über ihre Verwendung für die Aufstellung von Schußtafeln, sowie über die Lösung der sonstigen in der Praxis vorkommenden zahlreichen Aufgaben vgl. die Literatur (s. „Ballistik“).

Während die bisherigen Methoden der Flugbahnberechnung in der Weise vorgingen, daß aus den Differentialgleichungen der Geschosßbewegung, die mehr als zwei Variable enthalten, zunächst eine „Hauptgleichung“ aufgestellt wurde, die nur noch zwei Variable enthält, und die dann integriert wird, geht ein neueres Verfahren von O. v. Eberhard direkt von der Energiegleichung, die man zwischen y, v und ϑ unter Berücksichtigung des variablen Luftgewichts aufstellen kann, aus und ersetzt den noch darin vorkommenden variablen Wert von $\sin \vartheta$ durch einen Mittelwert, was für die weniger gekrümmten Teile von Steilbahnen zulässig ist.

Die Energiegleichung stimmt dann formal völlig mit derjenigen des vertikalen Schusses überein und

kann mit den für diesen entwickelten Hilfsmitteln bestimmt werden.

Vor neue Aufgaben wurde die Flugbahnberechnung durch die Flugzeugbekämpfung gestellt. Es handelt sich hier darum, aus der gegenwärtigen Lage, und dem augenblicklichen Fluggeschwindigkeitsvektor des Zieles zunächst auf den Punkt im Raum zu schließen, an welchem das Ziel sich wahrscheinlich befinden wird, wenn der abzugebende Schuß in der Zielnähe detonieren soll, und hieraus die Richtelemente, also Erhöhung, Seitenrichtung, Tempierung und Zeitpunkt des Abfeuerns zu bestimmen. Die Kürze der zur Kommandoermittlung zur Verfügung stehenden Zeit zwingt zur Entwicklung von Apparaten, die die notwendigen Berechnungen mechanisch erledigen. *C. Cranz u. O. v. Eberhard.*

Flugbahneigenschaften. Das außerballistische Hauptproblem im engsten Sinne (s. Ballistik) besteht in der Aufgabe, aus den gegebenen Anfangsbedingungen und unter Voraussetzung eines bestimmten Luftwiderstandsgesetzes die Elemente der Flugbahn des Geschosses unter den folgenden beschränkenden Voraussetzungen zu ermitteln: Erstens soll die Resultante des Luftwiderstands gegen das Geschöß durchweg mit der Tangente an die Flugbahn des Geschößschwerpunkts zusammenfallen; dies schließt in sich die Annahme, daß die Achse des Langgeschosses dauernd in der Bahntangente liegt oder daß, wenn es sich um ein kugelförmiges Geschöß handelt, die Kugel keinerlei Rotation um einen Durchmesser erfährt. Zweitens soll von sekundären Einflüssen wie Wind, Geschößrotation, Erdrotation usw. abgesehen werden; an äußeren Kräften soll nur der Luftwiderstand und die Schwere, diese als konstante Parallelkraft ohne Rücksicht auf die allgemeine Gravitation, angenommen werden, so daß die Flugbahn eine ebene Kurve ist. Drittens soll für die Luftdichte, die mit wachsender Entfernung vom Erdboden abnimmt, ein konstanter Mittelwert entlang der Flugbahn benützt werden.

Der Abgangspunkt O des Geschosses sei Mittelpunkt eines Koordinatensystems der x und y , die x -Achse horizontal und positiv in der Schußrichtung, die y -Achse vertikal und positiv nach oben. t Sek. nach Beginn der Geschößbewegung in der Luft habe der Geschößschwerpunkt die Koordinaten x und y und die Geschwindigkeit in der Bahn v ; die Bahntangente den Winkel ϑ gegen die positive x -Achse. Die Verzögerung durch den Luftwiderstand sei zur Zeit t gleich $c \cdot f(v)$, wo nach der Voraussetzung der Faktor c , der von der Geschößform und der Geschößmasse, ferner von der Luftdichte abhängt, als konstant angenommen ist; die Luftwiderstandsfunktion $f(v)$ sei stetig und sei für die betreffende Geschößform bekannt.

Dann besteht jene Aufgabe in der Integration der Differentialgleichungen:

$$(1) \quad d(v \cos \vartheta) = -c \cdot f(v) \cdot \cos \vartheta \cdot dt;$$

$$(2) \quad d(v \sin \vartheta) = -c \cdot f(v) \cdot \sin \vartheta \cdot dt - g \cdot dt.$$

Durch Elimination von t erhält man

(3) $g \cdot d(v \cos \vartheta) = v \cdot c \cdot f(v) \cdot d\vartheta$. Diese Differentialgleichung zwischen v und ϑ ist die Differentialgleichung des Hodographen der Flugbahn. Sie kann auch in den anderen Formen (3a), (3b), (3c) geschrieben werden:

$$(3a) \quad \frac{dv}{v} = \frac{d\vartheta}{\cos \vartheta} \cdot \left(\frac{cf(v)}{g} + \sin \vartheta \right) = \frac{dq}{1 - q^2}$$

$$\left(\frac{cf(v)}{g} + q \right), \text{ wo } q = \sin \vartheta; \text{ oder}$$

$$(3b) \quad \frac{du}{dz} = \mathfrak{T}g z + F(u), \text{ wo } u = \log \text{ nat } v \text{ und } \sin \vartheta$$

$$= \mathfrak{T}g z \text{ bedeutet und } \frac{cf(v)}{g} = F(u) \text{ geschrieben ist.}$$

Kennt man durch Integration von (3) oder von (3a) oder von (3b) die Beziehung zwischen v und ϑ , so ergeben sich x , y , t , sowie die Bogenlänge s für jeden Flugbahnpunkt mittels der Gleichungen:

$$(4) \quad g \cdot dx = -v^2 \cdot d\vartheta,$$

$$(5) \quad g \cdot dy = -v^2 \cdot \operatorname{tg} \vartheta \cdot d\vartheta,$$

$$(6) \quad g \cdot dt = -\frac{v \cdot d\vartheta}{\cos \vartheta},$$

$$(7) \quad g \cdot ds = -\frac{v^2 \cdot d\vartheta}{\cos \vartheta}.$$

Aus diesen Differentialgleichungen (1) bis (7) lassen sich die folgenden Flugbahneigenschaften ablesen, die von der Annahme eines besonderen Luftwiderstandsgesetzes $cf(v)$ unabhängig sind, folglich unter den obigen Voraussetzungen für jede Flugbahn im luft erfüllten Raum gelten:

1. Die Horizontalkomponente $v \cos \vartheta$ der Bahngeschwindigkeit v des Geschosses nimmt entlang der Flugbahn fortwährend ab.

2. Sind A und A_1 zwei Flugbahnpunkte gleicher Ordinatenhöhe y , A auf dem aufsteigenden Ast der Flugbahn, A_1 auf dem absteigenden Ast gelegen, so ist der spitze Horizontalneigungswinkel der Tangente in A_1 größer als derjenige in A . Speziell ist also der spitze „Auffallwinkel“ ω in dem Auffallpunkt O_1 des Mündungshorizonts größer als der „Abgangswinkel“ φ im Anfangspunkt O .

3. Die Gipfelhöhe Y_S der Flugbahn, d. h. die Flugbahnordinate Y_S im Scheitelpunkt der Bahn

(mit $\vartheta = 0$) liegt der Größe nach zwischen $\frac{1}{4} X \operatorname{tg} \varphi$

und $\frac{1}{4} X \operatorname{tg} \omega$, wo X die Schußweite OO_1 im Mündungshorizont bedeutet.

4. Sind wieder A und A_1 zwei Flugbahnpunkte von derselben Höhe y über dem Mündungshorizont OO_1 , so ist die Geschwindigkeit v des Geschosses im Punkt A des aufsteigenden Astes der Flugbahn größer als die Geschwindigkeit v_1 im Punkt A_1 des absteigenden Astes.

5. Der Gipfelpunkt S der Flugbahn liegt, in horizontaler Richtung gemessen, dem Auffallpunkt O_1 näher als dem Abgangspunkt O .

6. Der kleinste Wert v_{\min} , den die Geschößgeschwindigkeit v annimmt, ist an die Bedingung gebunden $cf(v_{\min}) = -g \sin \vartheta$; (kennt man also die Beziehung zwischen v und ϑ , so kennt man v_{\min} und die zugehörige Tangentenneigung). Der Flugbahnpunkt M , in dem dieser kleinste Wert erreicht wird — und bei konstantem c kann nur ein einziges Minimum vorkommen — liegt jenseits des Scheitels, also auf dem absteigenden Ast.

7. Der absteigende Ast der Flugbahn besitzt eine vertikale Asymptote, die den Abstand

$$\frac{1}{g} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\varphi} v^2 \cdot d\vartheta$$

vom Anfangspunkt O hat. Die Bahngeschwindigkeit v nimmt dabei von dem Punkt M ab wieder zu und nähert sich einem endlichen Grenzwert v' („Fall-

schirmgeschwindigkeit“), der sich aus der Gleichung $cf(v) = g$ berechnet.

8. Krümmung der Flugbahn: Der Punkt K der größten Krümmung der Bahn ist durch die Bedingung gegeben

$$cf(v) = -\frac{3}{2} g \sin \vartheta;$$

er liegt jedenfalls auf dem absteigenden Ast und zwar zwischen dem Gipfelpunkt S und dem Punkt M der kleinsten Bahngeschwindigkeit.

9. Der Punkt größter Winkelgeschwindigkeit ist durch die Bedingung gegeben:

$$cf(v) = -2 g \sin \vartheta.$$

Er liegt zwischen dem Punkte größter Flugbahnkrümmung und dem Flugbahngipfel.

10. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente wächst auf dem ganzen absteigenden Ast. Sie ist in zwei Punkten A und A₁ gleicher Ordinatenhöhe y auf dem aufsteigenden Ast (in A) absolut genommen größer als auf dem absteigenden Ast (in A₁).

11. Die Flugzeit ist auf dem absteigenden Ast bis zum Mündungshorizont (also auf dem Flugbahnbogen SO₁) größer, als auf dem Flugbahnbogen OS des aufsteigenden Astes.

12. Der aufsteigende Ast OS des Flugbahnbogens, vom Abgangspunkt O bis zum Gipfel S ist jedoch länger als der absteigende Ast SO₁ des Flugbahnbogens vom Gipfel S bis zum Auffallpunkt O₁ im Mündungshorizont.

13. Die orthogonalen Trajektorien zu der Hodographenkurve lassen sich in geschlossener Integralform aufstellen, welches auch die Luftwiderstandsfunktion $cf(v)$ sein möge (C. Jacob).

Durch den Einfluß des Winds und der Änderung der Luftdichte mit der Höhe y über dem Mündungshorizont können sich die erwähnten allgemeinen Eigenschaften wesentlich ändern; die Geschößrotation und die Erdrotation haben zur Folge, daß die Flugbahn eine doppeltgekrümmte Kurve ist. Der Abgangswinkel der größten Schußweite X im Mündungshorizont ist für die üblichen Geschosse und Geschützarten etwas kleiner als 45°; bei großer Anfangsgeschwindigkeit und großer Geschößmasse jedoch kann, insbesondere wegen der Abnahme der Luftdichte mit der Höhe, der Abgangswinkel größter Schußweite über 45° liegen und bis zu 55° ansteigen. Bei variablem Luftgewicht gibt es ferner keine Fallschirmgeschwindigkeit im obigen Sinne. Das Geschöß erreicht, nachdem es den Punkt kleinster Bahngeschwindigkeit überschritten hat, wieder einen Punkt größter Bahngeschwindigkeit, um sich von da an wieder zu verlangsamen. (Betr. Literatur s. Ballistik.) C. Cranz und O. v. Eberhard.

Flugbahnelemente im engeren Sinn sind diejenigen Bestimmungsstücke, durch welche die Form und Lage einer Geschößflugbahn im Raum eindeutig festgelegt ist. Die Form der Flugbahn ist im allgemeinen bekannt, wenn die Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses, sein Gewicht und sein Kaliber, der Abgangswinkel, das ist der Winkel, welcher die anfängliche Flugrichtung des Geschosses mit dem Horizont einschließt, der mittlere Formwert des Geschosses (vgl. Luftwiderstand) als Mittelwert der Formwerte während der ganzen Flugbahn bekannt sind. Als Flugbahnelemente zweiter Ordnung, welche die Form der Normalflugbahn abändern, sind ferner die Tageseinflüsse (s. d.) zu betrachten. Zur Kenntnis der Lage im Raum ist dann nur noch notwendig zu wissen, welchen Winkel die Rohrebene, d. h. die Vertikalebene durch die Anfangs-

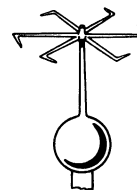
richtung des Geschosses mit einer Nullrichtung z. B. der Nord-Südrichtung einschließt.

Die obengenannten Bestimmungsstücke sind indessen meist an den Schießwaffen nicht explizite erkennbar. Man bezeichnet deshalb im weiteren Sinn als Flugbahnelemente Bestimmungsstücke, aus welchen sich die obengenannten Größen indirekt ergeben. Derartige Bestimmungsstücke sind der Geländewinkel, das ist der Winkel zwischen dem Sehstrahl zum Ziel und der Horizontalebene am Geschütz, der Schußwinkel d. h. der Winkel zwischen der Seelenachse der Schußwaffe vor dem Schuß und der Visierlinie, der Abgangsfehlerwinkel nach der Höhe und der Abgangsfehlerwinkel nach der Seite. Seelenachsenrichtung und Anfangsrichtung der Geschößflugbahn differieren nämlich im allgemeinen um einen kleinen Winkel voneinander, der einerseits dadurch hervorgerufen wird, daß das Rohr bereits einen gewissen Weg zurückgelegt hat, wenn das Geschöß die Mündung verläßt und dadurch aus der Richtung gekommen ist, der andererseits durch senkrecht zur Rohrachse gerichtete Zusatzgeschwindigkeiten hervorgerufen wird, die das Geschöß durch Transversalschwingungen des Laufes, und eventuell durch Eigengeschwindigkeiten des Geschützes, falls dieses von in Bewegung begriffener Aufstellung aus schießt, erhält. Zu den Flugbahnelementen ist auch die Seitenverschiebung zu zählen, die notwendig ist, um die seitliche Abweichung des Geschosses durch den Drall auszugleichen und die Höhen- und Seitenverhalte, welche den Windeinfluß, den Einfluß des Tagesluftgewichts und den Einfluß einer vorhandenen Zielbewegung ausgleichen sollen.

Die Schußweiten ergeben sich aus der Form der Flugbahn und ihrer Lage zum Sehstrahl nach dem Ziel, zu der sog. Visierlinie. Den höchsten Punkt der Flugbahn bezeichnet man als Gipfel, den Teil bis zum Gipfel als aufsteigenden Ast, den Teil vom Gipfel abwärts als absteigenden Ast.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Flugrad, elektrisches. Wenn an einer elektrisch aufgeladenen Metallspitze die isolierende Wirkung der in der Nähe befindlichen Luftteilchen nicht mehr ausreicht, geht ein Teil der Ladung auf diese über. Diese aufgeladenen Teilchen werden von der Spitze abgestoßen (elektrischer Wind). Macht man die Spitze selbst beweglich, so muß sie sich infolge der zwischen ihr und den Luftteilchen stattfindenden Abstoßung in einer dem elektrischen Wind entgegengesetzten Richtung bewegen. Auf dieser Wirkung beruht das dem Segnerschen Wasserrad analoge elektrische Flugrad (s. Figur). Auf der in der Figur zu erkennenden Konduktorkugel einer Elektrisiermaschine sitzt eine Metallspitze, die ein aus Drähten gebildetes, leicht in horizontaler Richtung drehbares Rad trägt. Die Enden der Drähte sind alle nach der gleichen Richtung tangential zu dem um die Achse beschriebenen Kreis umgebogen, die Enden zugespitzt. Sobald der Konduktor aufgeladen wird, beginnt sich das Flugrad entgegengesetzt zu den Spitzen zu drehen. R. Jaeger.



Elektrisches Flugrad.

Flugweite s. Sprenggeschosse.

Flugwerk ist beim Flugzeug die Zusammenfassung von Tragwerk, Leitwerk und Fahrwerk, also sämtlicher Teile, die zum Schweben und Rollen gebraucht werden. Mitunter rechnet man zum

Flugwerk außerdem nach alles, was zum Fluge gebraucht wird, also auch Motor, Behälter und Meßinstrumente.

L. Hopf.

Flugzeitmesser s. Geschößgeschwindigkeit.

Flugzeug (Aeroplan) heißt jedes Luftfahrzeug, das schwerer als die Luft ist, im Gegensatz zum Luftschiff. Das Flugzeug wird nur durch den dynamischen Auftrieb der Flügel in die Höhe gehoben und schwebend erhalten, kann also nicht in der Luft ruhen. Seine Hauptbestandteile sind: das „Triebwerk“, bestehend aus Motoren und Luftschauben, welche die zum Auftrieb nötige Geschwindigkeit unter Überwindung des Widerstands erzeugen; das „Tragwerk“, bestehend aus den Flügeln und deren Verspannungen; der „Rumpf“, welcher Führer, Nutzlast usw. aufnimmt und die einzelnen Flugzeugteile verbindet; das „Fahrgestell“ bzw. beim Wasserflugzeug das „Schwimmgestell“, welches die Landung ermöglicht; das „Leitwerk“, bestehend aus kleinen Flächen, welche mit großem Hebelarm meist hinter den Flügeln und an den äußeren Spitzen der Flügel angeordnet sind und den Ausgleich der Drehmomente regeln.

Die auf das Flugzeug wirkenden Kräfte sind: Gewicht, Schraubenzug und Luftkraft. Die letztere ist fast ausschließlich durch Modellversuche erforscht. Die Leistungen eines Flugzeugs hängen in erster Linie von seinem Gewicht ab; genauer gesagt, je geringer das Gewicht für die Einheit der Motorleistung, welche die Luftschaubenkraft liefert, um so schneller und steigfähiger ist ein Flugzeug. Dieser Größe ist aber eine untere Grenze gesetzt durch die notwendige Festigkeit des Flugzeugs, das beim Fluge oft Beanspruchungen von einem Vielfachen seines Gewichts aushalten muß. In allen Staaten sind darum Vorschriften erlassen, welche ein gewisses — natürlich vom Flugzeugtyp abhängiges — Maß von Festigkeit verlangen; die Prüfung geschieht durch ausführliche statische Rechnung oder durch Zerbrechen eines Probeflugzeugs. Die Berechnung der Flugzeugleistungen, sowie die Dimensionierung eines Flugzeugs zum Erreichen bestimmter Leistungen ist leicht, wenn man die Luftkräfte und die Schraubenkraft in Abhängigkeit von Anstellwinkel und Geschwindigkeit kennt; kompliziertere theoretische Probleme bietet der Kurvenflug und besonders die Stabilität (s. d.) und Steuerung der Flugzeuge.

Einige technische Einzelheiten und Zahlenangaben s. „Eindecker“, „Doppeldecker“, „schädl. Widerstand“ u. a.

L. Hopf.

Fluida, elektrische. Die Vorstellung von der Natur der Elektrizität hat mancherlei Wandlungen durchgemacht. Die ältere Theorie elektrischer Vorgänge nahm zur Veranschaulichung zwei elektrische Fluida an (Zwei-Fluida-Theorie). Sie sollten die beobachteten anziehenden, bzw. abstoßenden Kräfte aufeinander ausüben, und im ruhenden Zustand die Ursache der elektrostatischen, in der Bewegung Ursache der elektromagnetischen Erscheinungen sein. Die Fluida sollten aus einer großen Zahl positiv, bzw. negativ geladener, elektrischer Teilchen bestehen. Die Reibungselektrizität würde dann durch ein ungleich großes Überströmen des einen oder anderen Fluidums erklärt werden, und in einem elektrisch neutralen Körper würde die gleiche Größe der beiden verschiedenen Fluida sich neutralisieren. Bestimmend für solche Vorstellung war vor allem die Analogie der fließenden Elektrizität zum Fließen des Wassers. Eine Ab-

änderung dieser (dualistischen) Theorie gab Franklin mit seiner Einfluidumtheorie (unitaristische Theorie), die nur eine Art elektrischen Fluidums voraussetzte und durch deren Fehlen oder Überschuß über die in einem neutralen Körper vorhandene „Normalsubstanz“ das verschiedene Verhalten positiv oder negativ geladener Körper zu veranschaulichen suchte. Diese unter dem Namen Fernwirkungstheorie bekannte Anschauung reicht für die Darstellung der Elektrostatik und Magnetostatik mit Hilfe der Potentialtheorie aus, führt dagegen in der Elektrodynamik zu Schwierigkeiten. Faraday, dessen Anschauungen von Maxwell mathematisch formuliert wurden, lenkte zur Erklärung der Übertragung elektrischer Kräfte das Hauptaugenmerk auf das Dielektrikum, ohne indessen auf die Vorstellung eines Fluidums völlig verzichten zu können. Jedoch tritt an die Stelle der Fernwirkung eine Übertragung elektrischer Kräfte von Schicht zu Schicht auch in dem nicht mit ponderabler Materie angefüllten Raum.

Heute haben die Protonen und Elektronen die Rolle der „Fluida“ übernommen und in manchen Fällen erinnern sogar deren Bewegungsgesetze stark an die früheren Anschauungen von dem Verhalten der elektrischen „Fluida“. *R. Jaeger.*

Fluidität nennt man den reziproken Wert der Zähigkeit. Die Fluidität (meistens mit dem Buchstaben ϕ bezeichnet) erlangt dadurch besondere Bedeutung, daß manche Funktionen der Zähigkeit (z. B. die Abhängigkeit von der Temperatur, vom Volumen, von der chemischen Konstitution, vom Mischungsverhältnis) sich einfacher darstellen lassen, wenn man die Fluidität an Stelle der Zähigkeit als die eine Variable wählt.

Dem durch Thorpe und Rodger eingeführten Begriff der molekularen Viskosität entspricht die molekulare Fluidität $\Phi = \frac{1}{\eta \cdot V} \frac{2}{3}$. Hierin bedeutet η die Zähigkeitszahl, V das Molekularvolumen.

S. Etk.

Näheres s. E. C. Bingham, Fluidity and Plasticity. New York 1922.

Fluidkompaß s. Kompaß.

Fluoreszenz. Lichtemission durch Gase, Flüssigkeiten oder feste Körper unter der Einwirkung von elektromagnetischen Strahlen (Licht, Röntgenstrahlen), sofern die Lichtemission die „erregende“ Bestrahlung nicht überdauert. Das Leuchten von Gasen beim Durchgang von Korpuskularstrahlen (Kathoden-, Kanal-, α -, β -Strahlen) wird in der Regel nicht als Fluoreszenz bezeichnet, wohl aber das Leuchten fester Körper, wenn sie von solchen Strahlen getroffen werden. Unter Fluoreszenz schlechthin versteht man aber stets die sekundäre Lichtemission bei Erregung durch Licht; den Namen erhielt das Phänomen von Stokes (1851), weil es an verschiedenen Varietäten des Flußspats (Fluorite) besonders schön zu beobachten ist. Von Stokes stammt auch das Grundgesetz für die Fluoreszenz, wonach die Wellenlänge des erregenden Lichts stets kleiner sein muß als die Wellenlänge der sekundären Emission, oder ihr höchstens gleich sein kann. Diese „Stokes'sche Regel“ wird durch die Quantentheorie energetisch erklärt, indem die in einen Elementarprozeß ausgestrahlte Energie (gemessen durch das Produkt am Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz ν_s) nie größer sein kann als die eingestrahlte Energie, deren Frequenz ν_p sei, also: $h \nu_s \leq h \nu_p$. Tat-

sächlich vorkommende kleine Abweichungen von der Stokesschen Regel werden dadurch erklärt, daß das erregte System zusätzliche Energie aus der Wärmebewegung der Moleküle erhält.

Der einfachste Fall von Fluoreszenz besteht in der von R. W. Wood entdeckten Resonanzstrahlung; einatomige Dämpfe oder Gase reemittieren, wenn sie mit Licht bestrahlt werden, dessen Wellenlänge der ersten Linie ihres Absorptionsspektrums entspricht, das absorbierte Licht mit der gleichen Wellenlänge und der gleichen Energie nach allen Richtungen (Beispiel: die D-Linien des Na bei Linie 2536,7 des Hg usw.). Enthält das erregende Licht andere Wellenlängen, die im Dampf absorbiert werden, so können in der Fluoreszenz neben der eingestrahnten Lichtart auch noch verschiedene Kombinationslinien des Dampfspektrums auftreten.

Durch Zusammenstöße der erregten Atome mit anderen Atomen (also bei Erhöhung der Gasdichte, eventuell auch infolge Beimischung eines Fremdgases) wird in der Regel die Lumineszenz geschwächt bzw. ganz ausgelöscht. Dabei kann eventuell die Erregungsenergie auf das kollidierende Fremdatom übertragen werden, so daß nun dessen charakteristische Spektrallinien in der Emission erscheinen, obwohl zur Erregung ausschließlich die Absorptionslinie des ersten Gases eingestrahlt wird: „sensibilisierte Fluoreszenz“. In Dämpfen, die aus zweiatomigen Molekülen (z. B. J_2 , S_2 usw.) bestehen, beobachtet man bei Einstrahlung von monochromatischem Licht in der Emission eine ganze Serie äquidistanter Linien, die sich entsprechend der Stokesschen Regel zum großen Teil nach größeren Wellenlängen hin erstreckt: ein sog. Resonanzspektrum (Wood); bei Einstrahlung von weißem Licht superponiert sich die Gesamtheit derartiger Resonanzserien zu dem vollständigen Bandenspektrum des Dampfes. In Dämpfen, deren Moleküle komplizierteren Bau besitzen (z. B. die aromatischen Verbindungen) besteht das Fluoreszenzspektrum stets aus diskontinuierlichen oder auch kontinuierlichen Banden.

In flüssigen und festen fluoreszierenden Körpern bestehen die Fluoreszenzspektren eben wie die Absorptionsspektren fast ausnahmslos aus einer oder mehreren verwachsenen Banden; in einzelnen Fällen (Benzolderivate, Uranylsalze) zerfallen die Banden bei tiefen Temperaturen in sehr schmale linienartige Teilbanden. Fluoreszenzfähig sind in kondensiertem Zustande wesentlich nur bestimmte komplexe Moleküle; als einziges reines Element kann, soweit bisher bekannt, im festen Zustand der Stickstoff bei Temperaturen unter 35° abs. durch Kathoden- oder Kanalstrahlen zur Fluoreszenz erregt werden.

Handelt es sich um Lösungen, so ist die Natur des Lösungsmittels und die Konzentration vom Einfluß auf Lage und Intensität der Fluoreszenzbanden; bei großer Konzentration verschwindet das Fluoreszenzvermögen häufig ganz (z. B. bei den meisten Farbstoffen). Als wichtigste fluoreszierende Verbindungen seien angeführt: das Benzol und seine einfacheren Derivate im gelösten und im festen kristallisierten Zustand; zahlreiche Farbstoffe in flüssiger und fester Lösung (nicht aber im reinen festen Zustand); die Uranylsalze in flüssiger Lösung und als feste Kristalle; die Doppelzianure des Platins; zahlreiche Kristalle mit spurenweiser Verunreinigung durch gitterfremde Atome (vgl. den

Artikel „Phosphore“); die meisten Glasarten fluoreszieren schwach, starke Fluoreszenz zeigen Uran- und Didymgläser. Bei Erregung mit ultraviolettem Licht fluoreszieren fast alle Bestandteile des menschlichen oder tierischen Körpers: Haut, Muskeln, Zähne, Haare usw.

Die Dauer des Leuchtens ist bei Gasen meist von der Größenordnung 10^{-7} – 10^{-8} sec, für flüssige Farbstofflösungen noch kürzer ($\sim 10^{-9}$ sec); dagegen zeigen alle festen fluoreszierenden Körper ein länger anhaltendes Nachleuchten nach Aussetzen der Primärbelichtung, das je nachdem zwischen einem Bruchteil einer Sekunde und vielen Monaten liegen kann (s. Phosphoreszenz).

An allen festen Körpern, die durch Licht zur Fluoreszenz erregt werden, kann auch durch elektrische Korpuskularstrahlen Fluoreszenzemission hervorgerufen werden; manchmal ist die Fluoreszenzhelligkeit bei Erregung mit Kathoden- oder Kanalstrahlen viel kräftiger als bei Erregung mit Licht, so bei den meisten technischen Gläsern, aber auch bei manchen Mineralien. Die Emissionsspektren sind im allgemeinen unabhängig von der Art der Erregung; bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen oder mit Licht treten in der Regel dieselben Banden in der Emission auf, bei Erregung mit Kanalstrahlen allerdings vorzugsweise nur solche Banden, deren Emission durch Licht nur bei hoher Temperatur ausgelöst werden kann. Die Erregung sichtbarer Fluoreszenz durch Röntgenstrahlen ist vermutlich ein sekundärer Effekt, indem primär durch die Röntgenstrahlen Elektronen aus dem Material der fluoreszenzfähigen Substanz fortgeschleudert werden, die dann wirken wie Kathodenstrahlen. Die Fluoreszenzerregung durch α -Strahlen („Szintillation“) ist möglicherweise ein Fall von „Tribolumineszenz“.

Als Röntgenfluoreszenzstrahlung bezeichnet man die Aussendung der charakteristischen Röntgenstrahlung einer Atomart unter der Wirkung auffälliger Röntgenstrahlung von kürzerer Wellenlänge; der Vorgang ist der Erregung von Fluoreszenzspektren in Gasen weitgehend analog. Durch Absorption der Primärstrahlung wird ein Elektron aus einem inneren Elektronenring (K, L usw.-Schale) als „Photoelektron“ ganz vom Atom losgerissen; indem ein Elektron aus einer äußeren Schale unter Energieabgabe in die freigewordene Stelle übergeht, wird die der Energiedifferenz ΔW entsprechende Strahlung der Frequenz ν ausgesandt, so daß $h\nu = \Delta W$; da ΔW immer kleiner sein muß als die vollständige Abtrennungsarbeit für das primär ausgelöste Photoelektron, gilt hier das Stokessche Gesetz streng.

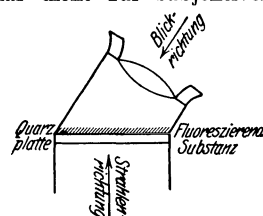
P. Pringsheim.

Näheres s. P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz, Springer, Berlin 1928.

Fluoreszenzstrahlung (b. Röntgenstrahlen).

Anderer Ausdruck für „charakteristische Strahlung“ (s. d.). Behnken.

Fluoreszierendes Okular dient zur subjektiven Beobachtung ultravioletter Spektrallinien. Es besteht gewöhnlich aus einer Quarzplatte, welche mit einer fluoreszierenden Substanz bestrichen ist, auf welche die Okularlupe eingestellt wird. Um von Störungen durch fremdes Licht frei zu



Fluoreszierendes Okular.

sein, setzt man die Lupe schräg zum Strahlengang des Spektralapparates (vgl. Figur). Das Okular kann auch zur subjektiven Beobachtung von Röntgenspektren dienen, wenn zum Schutze des Auges zwischen Lupe und Fluoreszenzplatte eine Bleiglasscheibe gesetzt wird. *Gerlach.*

Fluoritsystem s. Mikroskop.

Fluß in der Hydrodynamik $dv = c \cdot ds$, $c =$ Geschwindigkeit, $ds =$ Länge $\perp c$ s. Stromröhre und Stromfunktion; in der Hydraulik im Gegensatz zu „Wildbach“ gebraucht, s. Staukurve, sowie Schießen und Strömen. *Eisner.*

Fluß, magnetischer, s. Induktionsfluß.

Flußerosion. Von allen Arten der Erosion (s. diese) ist diejenige des fließenden Wassers die wichtigste, weil sie, vielleicht mit Ausnahme des zentralen Teils der Antarktis, wohl überall auf der festen Erdoberfläche ihre Wirkung ausübt. Die Rinnsale, die das abfließende Wasser in dem Boden ausgräbt, werden allmählich zu Tälern (s. d.) vertieft, in denen das Gefälle stromabwärts geringer wird. Alle Hindernisse, die einer stetigen Abnahme des Gefälls entgegenstehen, wie z. B. Felsriegel, die oberhalb zur Aufstauung von Seen, unterhalb zur Entstehung von Wasserfällen Veranlassung geben können, werden im Laufe der Zeit durchnagt, und es stellt sich ein Gleichgewichtszustand her, der in einer Normal-Gefällskurve seinen Ausdruck findet, deren Krümmungsradius stromaufwärts stetig abnimmt. Da diese Kurve der weiteren Tiefenerosion praktisch eine Grenze setzt, hat sie A. Philippson als Erosionsterminante bezeichnet. Die Erosion ist am größten bei starkem Gefälle, aber noch bei einem Neigungswinkel von wenigen Minuten kann sie ihre Wirkung ausüben. Sie ist selbstverständlich abhängig von der Wassermasse und deren Geschwindigkeit, aber auch in hohem Maße von der Menge und der Härte des mitgeführten Gesteinsmaterials, das selbst auf felsigen Untergrund stark korradierend wirkt, während eine Panzerung des Flußbettes mit schweren Geröllen einen Schutz gegen weitere Tiefenerosion bilden kann. Bei starker wirbelnder Bewegung, in welche einzelne Blöcke von dem strudelnden Wasser versetzt werden, vermögen diese in felsigen Untergrund topfartige Löcher (Strudellöcher) auszuhöhlen, ein Vorgang, den E. Geinitz als Evorsion bezeichnet. Die Flußerosion arbeitet nicht nur in die Tiefe und greift nicht nur durch Seitenerosion die Talgehänge an, sondern sie rückt auch im obersten Teile des Tales gegen die Wasserscheiden hin vor, und verlegt so den Anfang des Flußlaufes nach rückwärts (rückschreitende Erosion), so daß schließlich Ortsveränderungen der Wasserscheiden (s. d.) in der Vertikalen und Horizontalen stattfinden.

Die Erosion des fließenden Wassers äußert sich zwar am häufigsten und stärksten, aber nicht ausschließlich in der Schaffung von Tälern. Auch zahlreiche Kleinformen, wie unterirdische Höhlen, trichterförmige Vertiefungen (Dolinen), scharfe Rippen und Zacken der Felsoberfläche (Karren) usw., die namentlich in Kalkgesteinen häufig auftreten, entstehen durch die Erosion des Wassers, wobei allerdings Lösungsvorgänge wohl eine Hauptrolle spielen. *O. Baschin.*

Flußgeschwelle (Aestuarium) ist derjenige Teil einer Flußmündung, in dem sich die Fluterscheinung noch geltend macht. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handb. der Ozeanographie. Bd. II, S. 287.

Flut s. Ebbe und Flut.

Flutbrandung (bore, barre, pororoca, Sprungwelle, Stürmer) ist eine eigenartige Fluterscheinung, bei welcher das Ansteigen des Wassers so rasch erfolgt, daß es mauerartig, oder wie ein mächtig schäumender Wasserfall heranrückt. Diese Erscheinung findet ihre physikalische Erklärung darin, daß in sehr seichten Gewässern sich der Wellenberg rascher fortpflanzt als das Wellental. Die Welle muß also an der Vorderseite immer steiler werden, bis es zum Überstürzen kommt. Diese Form der Flut wird in vielen Flußmündungen beobachtet. Am berühmtesten ist sie beim Amazonenstrom und beim Tsien-tang-kiang in China. Auch die Seine zeigt sie deutlich. *A. Prey.*
Näheres s. O. Krümmel, Handb. d. Ozeanographie. Bd. II, S. 290.

Fluthöhe s. Ebbe und Flut.

Flutmesser. Ein Instrument zur Beobachtung der Gezeiten. Es besteht im wesentlichen aus einem Schwimmer, der an einer Schnur hängt, die über eine Rolle zu einem Gegengewicht führt. Der Schwimmer macht die Hebung und Senkung des Wassers mit, und die Rolle, welche dadurch gedreht wird, setzt einen Zeiger in Bewegung, dessen Stellung an einer Skala abgelesen wird. Selbstregistrierende Instrumente haben statt des Zeigers einen Stift, der auf einem durch ein Uhrwerk vorbeigeführten Papierstreifen schreibt. Der Schwimmer muß in einer 8—15 cm weiten Röhre eingeschlossen sein, die 2—3 m unter das tiefste Niedrigwasser reicht; eine solche gewährt dem Wasser hinlänglich Zutritt, hält aber doch den Einfluß des Wellenschlags ab. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handb. d. Ozeanographie. Bd. II, S. 205.

Flutreibungstheorie von G. H. Darwin. Infolge der Erdrotation gleitet die von Sonne und Mond hervorgerufene Flutwelle über den Meeresboden hinweg und übt eine Bremsung auf die Erdrotation aus. Die Hauptwirkung rufen indes die an den nord-südlichen Küsten anschlagenden Flutwellen hervor. Weil infolge dieser Flutreibung die Flutwelle von der Erde ein Stück mitgeschleppt wird, dem Mond gewissermaßen vorausseilt, übt sie auf den Mond eine Anziehung aus, die nicht nach dem Erdmittelpunkt gerichtet ist, sondern als beschleunigende Zusatzkraft auftritt. Infolgedessen wird die Achse der Mondbahn und zugleich die Umlaufzeit des Mondes vergrößert.

Darwin hat gezeigt, daß die Verlangsamung der Erdrotation größer ist als die der Mondbewegung, somit der Mond scheinbar beschleunigt wird. Diese Berechnung wurde von Darwin zur Erklärung der Akzeleration der Mondbewegung herangezogen (vgl. dort).

Kosmologisch hat die Flutreibung zweifellos große Bedeutung. *Bottlinger.*

Näheres s. G. H. Darwin, Die Gezeiten.
Flutstunde (Mondflutstunde) ist der Zeitunterschied zwischen der Kulmination des Mondes und dem darauffolgenden Hochwasser. Die Flutstunde zur Zeit des Neumondes heißt Hafenzzeit.

A. Prey.

Näheres s. O. Krümmel, Handb. d. Ozeanographie. Bd. II, S. 233.

Flutstundenlinien (Isorrhachien) sind Linien, welche Punkte gleichzeitigen Hochwassers miteinander verbinden. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handb. der Ozeanographie. Bd. II, S. 238.

Flutvorhersage s. harmonische Analyse.

Flutwelle s. Ebbe und Flut und Oberflächenwellen.

Föhn. Warmer, trockener, von Gebirgshöhen herabwehender Wind (s. d.), dessen Eigenschaften eine Folge der dynamischen Erwärmung herabsinkender Luftmassen sind. Er ist in weiten Kreisen durch sein Vorkommen in den Alpen bekannt, woher auch der Name stammt. Doch hat man später auch echte Föhnwinde in zahlreichen anderen Gebirgen kennengelernt. In einer langen und breiten Zone am Ostfuße des nordamerikanischen Felsengebirges ist der Föhn unter dem Namen Chinook bekannt und von großem Einfluß auf das Klima dieser Gebiete. Sein Vorkommen in Grönland, wo er als warmer Wind aus dem durch eine mächtige Inlandeisdecke völlig vergletscherten Binnenlande herabweht, hat bewiesen, daß seine Wärme erst beim Herabsinken durch dynamische Vorgänge entsteht, eine Erklärung, die zuerst H. v. Helmholtz im Jahre 1865 gegeben hat, während J. Hann bald darauf die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf das Phänomen der Föhnwinde fester begründete. *O. Baschin.*

Föttinger-Transformator ist ein im Schiffsmaschinenbau häufig verwandtes hydraulisches Getriebe, das den Antrieb einer langsam arbeitenden Schiffsschraube mittels schnelllaufender Dampfturbine unter gutem Wirkungsgrad (85–91%) ermöglicht. Das Prinzip ist folgendes: Auf die Antriebswelle (Turbinenwelle) wird das Schaufelrad einer Wasserdruckpumpe gesetzt, deren Wasser ein auf der Arbeitswelle (Schraubenwelle) befindliches Wasserturbinenrad treibt. Beides, Druck, Pumpe und Turbine sind in einem einzigen Gehäuse vereinigt. Das von der Turbine abgegebene Wasser wird der Pumpe direkt wieder zugeführt, sodaß ein Wasserkreislauf entsteht, der die Arbeit von der Turbine auf die Schraube überträgt. Das Verfahren hat den Vorteil, daß man unter Verwendung eines zweiten Turbinenrades die Schraube ohne weiteres unter demselben günstigen Wirkungsgrad rückwärts laufen lassen kann, ohne daß man dazu die Antriebsturbine umsteuern muß. Der Föttinger-Transformator ist das einzige Getriebe, das eine stetige Änderung des Übersetzungsverhältnisses ermöglicht. *Klingsporn.*

Näheres s. Die Naturwissenschaften. Heft 35. Sept. 1916. Verlag Julius Springer.

Fokalfunkt s. Optische Abbildung.

Fokometer s. Gaußsche Abbildung.

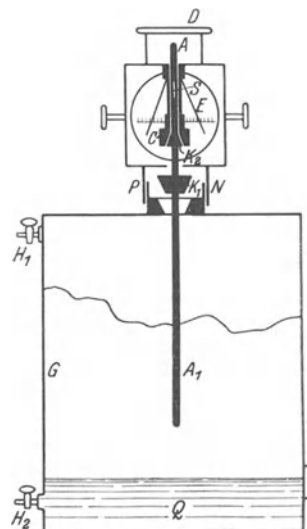
Fokus-Brennpunkt s. Gaußsche Abbildung.

Folgereaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Fontaktoskop (Fontaktometer, Emanometer). Fontaktoskope sind besondere, mit einem Zerstreuungsgefäß ausgestattete Elektrometer und dienen zur Untersuchung des radioaktiven Gehalts von Quellwasser. Die Konstruktion solcher Apparate rührt von Engler und Sieveking her (Phys. Ztschr. 6, 700, 1905); sie wurde verbessert durch H. Mache und St. Meyer (Ztschr. f. Instrkd. 29, 65, 1909). Die verbesserte Form des Fontaktoskops zeigt die Abbildung.

Das Quellwasser Q wird in ein mit zwei Hähnen H_1 , H_2 versehenes Blechgefäß G gefüllt. Ehe das Elektroskop E aufgesetzt wird, wird der Konus K_1 , an dem der Zerstreuungskörper A_1 und die Stange A sitzt, durch eine Feder auf die Passung N gedrückt, so daß das Quellwasser durchgeschüttelt werden kann. Den evtl. dabei entstehenden Überdruck

kann man durch kurzzeitiges Öffnen des Hahnes H_1 entweichen lassen. Damit, wie bei dem ersten Modell, während des Aufsetzens des Elektrometers keine Emanation verloren geht, wird das Elektrometer E, das einen durchbohrten Blättchenträger besitzt, mit dem fest anschließenden Ring P auf



Fontaktoskop zur Untersuchung des radioaktiven Gehalts von Quellwasser.

das Gefäß G aufgesetzt und der Stab A, der außer dem Konus K_1 den Konus K_2 trägt, nach Abnahme des Deckels D hochgezogen, bis der Konus K_2 an die Passung C anstößt. In dieser Stellung wird der Stab A durch eine in den Schlitz S passende Feder festgehalten. Dann kann die Emanation aus dem Ablauf des Elektrometers bestimmt werden.

Die in einem Liter Flüssigkeit enthaltene Emanationsmenge in statischen Einheiten, gemessen durch den im Fontaktoskop erzeugten Ionisations-sättigungsstrom ergibt mit 10^3 multipliziert den radioaktiven Gehalt in Mache-Einheiten.

R. Jaeger.

Forcierung s. Geschosse.

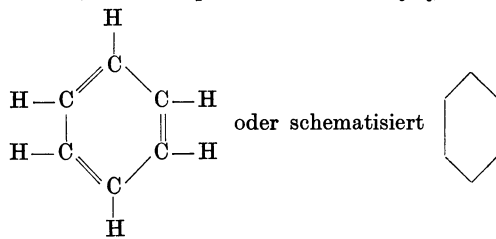
Formänderung, Formänderungsarbeit s. Plastizität, Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit, Verzerrungsenergie, Verzerrungszustand.

Formanten s. Vokale.

Formel, chemische. Die chemischen Symbole (vgl. Atomgewichtstabelle) haben ursprünglich nur die Bedeutung einer verkürzten Schreibung der Elemente. Seit der Aufstellung der Äquivalent- und Atomgewichte (s. d.) verbindet man aber mit ihnen auch einen quantitativen Sinn: Fe bedeutet nicht einfach „Eisen“, sondern ein Grammatom Eisen, also 55,84 g Eisen. FeS bedeutet nicht einfach eine Verbindung aus Eisen und Schwefel, sondern ein Grammolekül einer Verbindung, in der auf ein Grammatom Eisen ein Grammatom Schwefel entfällt. Ist das Atomverhältnis ein gebrochenes, so wird dies durch kleine Indices hinter dem Symbol des Elements ausgedrückt, die die Zahl der Grammatome dieses Elements andeuten, z. B. FeS_2 , H_2SO_4 .

Man sucht möglichst auch in den Formeln den Aufbau der Molekel nach Atomzahl und Anordnung,

nicht nur die relative Zusammensetzung zum Ausdruck zu bringen. So schreibt man Sauerstoff nicht O, sondern O₂, Benzol oft nicht C₆H₆, sondern



Solche Formeln heißen Struktur- oder Konstitutionsformeln, im Gegensatz zu einfachen Brutto- oder Summenformeln. *Schwab.*

Formelzeichen s. Ausschluß für Einheiten und Formelgrößen.

Formfaktor. Das Verhältnis des Effektivwerts

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt}$$

eines Wechselstroms zu seinem

über die Halbperiode gebildeten Mittelwerte $\frac{2}{T} \int_0^{T/2} i dt$

nennt man den Formfaktor; er hat für einwilligen Strom den Wert 1,11. Vgl. Mittelwerte von Wechselströmen. *R. Schmidt.*

Näheres Handb. d. Physik. Bd. XV. Berlin 1927.

Formkoeffizient bei Geschossen s. Luftwiderstand.

Formwiderstand s. Bewegungswiderstand in Flüssigkeiten und Restwiderstand.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlung. Die

F. in Luft = $\frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec. In einem Isolator ist

$$v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \cdot \frac{\mu}{\mu_0}}} \text{ cm/sec.}$$

Ist die Luft ionisiert, bzw. sind Elektronen vorhanden, so ist die Geschwindigkeit größer. Hierauf beruht wahrscheinlich die Beugung der kurzen Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Ist N die Anzahl der Elektronen 1/cm³, e = die Ladung, m = die Masse des Elektrons, $\omega = 2\pi N$, n = die Frequenz, so ist ($e = 3 \cdot 10^{10}$)

$$v = c \left(1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 m} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Nach der Theorie hat auch das magnetische Feld einen Einfluß auf die Geschwindigkeit, den größten, wenn das Feld mit der Richtung der Strahlung zusammenfällt. Es ändert sich dann die Geschwindigkeit entsprechend

$$v = c \left(1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 m - H e \omega} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

H ist hier das Erdfeld. Experimentell ist vorläufig der Einfluß des Erdfeldes auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit noch nicht nachzuweisen.

A. Meissner.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wasserwellen s. Oberflächenwellen. Man unterscheidet Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit (s. d.). *L. Hopf.*

Fortschreitende Schraubenfehler s. Mikrometer-schrauben.

Fortschrittsgrad einer Luftschraube ist das Verhältnis Fortschrittsgeschwindigkeit (achsial) zu Umfangsgeschwindigkeit und zwar bedeutet „effektiver Fortschrittsgrad“ das Verhältnis dieser Geschwindigkeiten bezogen auf die ruhende außerhalb des Schraubenstrahls liegende Luft, während der „induzierte Fortschrittsgrad“ das Verhältnis der achsialen und tangentialen Schraubenblattgeschwindigkeit relativ zur durchströmenden Luft darstellt. Zufolge der im Kielwasser der Luftschraube abgehenden Wirbel (s. Tragflügeltheorie) wird die Luftgeschwindigkeit am Schraubenblatt verändert und zwar wird die achsiale Geschwindigkeit der Luft erhöht und ihr außerdem eine Geschwindigkeit in der Richtung der Schraubendrehung erteilt. Beide Änderungen bewirken, daß der „induzierte“ Fortschrittsgrad größer wird als der „effektive“. Es besteht die Beziehung: $\lambda_e = \lambda_i \cdot \eta_i$, wobei λ_e = effektiver Fortschrittsgrad, λ_i = induzierter Fortschrittsgrad, η_i = idealer Wirkungsgrad der Schraube (s. d.). *L. Hopf.*

Foucault-Photometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken.

Foucaultsche Ströme = Wirbelströme s. Eisenverluste; Wirbelströme.

Foucaultsches Pendel (s. Artikel Relativbewegung). Wenn ein Pendel so aufgehängt ist, daß es vollkommen frei um seinen Aufhängepunkt drehbar ist (Cardanische Aufhängung), so bleibt seine Schwingungsebene, wenn man die Schwingungen lange genug verfolgt, nicht in ihrer ursprünglichen Stellung relativ zu den das Pendel umgebenden mit der Erde fest verbundenen Gegenständen (etwa den Mauern eines Hauses), sondern dreht sich gleichförmig mit einer Winkelgeschwindigkeit, die von der geographischen Breite des Standortes abhängt. Diese Beobachtung wurde zuerst 1851 von Foucault in Paris gemacht. Er verwendete, um die Schwingungen recht lange und deutlich verfolgen zu können, ein Pendel von 67 Meter Länge mit einer Kugel von 28 kg Gewicht, das er im Pantheon herabhängen ließ. Doch hatte er das Phänomen bereits an einem Pendel von 2 m Länge beobachten können.

Die Erklärung dieser Erscheinung ist folgende: Wir denken uns das Pendel etwa anfangs in der Meridianebene des Beobachtungsortes schwingend. Die Elongationen mögen so klein sein, daß wir die Bahn des Pendelkörpers als eine geradlinige ansehen können, die in der Tangentenrichtung des Meridians erfolgt. Nach den Newtonschen Bewegungsgesetzen sucht ein Körper seine Bewegungsrichtung relativ zum Initialsystem beizubehalten. Der Meridian des Beobachtungsortes wechselt aber seine Richtung relativ zum Inertialsystem im Laufe der Zeit, so daß ein Winkel zwischen der Schwingungsrichtung des Pendels und dem Meridian des Ortes entstehen muß, der eben beim Foucaultschen Versuch zur Beobachtung gelangt. Da die Aufhängung des Pendels an einem mit der Erde fix verbundenen Punkt den Pendelkörper zwingt, immer in der Tangentialebene der Erde am Beobachtungsorte zu bleiben, so kann seine Bewegungsrichtung niemals wirklich seiner Anfangsrichtung relativ zum Inertialsystem parallel bleiben, weil die zur Tangente des Meridians ursprünglich parallele Richtung nach der Drehung nicht in der Tangentialebene der Erde liegt. Es findet

also durch die Wirkung der Aufhängevorrichtung eine Ablenkung der Richtung statt, so daß die wirkliche Bewegungsrichtung des Pendelkörpers nicht die Parallele zu seiner Anfangsrichtung ist, sondern die Projektion dieser Parallelen auf die Tangentialebene der Kugel (man spricht dann auch von „Parallelismus auf der Kugel“ im Sinne der von Levi-Civita und Weyl eingeführten Verallgemeinerung des Parallelismusbegriffes auf krumme Flächen und Räume). Es ist also nur zu berechnen, welchen Winkel diese zur ursprünglichen parallelen Richtung nach der Drehung mit dem Meridian des Beobachtungsortes einschließt. Wir betrachten zu diesem Zwecke (Fig. 1) zwei Punkte A und B auf dem Parallelkreis mit der Breite β , die den infinitesimalen Längenabstand $d\lambda$ voneinander haben. Die Tangenten an die Meridiane in A und B mögen sich in C schneiden. Wir ziehen nun in B die zur Tangente des Meridians in A Parallele; so ist deren Winkel mit dem Meridian in B als Wechsel-

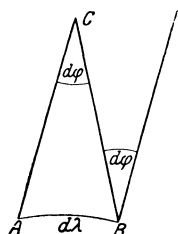


Fig. 1.
Zur Berechnung des Foucaultschen Pendelversuchs.

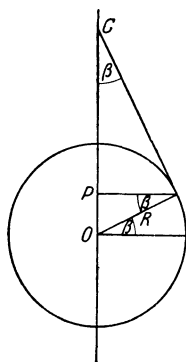


Fig. 2.
Zur Berechnung des Foucaultschen Pendelversuchs.

winkel gleich dem Winkel $d\varphi$ bei C des Dreiecks ABC. Projizieren wir diese Parallele auf die Tangentialebene in B, so erhalten wir die Schwingungsrichtung des Pendels. Sehen wir $d\lambda$ und $d\varphi$ als infinitesimale Größen erster Ordnung an, so ist die Ebene ABC bis auf Größen höherer Ordnung eine Tangentialebene der Kugel, die Parallele BD liegt auch in dieser Ebene und der Winkel zwischen ihrer Projektion auf die Tangentialebene und dem Meridian in B ist daher bis auf Größen höherer Ordnung mit dem Winkel $d\varphi$ identisch. Aus Fig. 1 ergibt sich ohne weiteres

$$d\varphi = \frac{AB}{AC} \dots \dots \dots 1)$$

Wenn R der Erdradius ist, hat der Halbmesser des betrachteten Parallelkreises den Betrag $R \cos \beta$ und daher $AB = R d\lambda \cos \beta$. Die Länge der Strecke AC ergibt sich aus der Fig. 2, wo P die Projektion des Punktes A auf die Erdachse und der gezeichnete Kreis der Meridiankreis des Punktes A ist. In dem Dreieck APC ist AP der Radius des Parallelkreises, also $R \cos \beta$, der Winkel bei C als Normalwinkel gleich der geographischen Breite β und daher $AC = R \cotg \beta$. Aus Gleichung 1) ergibt sich also

$$d\varphi = d\lambda \cdot \sin \beta \dots \dots \dots 2)$$

Diesen Winkel schließt also die Schwingungsrichtung eines Pendels, das anfangs parallel dem Meridian schwingt, mit dem Meridian ein, nachdem sich die Erde um die infinitesimale Länge $d\lambda$ gedreht

hat. Da dieselbe Formel auch für eine infinitesimale Drehung der Erde gilt, wenn die anfängliche Richtung nicht gerade die Meridianrichtung war, so kann man die Gleichung 2) auch integrieren und erhält für die Änderung φ der Schwingungsrichtung des Pendels, die einer endlichen Drehung der Erde um den Längswinkel λ entspricht, den Wert

$$\varphi = \lambda \sin \beta \dots \dots \dots 3)$$

also für die Drehung im Laufe eines Tages ($\lambda = 2\pi$) den bekannten Wert

$$\varphi_{2\pi} = 2\pi \sin \beta \dots \dots \dots 4)$$

Wenn wir nicht nur wissen wollen, wie sich die Schwingungsrichtung des Pendels im Laufe des Tages relativ zum Meridian des Beobachtungsortes ändert, sondern genau die Bahn des Pendels relativ zur Erde verfolgen, so müssen wir die allgemeinen Gesetze für die Bewegung relativ zu einem rotierenden Bezugssystem anwenden. Wie in dem Artikel „Relativbewegung“ gezeigt ist, besagen diese Gesetze, daß man ganz so zu rechnen hat, als würde die Erde ruhen, nur muß zu der auf den Körper wirkenden Kraft, die von seiner Lage relativ zu den anderen Körpern abhängt, noch die Zentrifugalkraft und die Coriolissche Kraft hinzugefügt werden.

Wir denken uns das Pendel kleine Schwingungen ausführen, so daß wir die Bahn als eine ebene in der Tangentialebene der Erde gelegene ansehen können. Die Ruhelage des Pendels (den Berührungspunkt der Tangentialebene) wählen wir zum Koordinatenursprung. Senkrecht zur Tangentialebene vom Erdmittelpunkt wegweisend wählen wir die z-Achse eines Koordinatensystems, die also die Richtung der scheinbaren Schwere (d. h. der Resultierenden aus Schwerkraft und Zentrifugalkraft) hat. Die x-Achse ziehen wir nach Westen, die y-Achse nach Süden. Das Pendel schwingt dann in der x-y-Ebene. Wenn wir mit m die Masse des Pendels, das als mathematisches Pendel von der Länge l vorausgesetzt wird, bezeichnen und mit g die scheinbare Schwerkraft beschleunigung, so wird das Pendel durch eine Direktionskraft mit den Komponenten X, Y.

$$X = -\frac{m g}{l} x, \quad Y = -\frac{m g}{l} y \dots \dots 5)$$

(s. Artikel Pendel) in seine Ruhelage zurückgetrieben. Wenn wir aber die Beschleunigung relativ zur bewegten Erde berechnen wollen, mit der unser Koordinatensystem starr verbunden gedacht ist, müssen wir noch die Komponenten C_x, C_y der Coriolisschen Kraft hinzufügen. Die Zentrifugalkraft und Schwerkraft ist schon in der Direktionskraft berücksichtigt. Nennen wir die Geschwindigkeitskomponenten des Pendels relativ zur Erde in unserem Koordinatensystem u, v, und bezeichnen wir den Winkel zwischen der Richtung der scheinbaren Schwere und der Ebene des Parallelkreises mit ϵ , wobei ϵ nahezu mit der geographischen Breite β des Beobachtungsortes zusammenfällt, ergibt die Geschwindigkeitskomponente u eine Coriolissche Kraft vom Betrag $2m \omega u$ (s. Art. Relativbewegung); sie liegt in der Ebene des Parallelkreises senkrecht zur Richtung von u, also in der Meridianebene. Ihre x-Komponente verschwindet also und ihre y-Komponente ist $-2m \omega u \sin \epsilon$. Von der Komponente v der Pendelgeschwindigkeit ist nur ihre Projektion in die Ebene des Parallelkreises für die Coriolissche Kraft wirksam, die also den Betrag $2m \omega v \sin \epsilon$

hat und ganz in die x-Richtung fällt. Es ergibt sich also

$$C_x = 2 m \omega v \sin \varepsilon \quad C_y = -2 m \omega u \sin \varepsilon \quad (6)$$

Die allgemeinen Bewegungsgleichungen

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = X + C_x, \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = Y + C_y \quad (7)$$

lauten also in unserem Falle, wenn wir die Ableitungen nach der Zeit durch Punkte bezeichnen, also $u = \dot{x}$, $v = \dot{y}$ setzen,

$$\ddot{x} = -\frac{g}{l} x + 2 \omega \dot{y} \sin \varepsilon \quad (8)$$

$$\ddot{y} = -\frac{g}{l} y - 2 \omega \dot{x} \sin \varepsilon$$

Diese Differentialgleichungen integriert man am einfachsten, indem man die Koordinaten in eine komplexe Koordinate s

$$x + i y = s \quad (9)$$

zusammenfaßt. Dann wird aus 8) einfach

$$\ddot{s} + 2 \gamma i \dot{s} + n^2 s = 0 \quad (10)$$

wobei

$$\frac{g}{l} = n^2 \quad \omega \sin \varepsilon = \gamma \quad (11)$$

gesetzt ist. Setzen wir die Lösung in der Form $s = l^{\nu t}$ an, so ergibt sich für ν die charakteristische Gleichung

$$\nu^2 + 2 \gamma i \nu + n^2 = 0 \quad (12)$$

Ihre beiden Wurzeln sind:

$$\nu_1 = i a_1, \quad \nu_2 = -i a_2 \quad (13)$$

wobei a_1 und a_2 die folgenden positiven Zahlen bedeuten:

$$a_1 = \sqrt{n^2 + \gamma^2} - \gamma$$

$$a_2 = \sqrt{n^2 + \gamma^2} + \gamma \quad (14)$$

Die Anfangsbedingungen wählen wir so, daß wir das Pendel zur Zeit Null im Punkte x_0 der x-Achse sich selbst überlassen, d. h. für

$$t = 0, \quad s = x_0, \quad \dot{s} = 0 \quad (15)$$

Daraus ergibt sich als Auflösung von 10)

$$s = \frac{x_0}{a_1 + a_2} \left(a_2 e^{i a_1 t} + a_1 e^{-i a_2 t} \right) \quad (16)$$

Die Bewegung des Pendels ist im allgemeinen jetzt keine periodische, weil a_1 und a_2 im allgemeinen in keinem rationalen Verhältnis stehen. Bei den wirklichen Versuchen ist aber immer γ^2 gegen n^2 sehr klein. Nehmen wir etwa eine Pendellänge von 10 m, so hat n^2 , wenn wir für g den runden Wert 10 m/sec² nehmen, ungefähr den Wert 1. Da die Winkelgeschwindigkeit ω der Erde aber den Wert

$$\omega = \frac{2\pi}{24 \times 60 \times 60} \quad (16')$$

hat, kann γ nach Gleichung 11) höchstens denselben Wert haben, also ungefähr 7×10^{-5} . Es ist also γ^2 gegen n^2 sehr klein und daher a_1 und a_2 beide nahezu gleich n . Die Pendelbewegung relativ zur Erde weicht also nur langsam von der Bewegung ab, wie sie ohne Erdbewegung herrschen würde, wo sie rein periodisch mit der Schwingungszahl n in 2π Sekunden wäre. Betrachten wir die Zeitpunkte t_k , zu denen unser Pendel aus der größten Elongation sich wieder der Ruhelage nähert, so finden wir sie aus der Bedingung $s=0$ mit Hilfe von 16). Sie erfüllen die Gleichung

$$e^{i(a_1 + a_2)t_k} = 0 \quad (17)$$

also

$$t_k = \frac{2 k \pi}{a_1 + a_2} \quad (18)$$

wobei k eine beliebige ganze Zahl ist. Aus 14) folgt dann

$$t_k = \frac{k \pi}{\sqrt{\gamma^2 + n^2}} \quad (19)$$

also für die Zeit T zwischen zwei Umkehrpunkten

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{n^2 + \gamma^2}} \quad (20)$$

was nur wenig von der Halperiode $\frac{\pi}{n}$ der Pendel-

bewegung relativ zum Inertialsystem abweicht. Wegen der langsamen Abweichung von der gewöhnlichen geradlinigen Pendelbahn können wir die Erscheinung des Foucaultschen Pendels so auffassen,

daß die Schwingung während einer Periode geradlinig ist, von Schwingung zu Schwingung sich aber die Richtung dieser

Geraden ändert. Die Drehungsgeschwindigkeit dieser Richtung läßt sich leicht berechnen. Für die Lage der Umkehrpunkte

ergeben sich durch Einsetzen von 18) in 16) die komplexen Koordinaten s_k

$$s_k = x_0 e^{i a_1 t_k} \quad (21)$$

Die Umkehrpunkte liegen also auf einem Kreis vom Radius x_0 und haben die Azimute φ_k

$$\varphi_k = a_1 t_k = k \pi \left(1 - \frac{\gamma}{\sqrt{n^2 + \gamma^2}} \right) \quad (22)$$

Der Winkelabstand zwischen einem Umkehrpunkt und dem übernächsten (also etwa dem ersten und dritten) ergibt offenbar den Winkel, um den sich die Schwingungsrichtung während eines Hin- und Hergangs des Pendels gedreht hat. Dieser Winkelabstand ergibt sich aus 22), als

$$\varphi_{k+2} - \varphi_k = -\frac{2 \pi \gamma}{\sqrt{n^2 + \gamma^2}} \quad (23)$$

Suchen wir die Drehung in einer Sekunde, so müssen wir noch durch die Vollperiode $2T$ (Gleichung 20) dividieren und erhalten für die gesuchte Winkelgeschwindigkeit Φ der Richtungs-drehung

$$\Phi = \gamma = \omega \sin \varepsilon \quad (24)$$

Während einer vollen Erddrehung verfließt die Zeit $24 \times 60 \times 60$ Sek., also dreht sich die Pendelebene wegen 24) und 16') um den Winkel $2 \pi \sin \varepsilon$, was mit Gleichung 4) übereinstimmt.

Der Übergang von einer Schwingungsrichtung in eine andere erfolgt so, daß das Pendel eine Sternfigur beschreibt, die zwischen den Kreisen

vom Radius x_0 und $x_0 \frac{\gamma}{\sqrt{n^2 + \gamma^2}}$ verläuft und die

mit übertriebener Drehungsgeschwindigkeit der Schwingungsrichtung in Fig. 3 wiedergegeben ist.

Philipp Frank.

Näheres s. R. Marcolongo, Theoretische Mechanik. Bd. 2. Leipzig 1912.

Fouriersche Reihe s. Harmonische Analyse.

Fovea centralis s. Gelber Fleck.

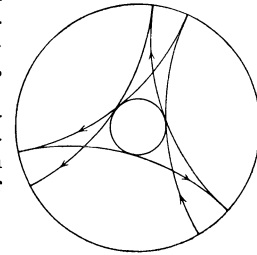


Fig. 3. Zum Foucaultschen Pendelversuch.

Fraktionierte Destillation. Ein durch einen beweglichen Stempel abgeschlossener Zylinder enthalte ein binäres Flüssigkeitsgemisch im Gleichgewicht mit seinem Dampf, der auf den Stempel den Druck P ausübe. Vergrößert man das Volum des Zylinders durch eine Verschiebung des Stempels, so kann der Totaldruck P unmöglich zunehmen. Wäre dies nämlich der Fall, so ließe sich im Widerspruch zum zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie ein Perpetuum mobile zweiter Art konstruieren. Bei einer isothermen Volumvergrößerung muß sich also die Zusammensetzung der Mischung derart ändern, daß der Totaldruck kleiner wird, wenn nicht der Druck und die Zusammensetzung konstant bleiben. Das Destillat muß an leichtem flüchtigem Stoff reicher, der Rückstand daran ärmer werden.

Um zu einem Überblick zu gelangen, trägt man die Totaldrucke einer kontinuierlichen Reihe binärer Gemische als Ordinaten über ihren Molbrüchen x als Abscissen auf. Man unterscheidet im wesentlichen drei Typen der so gewonnenen Dampfdruckisothermen: 1. Kurven mit Maximum, 2. Kurven mit Minimum, 3. ohne Besonderheit verlaufende Kurven.

Von praktischer Bedeutung ist nicht die isotherme, sondern die isobare Destillation, nämlich bei Atmosphärendruck. Für die dabei obwaltenden Versuchsbedingungen kennzeichnend sind die Siedepunktsdiagramme, welche ihrem Habitus nach durch Spiegelung der P - x -Kurven an der x -Achse hervorgehen. Denn der Siedepunkt liegt um so höher, je kleiner der Dampfdruck einer Flüssigkeit ist und umgekehrt. Der oben für die isotherme Destillation abgeleiteten Regel entsprechend gilt für die isobare, die fraktionierte Destillation schlechthin, der Satz: bei fortgesetzter Destillation wird der Siedepunkt des Rückstandes stets höher. Der letzte Rückstand ist stets eine Flüssigkeit maximaler Siedetemperatur, sei es die höher siedende reine Komponente oder ein mit konstanter Zusammensetzung überdestillierendes Maximumgemisch. Im Falle einer Siedepunktskurve mit Minimum richtet es sich danach, ob die Ausgangslösung in ihrer Zusammensetzung der leichter oder der schwerer flüchtigen Komponente nähersteht, welche von beiden man nach der Siedepunktregel im Destillat angereichert findet (die schwerer oder die leichter flüchtige).

Im Laboratorium gelangt häufig die sog. Wasserdampfdestillation zur Anwendung, bei der die Trennung eines binären Gemisches unterhalb seines Siedepunkts dadurch bewirkt wird, daß die leichter flüchtige Komponente in die an fremdem Dampf leeren Wasserdampfblasen hineinverdunstet und mit ihnen weggeführt wird. *H. Cassel.* Näheres s. W. Nernst, Theoretische Chemie. 1925.

Francisturbine s. Turbine.

Frankesche Maschine ist eine Wechselstrommaschine, welche ein umlaufendes Magnetfeld und zwei Anker besitzt. Diese können gegeneinander verdreht werden, wobei der Verdrehungswinkel an einer Skala ablesbar ist, so dass ihr Ströme gewünschter Phasenverschiebung entnommen werden können. Die Frankesche Maschine findet Verwendung bei Messungen an Fernsprechleitungen und -kabeln. Ein ähnliches Prinzip der gegenseitigen Verdrehung zweier Anker wird zur Eichung von Wechselstromzählern benutzt. *K. Pohlhausen.* Näheres s. F. Breisig, Theoretische Telegraphie. II. Aufl. 1924. Braunschweig, Vieweg.

Franklinsche Tafel. Die Franklinsche Tafel ist ein besonders für Demonstrationszwecke geeigneter Kondensator, der im wesentlichen aus einer Glasplatte besteht, auf deren beiden Seiten Stannioblelegungen befestigt sind.

Die ältere Physik studierte daran besonders die gegenseitige Einwirkung der leitenden Platten nach den Gesetzen der Elektrisierung durch Verteilung.

R. Jaeger.

Fraunhofersche Beugungerscheinung s. Beugung des Lichts.

Fraunhofersche Linien s. Sonnenspektrum.

Freie Achsen s. Kreisel.

Freie Elektrizität s. Elektrizität, freie.

Freie Energie s. thermodynamisches Gleichgewicht.

Freie Oberfläche s. Oberfläche, freie.

Freie Schwingung s. Eigenschwingung.

Freie Wirbel nennt man die Wirbel, die sich frei mit dem Luftstrom bewegen können zum Unterschied von den gebundenen, die sich wie die Tragflügelzirkulation (bzw. der sie ersetzende tragende Faden) mit dem festen Kernkörper bewegen müssen. Solche freie Wirbel gehen von Tragflügeln aus (s. Tragflügeltheorie). *L. Hopf.*

Freier Strahl s. Flüssigkeitsstrahl, Strahl, Ausfluß, Diskontinuitätsfläche.

Freier Überfall s. Überfall.

Freiheitsgrad. Kann ein mechanisches System ∞^n verschiedene Lagen einnehmen, so sagt man, es habe n Freiheitsgrade. So hat ein frei beweglicher Punkt drei Freiheitsgrade; ist er auf eine Fläche gebannt, zwei; ist er auf eine Kurve beschränkt, einen. Ein starrer freier Körper hat sechs Freiheitsgrade; wird einer seiner Punkte festgehalten, drei; werden zwei seiner Punkte festgehalten, einen; zwei starre freie Körper besitzen zusammen zwölf Freiheitsgrade; wenn sie in einem gemeinsamen Punkt durch ein Kugelgelenk verbunden sind, neun; wenn durch ein Scharniergelenk, sieben (soweit sie außerhalb der Gelenke nicht weiter aneinander anstoßen). Muß ein starrer Körper eine Fläche einmal (d. h. an einer Stelle) berühren, so besitzt er, wenn sonst nicht behindert, fünf Freiheitsgrade; darf er dabei auf der Fläche nicht gleiten, wohl aber tanzen, drei; darf er auch nicht auf ihr tanzen, zwei.

Ist ein System holonom (s. Koordinaten der Bewegung sowie Impulsätze), so reichen genau so viele (i. a. verallgemeinerte) Koordinaten q_i , als es Freiheitsgrade besitzt, aus, um seine Bewegung zu beschreiben. Ist das System nicht holonom, so braucht man mehr Koordinaten q_i dazu.

R. Grammel.

Freileitungen für Starkstrom. Sie dienen zur Übertragung der elektrischen Energie von der Erzeugerstelle (Kraftwerk) zum Verbraucher. Auf größere Entfernungen verwendet man stets Drehstrom von 50, für Bahnen jedoch auch Einphasenstrom von $16\frac{2}{3}$ Perioden pro sec. Die wirtschaftlich günstigste Übertragungsspannung bestimmt sich aus der Entfernung, aus der Größe der zu übertragenden Leistung und aus den Anlagekosten. Die höchste in Deutschland zur Zeit verwandte Spannung beträgt 220 kV.

Die Leiter einer Freileitung bestehen aus Kupferseilen oder aus Aluminiumseilen. Zur Erhöhung der Festigkeit ist bei diesen oft eine Stahleinlage vorhanden. Zur Vermeidung der Strahlungs- und Glimmverluste (s. Corona) werden für Höchstspannungsleitungen zur Vergrößerung des Leiter-

durchmessers auch Kupferhohlseile unter gleichzeitiger Vergrößerung des Abstandes der einzelnen Leiter verwandt. Die Leiter sind auf Holzmasten und bei höheren Spannungen auf eisernen Gittermasten oder Masten aus Schleuderbeton verlegt. Der Abstand der Maste beträgt etwa 250 m, er kann jedoch bei Kreuzungen von Gebirgstälern oder Flüssen unter Verwendung von Stahl- oder Bronze-seilen wesentlich größer sein (z. B. die Rheinkreuzung bei Andernach mit 740 m Spannweite bei 76 m Durchhang der Seile). Die Seile sind an den Traversen der Maste mit Stützisolatoren (s. Isolatoren) befestigt. Bei höheren Spannungen verwendet man Hängeisolatoren, die zu Ketten vereinigt werden. An Stellen, wo eine erhöhte Sicherheit erwünscht ist (bei Kreuzungen von Bahnen, Straßen, Fernmeldeleitungen), benutzt man Doppelketten und bringt unter der Leitung ein Schutzgitter an. Die Anordnung der Leiter am Mast geschieht bei Einfachleitungen meist so, daß die drei Leiter in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks liegen. Bei größeren Anlagen ist oft ein Doppelleitungssystem ausgeführt, wobei die Leiter an drei Traversen hängen, deren Ausladung entweder von oben nach unten zunimmt (Tannenbaum) oder abnimmt (umgekehrter Tannenbaum). Diese Anordnung bietet den Vorteil, daß bei Bruch einer Kette das obere Seil nicht auf die unteren fallen kann. Der Abstand der Seile voneinander ist so zu bemessen, daß sie durch Wind oder durch Eislast nicht zur Berührung kommen. Die Leiter werden verdreht, so daß jeder Leiter auf die gleiche Länge dieselbe relative Lage zu den andern Leitern des Systems einnimmt. Maste, an denen die Lagenänderung vorgenommen werden, bezeichnet man als Verdrehungsmaste. Zweck der Verdrehung ist es, die Betriebskapazitäten und Induktivitäten der Leiter untereinander auszugleichen und hierdurch die Symmetrie des Übertragungssystems zu bewahren. Zur leitenden Verbindung der Maste untereinander und zum Zwecke der Verteilung der Fehler- und Erdströme im Falle einer Störung verlegt man an der Spitze der Maste meist ein, zwei oder drei Erdseile.

K. Pohlhausen.

Näheres s. H. Kyser, Die elektrische Kraftübertragung. Springer, Berlin.

Freiluftstation. Die Schaltanlagen einer Höchstspannungsleitung erfordern umfangreichen Platz. Man ist deshalb in den letzten Jahren dazu übergegangen, die Schaltapparate, Ölschalter, Transformatoren und Sicherungseinrichtungen im Freien aufzustellen. Dabei ist die Isolation entsprechend den Witterungseinflüssen höher zu bemessen als bei Innenstationen.

K. Pohlhausen.

Näheres s. A. Roth, Hochspannungstechnik. Springer, Berlin.

Freistrahlturbine s. Turbine.

Frequenz s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Frequenz s. Wechselströme.

Frequenzbedingung s. Bohrsche Frequenzbedingung.

Frequenzmesser. Instrument zum Anzeigen der Frequenz eines Wechselstroms. Die technischen F. beruhen meist auf der mechanischen Resonanz von Federn (Zungen). Die Frequenzmesser in der drahtlosen Technik werden Wellenmesser genannt.

A. Meissner.

Frequenzstimmgabeln. Bei Wechselstrommessungen bedient man sich zur akustischen Bestimmung von Frequenzen (f) sog. Frequenz-

Stimmgabeln, deren Schwingungszahl gemäß der Beziehung $\omega = 2\pi f$ auf $\frac{\omega}{2\pi}$ Doppelschwingungen abgestimmt ist. Sie werden nach der Kreisfrequenz ω bezeichnet. Eine Stimmgabel für die Kreisfrequenz 10000 macht somit $\frac{10000}{2\pi} = 1591,5$ Doppelschwingungen in der Sekunde.

Göpel.

Frequenzwandler (Frequenzumformer). Eine Anordnung, welche Wechselstrom liefert, dessen Frequenz abweicht von der des zugeführten Stromes. Die Umformung der Frequenz erfolgt innerhalb oder außerhalb des Wechselstromerzeugers. Dementsprechend wird unterschieden zwischen ruhenden (statischen) Frequenzwandlern und rotierenden Frequenzwandlern.

1. Ruhende Frequenzwandler. a) Verdopplung durch Ventilzellen. Schickt man einen Wechselstrom nach Schaltung von Fig. 1 durch eine bzw.

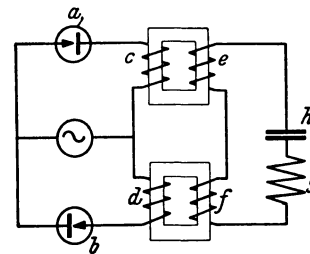


Fig. 1. Schaltungsschema der ruhenden Frequenzverdopplung.

zwei Ventilzellen (Quecksilberdampfgleichrichter oder Aluminiumzellen) derart, daß durch jede Zelle nur während je einer halben Periode Strom hindurchgeht und läßt die Stromstöße auf einen dritten Kreis wirken, der auf die doppelte Frequenz abgestimmt ist, so erhält man in diesem einen Wellenzug doppelter Frequenz. Das Verfahren wird technisch nicht ausgenutzt.

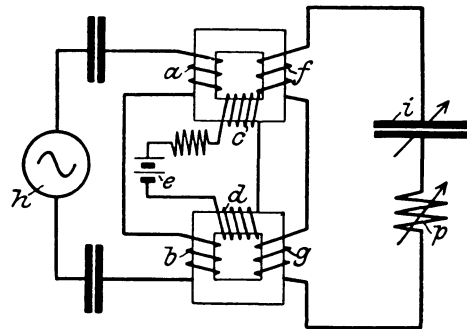


Fig. 2. Schaltungsschema der ruhenden Frequenzverdopplung durch gesättigte Eisentransformatoren.

b) Verdopplung durch gesättigte Eisentransformatoren (Joly und Epstein, Telefunken). Zwei geschlossene Eisentransformatoren (Fig. 3) tragen je eine primäre und sekundäre Wicklung. Die sekundären Wicklungen der zwei Kerne sind gegengeschaltet. Sind die Transformatoren durch eine Gleichstromwicklung bis zur Sättigung magnetisiert, dann tritt während einer halben Periode in dem einen Transformator keine Fluxänderung ein. Derselbe wirkt also nicht als Energieüber-

trager (Fig. 4a). Im zweiten Transformator tritt in derselben Zeit starke Fluxänderung ein (Fig. 4b); er bewirkt also starke Energieübertragung. In der zweiten Halbperiode ist die Wirkung der Transformatoren vertauscht. Da beide Transformator-

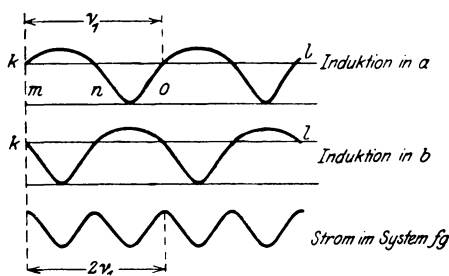


Fig. 3. Transformator-Stromkurven.

hälften entgegengesetzt geschaltet sind, wirken jetzt die Fluxänderungen nicht im Sinne des ursprünglichen Wechselstromes, sondern wie eine Stromumklappung bei Ventilzellen, d. h. es entsteht ein Wechselstrom doppelter Periode. Jeder Transformator hat eine ganz verzerrte Spannungskurve (Fig. 4). Die Gleichung für die Augenblickswerte der Spannung wäre: $e_t = E_v \sin \pi t + E_{2v} \sin 2\pi t$.

Die Gegeneinanderschaltung der beiden Spulen f_1 und g bedingt eine Phasenverschiebung der beiden sekundären Spannungen um 180° , die gesamte auf den geschlossenen Kreis II wirkende Spannung

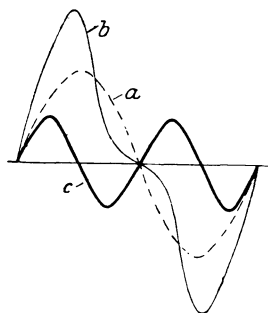


Fig. 4. Verzerrte Transformator-Spannungskurve.

ist daher $= e_1 t + e_2 t = E_v e_1 t + e_2 t = E_v \sin \pi t + E_{2v} \sin 2\pi t + E_v \sin (\pi t + 180) + E_{2v} \sin (2\pi t + 2 \cdot 180) = 2 E_{2v} \sin 2\pi t$. Die Änderungen des gesamten Flusses in bezug auf den Sekundärkreis zeigt die dritte Kurve Fig. 3. — Aus der Kurve nach Fig. 4 können noch eine ganze Anzahl von Oberschwingungen ausgesondert werden. — Das Verfahren kommt in der Technik meist in mehreren Stufen hintereinander zur Anwendung, indem jede Frequenz durch Resonanz ausgesondert wird. Begonnen wird mit einer Grundfrequenz von etwa 6000 bis 8000 Perioden (Nauen). Der Wirkungsgrad ist dann für jede Verdopplungsstufe etwa 90%. Bei Frequenzen über 100000 werden die Eisenverluste groß.

c) Vervielfachung durch gesättigte Eisenkerne und Transformatoren (Joly, Telefunken, Lorenz). Durch Kombination eines gesättigten und ungesättigten Transformators, bzw. durch einen gesättigten Eisenkern allein kann die Strom-, bzw. Spannungskurve so verzerrt werden, daß die drei-

fache oder eine beliebig höhere Periode besonders hervortritt. Die dreifache und fünffache Frequenz können in dieser Art noch mit sehr gutem Wirkungsgrad erzeugt werden. Eine Verdreifachung läßt sich auch erzielen durch Kombinationen der drei Phasen eines Drehstromnetzes.

2. Rotierende Frequenzumformer s. Goldschmidtmaschine. A. Meissner. Näheres s. Rein, Lehrb. S. 222.

Fresnelsche Theorie der Zirkularpolarisation. Als Ursache der optischen Aktivität läßt sich folgendes angeben. Der in die Substanz eindringende linear polarisierte Lichtstrahl wird in zwei Komponenten zerlegt, welche sich in schraubenförmigen Bahnen fortpflanzen, und zwar die eine rechts gedreht, die andere links gedreht, mit anderen Worten der Lichtstrahl zerfällt in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Strahlen. Beim Austritt vereinigen sich diese beiden dann wieder zu einem linear polarisierten Strahl. In den aktiven Körpern bewegen sich nun aber die beiden Komponenten mit verschiedener Geschwindigkeit fort, und somit wird die Polarisationssebene des austretenden Strahls gegen diejenige des ursprünglichen gedreht erscheinen. Sie hat sich für das empfangende Auge in der Richtung des Uhrzeigers, d. h. nach rechts gedreht, wenn der im gleichen Sinne zirkular polarisierte Strahl die größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit besaß, und umgekehrt. Das Vorhandensein dieser beiden zirkularen Komponenten wurde zuerst von Fresnel am Quarz experimentell nachgewiesen. Schönrock.

Fresnel'scher Mitführungskoeffizient s. Optik bewegter Körper.

Fresnel'scher Spiegelversuch s. Interferenz.

Fresnel'sches Biprisma s. Interferenz.

Fresnel'sches Ellipsoid s. Kristalloptik.

Friedrich'sche Einheit. Auf der Ionisationswirkung der Röntgenstrahlen beruhende Einheit der Röntgenstrahlendosis, nämlich „diejenige Strahlenmenge, die in 1 ccm Luft durch die Ionisation eine Elektrizitätsmenge von einer elektrostatischen Einheit bei Sättigungsstrom transportiert“. (Friedrich in Krönig-Friedrich, Physikalische und biologische Grundlagen der Strahlentherapie, Berlin 1918, S. 77.) Heute durch das „Internationale Röntgen“, abgekürzt „r“, welches exakter definiert ist, verdrängt (s. d.). Behnken.

Fritter s. Kohärer.

Froschschkelversuch. Als Luigi Galvani 1780 enthäutete Froschschkel mit Kupferhaken an einem eisernen Geländer aufhängte, beobachtete er Zuckungen, sobald die Schenkel mit dem Geländer in Berührung kamen. Zwar täuschte er sich hinsichtlich der Quelle der Elektrizitätsentwicklung insofern, als er diese in einer Wechselwirkung der Muskeln und Nerven der Froschschkel zu sehen glaubte und dem Metall nur eine sekundäre Bedeutung zuschrieb. Aber die Entdeckung Galvanis gab den Anstoß zu den ersten Untersuchungen über die Kontakt- oder Berührungselektrizität (vgl. dort), welche Volta (1745—1827) als erster aufgriff und zu dem Resultat führte, daß die Benutzung zweier verschiedener Metalle, bei Galvanis Versuch beispielweise Kupfer und Eisen, die entscheidende Rolle spielt, während der Froschschkel selbst nur zum Nachweis der Elektrizität diene. R. Jaeger.

Froudesches Ähnlichkeitsgesetz. Über Ähnlichkeitsmechanik allgemein s. Ähnlichkeitsgesetze. Sind nur irdische Schwerkraft als beschleunigende Kräfte auf einen Vorgang von Einfluß, so erhält man aus den Bewegungsgleichungen bei geometrisch ähnlichen Systemen und aus dem allgemeinen Newtonschen Ähnlichkeitsgesetz das Froudesche Ähnlichkeitsgesetz. Es folgt in analoger Weise, wie das bei Ermittlung des Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetzes (s. d.) angedeutet ist, als Bedingung für das Vorhandensein mechanischer Ähnlichkeit die Konstanz der dimensionslosen Größe, der sog. Froudeschen Zahl, $\mathfrak{F} = \frac{v^2}{l \cdot g}$; l ist dabei eine beliebige, das Strömungsbild charakterisierende Länge, v eine zu vereinbarende Geschwindigkeit (am besten die ungestörte Anströmgeschwindigkeit). Da man im allgemeinen im irdischen Schwerfeld mit nahezu konstantem g zu arbeiten hat, reduziert sich die Froudesche Kennzahl auf den (nicht mehr dimensionslosen) Kennwert der Schwerkraftähnlichkeit $\frac{v^2}{l} \left[\frac{m}{\text{sec}^2} \right]$. Dies besagt, daß die Forderung der Modellähnlichkeit bei einem Maßstabverhältnis λ ein Geschwindigkeitsverhältnis von $\sqrt{\lambda}$ bedingt, ein Kräfteverhältnis von λ^3 , ein Mengenverhältnis von $\lambda^{2,5}$ u. s. w.

Die versuchstechnische Anwendung gestaltet sich hierbei also wesentlich günstiger als beim Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetz; doch müssen andere Kraftarten als die Schwerkraft (z. B. Reibungskräfte) im Modell und in der Natur ohne merklichen Einfluß auf den Vorgang bleiben. Ein spezielles Anwendungsgebiet des Froudeschen Ähnlichkeitsgesetzes ist die Ermittlung des Wellenwiderstands von Schiffen (s. Schiffswiderstand); ferner in der Hydromechanik z. B. Ausfluß-Strahl-Überfallprobleme, Oberflächenwellenerscheinungen u. a.

Eisner.

Frühlingspunkt, dasselbe wie Widderpunkt, s. Himmelskoordinaten.

Fuchs. Fuchs wird der zwischen Dampfkesseln oder Öfen und Schornsteinen gelegene Rauchkanal genannt. In den Fuchs von Dampfkesseln ist häufig ein Economiser (s. d.) eingebaut.

L. Schneider.

Fühlhebel dienen zum Messen, bzw. zum Vergleichen kleiner Dicken, meist in der Form zweier ungleicharmiger Hebel, die durch ein Scharnier, besser noch durch eine Schneidenanordnung verbunden sind. Dem zwischen die beiden kurzen Hebelarme geschobenen Meßstück entspricht ein großer Ausschlag der langen Hebelarme, der über einer Teilung abgelesen wird.

Scheel.

Führungsband s. Geschosse.

Führungsfeld s. Einsteinsches Äquivalenzprinzip.

Füllschwall s. Hebungswelle.

Fürstenauintensimeter. Gerät zur Messung der Röntgenstrahlendosis für medizinische Zwecke, bestehend aus einer Selenzelle in Verbindung mit einer Wheatstoneschen Brückenschaltung mit Galvanometer. Die Intensimeter wurden früher in willkürlichen Einheiten „F“ genannt, geeicht, wobei etwa 200 F der Erythemdosis (s. d.) entsprachen. Da bei Selenzellen die Gefahr einer Änderung der Empfindlichkeit sehr groß ist, so werden die Intensimeter neuerdings durch Belichtung mit einer

Normallampe kontrolliert und evtl. einreguliert. Heute gibt man dem Instrument meist eine willkürliche Skala, die dann durch Vergleich mit einer Druckluftionisationskammer oder einer Holthausenschen Kammer in „r“ geeicht wird. Die Eichung ist für verschiedene Strahlenqualitäten verschieden.

Behnken.

Fundamentalabstand s. Quecksilberthermometer.

Fundamentalkatalog s. Sternkatalog.

Funke. Das stoßartige Einsetzen eines Stroms bei Überschreitung der dielektrischen Festigkeit des dem elektrischen Feld ausgesetzten Materials. Am bekanntesten als Funke in Luft von Atmosphärendruck: Wird an zwei sich in geringem Abstand gegenüberstehende Metallkugeln eine steigende Spannung gelegt, so setzt plötzlich bei einer ganz bestimmten, von dem Abstand und Krümmungsradius der Elektroden abhängigen Spannung der Strom unter einer blendenden Lichterscheinung und lautem Knall ein. Die zugehörige Spannung heißt Funkenpotential oder auch Anfangsspannung. Während der Funkenentladung besteht die Brennspannung. Die sich durch den Funken entladende Elektrizitätsmenge ist um so größer, je größer der Unterschied zwischen Anfangsspannung und Brennspannung und je größer die Kapazität ist, die der Funkenstrecke parallel liegt. Der Unterschied zwischen Anfangs- und Brennspannung ist um so größer, je größer bei gegebenem Elektrodenabstand der Gasdruck ist. Bei einem bestimmten sehr geringen Gasdruck sind beide Spannungen gleich. Der Funke ist dann ein schwach glimmendes Aufleuchten ohne irgendwelchen Knall. Durch Steigerung des Drucks lassen sich alle Übergänge zwischen diesem und dem laut knallenden blitzähnlichen Funken bei Atmosphärendruck und größerem Abstand erzeugen. Wird diesen stärkeren atmosphärischen Funken noch größere Kapazität parallel geschaltet, so entstehen die ein betäubendes Geräusch verursachenden „Knallfunken“. Da die Dauer eines Funkens nach milliontel Sekunden rechnet, ist die Stromstärke während dieser Zeit außerordentlich groß.

Der Entladungsform nach ist der Funke ein momentaner Übergang der Glimmentladung in die Lichtbogenentladung mit darauffolgendem Erlöschen infolge von Erschöpfung der Nachlieferung elektrischer Energie. Steht genügend Energie zur Verfügung, so geht der Funke in den zerstörenden Kurzschluß über. Hat die Energienachlieferung aufgehört, so fließt der Funkenstrom trotzdem infolge seiner Trägheit in der ursprünglichen Richtung weiter und lädt die der Funkenstrecke parallel liegende (evtl. durch die Elektroden gebildete) Kapazität entgegengesetzt auf, worauf eine zweite Entladung in der entgegengesetzten Richtung erfolgt und so fort, wobei jede Entladung schwächer ist als die vorhergehende; der Funke bildet eine oszillierende Entladung. Das Verhältnis der Stromamplituden zweier aufeinanderfolgender Entladungen heißt die Dämpfung des Funkens. Sie ist um so größer, je größer der Widerstand in dem Kreis ist, in dem die Funkenstrecke liegt. Oberhalb eines bestimmten Widerstands entlädt sich der Funke nicht mehr in Schwingungen, sondern in einer einzigen aperiodischen Entladung.

Bei den Funken in Luft und anderen Gasen werden verschiedene Entladungsformen unterschieden. Sind die Elektroden zwei planparallele Ebenen, so ist vor dem Einsetzen des Funkens

keinerlei Lichterscheinung und mit gewöhnlichen Hilfsmitteln auch kein Strom zwischen den Elektroden wahrzunehmen. Die äußerst geringe, schon vor dem Einsetzen des Funkens vorhandene Strömung nennt Toepler lichtloses Fließen, die Spannung, bei der dieses in den Funken umschlägt, die „Anfangsspannung“.

Sind die Elektroden Kugeln, so hängt die Entladungsform von dem Verhältnis ihres Abstandes d , der „Funkenschlagweite“, zu dem Radius r der Kugeln ab. So lange d/r klein gegen l ist, sind die Erscheinungen die gleichen wie bei parallelen Ebenen. Wird jedoch d/r groß gegen l , so überziehen sich die Elektroden bei steigender Spannung zunächst mit einer Glimmhaut, ohne daß die Entladung sich zum Funken steigert (Korona s. d.). Erst bei weiterem Steigen der Spannung schlägt das Glimmen in einen Funken um. Bei noch größerem d/r führt auch die Glimmentladung noch nicht zum Funken, sondern geht erst in eine Büschelentladung über. Erst aus dieser geht der Funke hervor. Die Erscheinungen an spitzen Elektroden sind die gleichen wie an Kugeln von einem der Krümmung der Spitze entsprechenden Krümmungsradius.

Eine besondere Art der Funkenentladung sind die Gleitfunken (s. d.).

Besonders im Dunkeln können an eine Funkenstrecke für sehr kurze Zeit Spannungen gelegt werden, die größer sind als das Funkenpotential, und zwar um so höhere, je kürzer die Dauer der Spannungseinwirkung ist, ohne daß ein Funke einsetzt. Wird jedoch die Funkenstrecke belichtet oder mit einem radioaktiven Präparat bestrahlt, so setzt der Funke ganz außerordentlich kurze Zeit nach dem Anlegen der Spannung, etwa 10^{-8} sec. hinterher, also ohne merkliche Verzögerung ein. Die Erscheinung ist von Warburg aufgeklärt und Entladeverzug genannt worden. Hinsichtlich der Funken bei sehr geringem Elektrodenabstand oder geringem Gasdruck s. Minimumpotential.

Eine Theorie der Funkenentladung ist von Townsend aufgestellt worden. Sie besagt, daß in einem Gase, sei es durch Photoionisierung, sei es durch die Wirkung der durchdringenden radioaktiven Strahlung, stets, wenn auch äußerst wenige Ionen vorhanden sind. Wird eine Spannung an das Gas gelegt, so werden diese Ionen beschleunigt und erlangen bei hinreichend großer Feldstärke im Gase die Fähigkeit, durch Ionenstoß neue Ionenpaare zu bilden. Bei einer ganz bestimmten Spannung wird diese Ionenbildung so stark, daß der Vorgang sich selbst lawinenartig steigert und der Strom infolgedessen über alles Maß anschwillt. Das ist der Funke. Die Ausbildung der Lawine braucht Zeit. Das ist der Entladeverzug. Durch vorherige Erzeugung vieler Ionen durch Photoionisierung und radioaktive Ionenerzeugung kann die erforderliche Zeit weitgehend verringert werden. Die Theorie heißt nach ihrem Kernpunkt Lawinentheorie. Im großen und ganzen gibt sie die Erscheinung der Funkenentladung gut wieder. Bei Einzelheiten versagt sie völlig. Ihr größter Mangel ist, daß sie einen, experimentell sicher nachgewiesenen Einfluß des Elektrodenmaterials nicht kennt. Es besteht jedoch keinerlei Aussicht, in absehbarer Zeit eine abgeschlossene Theorie der Funkenentladung zu schaffen, weil die Vorgänge viel zu kompliziert sind.

Aus diesem Grunde ist auch die Beziehung zwischen Schlagweite, Elektrodenform und Funkenpotential rein empirischer Art. Die folgende Tabelle gibt den Zusammenhang zwischen diesen Größen nach den besten bisher vorliegenden Messungen.

Tabelle.

Entladungsspannung V_s in Kilovolt in Abhängigkeit von der Schlagweite s zwischen Kugeln gleicher Durchmesser d cm sowie ebenen Platten, bei symmetrischer Spannungsverteilung auf ihnen in Luft von 760 mm Druck und 20° C.

s cm	$d = 1,0$	2,0	5,0	7,5	10,0	12,5	15	25 cm	Ebene Platten
0,1	$V_s = 5,0$	—	—	—	—	4,6	—	4,6	4,5
0,2	8,7	8,5	—	—	—	8,0	—	8,0	8,0
0,3	12,0	11,8	—	—	—	11,3	—	11,3	11,3
0,4	15,0	14,9	—	—	—	14,4	—	14,4	14,4
0,5	17,9	17,9	—	—	—	17,4	—	17,4	17,4
0,6	20,6	20,9	—	—	—	20,4	—	20,4	20,3
0,7	23,2	23,7	—	—	—	23,3	—	23,3	23,2
0,8	25,5	26,5	—	—	—	26,2	—	26,2	26,1
0,9	27,6	29,0	—	—	—	29,1	—	29,0	28,9
1,0	29,3	32,0	32,4	32,1	32,1	32,0	31,8	31,8	31,7
2	—	52,1	59,3	59,7	60,0	60,0	60,0	60,5	59,6
3	—	64,2	80,7	83,8	85,4	85,7	86,2	87,3	87,0
4	—	71,9	97,7	104	108	110	110	113	114
5	—	76,8	111	122	128	131	133	138	140
10	—	—	150	178	200	213	222	247	266
15	—	—	—	208	241	265	282	331	—
20	—	—	—	—	—	299	—	398	—
30	—	—	—	—	—	—	—	492	—
40	—	—	—	—	—	—	—	555	—

Die wichtigsten Anwendungen des Funkens in Gasen sind:

1. für spektralanalytische Zwecke die Erzeugung der Spektren der mehrfach ionisierten Atome, besonders im Knallfunken (kondensierten Funken);
2. in der Hochfrequenztechnik die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen; das Verfahren wird jetzt mehr und mehr durch die Schwingungserzeugung in Elektronenröhren verdrängt;
3. in der Chemie und Motortechnik Einleitung von Verbrennungs- und Verbindungsvorgängen (Explosionsmotoren).

Der Funke in Flüssigkeiten und festen Körpern ist erst wenig untersucht. Bei gleichem Elektrodenabstand ist das Funkenpotential in Flüssigkeiten und festen Körpern sehr viel höher als in Gasen von Atmosphärendruck. Der Funke zersetzt vielfach die Flüssigkeiten, die er durchschlägt. In festen Körpern hinterläßt er ein zylindrisches Loch, das dadurch entsteht, daß das Material in einem engen Kanal zuerst geschmolzen und dann verdampft wird. Das Loch ist um so größer, eine je größere Elektrizitätsmenge dem Funken zur Verfügung stand. Bei Hochspannungen und großen Kapazitäten kommt es zur völligen Zersprengung des durchschlagenen Stückes. Güntherschulze.

Funken, tönende s. Löschfunken.

Funkenchronograph s. Geschößgeschwindigkeit.

Funkendämpfung. Wird einem geschlossenen elektrischen Kreis, der Kapazität, Selbstinduktion und wenig Widerstand hat, durch einen elektrischen Stoß eine bestimmte Schwingungsenergie zugeführt und dann der Kreis sich selbst überlassen, so nimmt die Intensität der Schwingungen dauernd ab, weil der hin- und herschwingende Strom in dem elektrischen Widerstand des Kreises elektrische Energie in Wärme verwandelt. Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Stromamplituden heißt die Dämpfung des Schwingungskreises oder der

Schwingung. Diese Darstellung ist auch auf den Fall übertragen worden, daß sich in dem Schwingungskreis eine Funkenstrecke befindet, weil auch der Funke die Schwingungen schnell abklingen läßt. Diese Funkendämpfung darf jedoch nicht ohne weiteres mit der Widerstandsämpfung zusammengefaßt werden, weil sich der Widerstand des Funkens stark mit den Momentanwerten des Funkenstroms ändert. Für die drahtlose Telegraphie handelte es sich darum, die Funkendämpfung zur Verringerung der Verluste möglichst klein zu machen. Das eleganteste Mittel hierzu war die von M. Wien ausgebildete Löschfunkenstrecke (s. d.). Bei dieser erlosch der Funke im Primärkreis, nachdem er den Schwingungskreis angestoßen, d. h. seine Energie an ihn abgegeben hatte, und wurde nicht wieder gezündet, so daß der Sekundärkreis ohne Funkendämpfung ausschwingen konnte.

Güntherschulze.

Näheres s. Zenneck und Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. F. Enke, Stuttgart 1925.

Funkendekrement. Eine in einem Kondensatorkreis eingeschaltete Funkenstrecke erhöht die Dämpfung des Kreises. Die Kurve des Amplitudenabfalls ist hier jedoch keine exponentielle Kurve, sondern eine Gerade, da für den Energieverbrauch im Funken nicht die Beziehungen gelten wie für den Energieverbrauch in einem Ohmschen Widerstand, sondern ähnliche wie für den Lichtbogen. Trotzdem rechnet man vielfach mit einem konstanten Funkenwiderstand r_f , und einem Funken-

$$\text{dekrement } d_f = \pi r_f \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

A. Meissner.

Näheres s. Zenneck, S. 16.

Funkeninduktor. Ein ungeschlossener Eisentransformator, bei dem sich ein zylindrisches Eisenbündel in einer Spule aus dickem Draht (Primärspule) befindet. Diese Spule ist von der aus dünnem Draht mit sehr vielen Windungen bestehenden Sekundärspule umgeben; die Enden der letzteren sind zu Elektroden geführt, an die Platten, Spitzen, Kugeln usw. angeschraubt werden können. Der Apparat kann mit Wechselstrom betrieben werden; man erhält dann an der Sekundärspule hochgespannten Wechselstrom (Transformator). In der Regel wird aber die Primärspule mit Gleichstrom beschickt, der periodisch unterbrochen wird. Hierzu dienen verschiedene Vorrichtungen, wie der selbsttätig betriebene Neef'sche Hammer, Quecksilberunterbrecher, Wehnelt- oder Simon-Unterbrecher, mechanische rotierende Unterbrecher usw. Man erhält dann zwischen den Elektroden der Sekundärspule, die noch mit Kondensatoren (Leidener Flaschen usw.) in Verbindung gebracht werden, Funkenentladungen. Auch zum Betrieb von Röntgenröhren usw. kann der Funkeninduktor benutzt werden.

W. Jaeger.

Funkenlinien (enhanced lines), früher gebräuchlicher Ausdruck für die Spektrallinien der Ionen, welche in der Funkenentladung sehr intensiv auftreten, im Lichtbogen aber schwach sind oder fehlen.

Gerlach.

Funkenmikrometer. Einstellbare Kugelfunkenstrecke zur Spannungsmessung durch Überschlag.

A. Meissner.

Funkenpotential s. Funken.

Funkenschlagweite s. Funken.

Funkenspektren s. Serienspektren, Spektralanalyse.

Funkenstrecke. 1. Der Abstand zwischen den beiden Elektroden, zwischen denen ein Funken überschlägt. 2. In übertragener Bedeutung der aus zwei plattenförmigen, stab- oder kugelförmigen, in geringem Abstände einander gegenüberstehenden Elektroden gebildete Apparat, der zur Erzeugung von Funken dient. Eine derartige Funkenstrecke wird in der Wissenschaft und Technik vielfach angewandt z. B. in der Spektralanalyse zur Erzeugung des Funkenspektrums, in der drahtlosen Telegraphie zur Herstellung von elektromagnetischen Schwingungen, in der Hochspannungstechnik zum Schutz gegen starke Überspannungen (s. Blitzschutzvorrichtungen) usw.

Güntherschulze.

Funkentelegraphie und -telephonie s. Drahtlose Telephonie und Telegraphie.

Funkenverzögerung. Zwischen zwei Elektroden (Platten oder Kugeln), die durch eine Gasschicht, gewöhnlich atmosphärische Luft, getrennt sind, tritt eine Funkenentladung in der Regel nicht sofort ein, wenn die hierzu notwendige Mindestspannung angelegt wird, sondern erst nach einiger Zeit, der sog. Verzögerungszeit. Das kommt daher, daß zur Einleitung der Entladung sich in dem Raum zwischen den Elektroden ein primäres Ion oder Elektron befinden muß, das auf seiner freien Weglänge im elektrischen Felde die zur Ionisierung anderer Moleküle nötige kinetische Energie gewinnen kann. Da das spontane Vorkommen solcher primärer Ionen in der Funkenstrecke eine Wahrscheinlichkeitsfunktion ist, gehorcht die Länge der einzelnen Verzögerungszeiten den Schwankungsgesetzen. Künstliche Erzeugung von Ionen im Gasvolumen zwischen den Elektroden etwa durch Röntgen- oder Radiumstrahlen setzt die mittlere Verzögerungszeit herab, bzw. hebt die Verzögerung praktisch ganz auf; dasselbe wird erreicht durch die Auslösung von Elektronen an der Kathode infolge von Bestrahlung mit ultravioletttem Licht. Die Beobachtung dieser Wirkung des Lichts auf eine Funkenstrecke durch Heinrich Hertz (1890) führte zur Entdeckung des Photoeffekts.

P. Pringsheim.

Funkenwärme. Der zwischen zwei Elektroden übergehende Entladungsfunke ist imstande, eine ziemliche Wärmeentwicklung hervorzurufen, wenn er in sog. Funkenkanal einer sehr kleinen Luftmenge zugeführt wird. Man benutzt diesen Umstand, um Pulver durch einen elektrischen Funken zur Explosion zu bringen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß bei metallischem Schließungsbogen das Pulver fortgeschleudert wird, so daß man gezwungen ist, als Funkenweg einen schlechten Leiter, meist eine feuchte Schnur, zu wählen.

Die spektrale Zerlegung gewöhnlichen Funkenlichts zeigt, daß auch schwerflüchtige Metallteile, die in den Elektroden enthalten waren, zum Verdampfen gebracht werden können.

R. Jaeger.

Funkenwiderstand s. Funkendekrement.

Funkenzahl. Anzahl der Funken einer mit einer Funkenstrecke arbeitenden drahtlosen Sendeeinrichtung in der Sekunde. Die älteren Sender arbeiten mit 5—10 Funken (50 Perioden — Resonanzfunken, Knallfunken). Die Sender ab 1909, meist mit 300, 1000—2000 Funken (tönende Funken).

A. Meissner.

Funktionen, charakteristische, der Thermodynamik. Die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen den einfachsten Zustandsgrößen p , v , T , reicht zu

einer vollständigen Darstellung des thermodynamischen Verhaltens eines Systems nicht aus, z. B. ist eine eindeutige Angabe über die maximale Nutzarbeit nicht möglich. Es wird deshalb nötig sein, U als Funktion der Entropie des Volumens und der Variablen $x_1, x_2 \dots$ zu bestimmen:

$$U = f(S, V, x_1, x_2 \dots);$$

man erhält so die kanonische Zustandsgleichung (Planck 1908).

Oft wird es jedoch zweckmäßig sein, einige weitere „charakteristische Funktionen“ einzuführen, in denen gleichfalls alle thermischen Eigenschaften des Systems enthalten sind, die aber, was bequemer ist, an Stelle der Entropie die Temperatur als Variable enthalten.

Man kann z. B. in $U = f(S, V)$, für einen homogenen Körper, zunächst $S = \varphi(T, V)$ und $V = \psi(S, p)$ setzen, worauf S eliminiert werden kann.

Als charakteristische Funktionen werden eingeführt:

Die freie Energie $F_V = U - TS = F(T, V, x_1, x_2)$, das Gibbs'sche thermodynamische Potential $F_p = F_V + pV = I - TS = F(T, p, x_1, x_2 \dots)$, die Plancksche Funktion

$$\Phi = -\frac{F_p}{T} = S - \frac{I}{T} = \Phi(T, p, x_1, x_2, \dots).$$

Diese neu eingeführten charakteristischen Funktionen enthalten die angegebenen Größen primär als unabhängige Variable.

Es ergeben sich hieraus eine große Anzahl neuer Beziehungen, von denen eine erwähnt sei, die als Helmholtz'sche Gleichung bekannt ist, da sie von ihm zuerst abgeleitet wurde

$$u = F_V - T \left(\frac{\partial F_V}{\partial T} \right)_{V, x_1, \dots}$$

Vgl. auch Hauptsätze, Entropie, Zustandsgleichung. v. Staal.

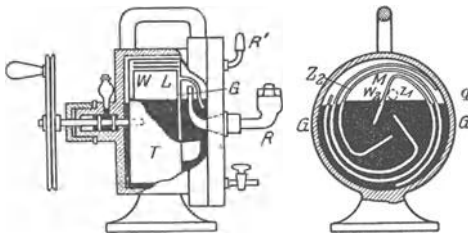
Näheres s. Müller-Ponilet, 11. Aufl. Bd. 3, Kap. IV. Fußmaße s. Längeneinheiten.

G

„G“ s. Gravitationskonstante.

Gabelmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Gaede-Quecksilberpumpe. Die Pumpe arbeitet, kurz gesagt, nach dem umgekehrten Prinzip einer Gasuhr. In dem Gehäuse G aus Eisen (s. Fig. 1 [Fig. 208 aus Berliner, Lehrbuch der Physik]) befindet sich eine Porzellantrommel T mit drei Kammern, deren Austrittskanäle spiralg nebeneinanderliegen. Das Ganze ist bis q mit Quecksilber gefüllt. Auf der Rückseite ist G durch eine dicke Glaswand verschlossen. R führt zum



Rotierende Quecksilberpumpe von Gaede.

Hauptvakuum, R , zum Vorkvakuum. Außerdem besteht eine Verbindung zu einem besonderen Vakuumventil, das den Rezipienten erst dann mit der Hochvakuumseite der Pumpe verbindet, wenn die Vorpumpe ein Vakuum geschaffen, das die Inbetriebsetzung der Hauptpumpe gestattet. Durch Drehen eines Rades wird mittels Übertragung durch Zahnräder die an der Achse sitzende Trommel rotiert. Dadurch vergrößert sich der Raum der Kammer M , so daß Luft durch die Öffnung Z_1 der Scheidewand von der Vorkammer und durch die Röhre aus dem Rezipienten gesaugt wird. Allmählich taucht die Öffnung der Kammer M unter den Quecksilberspiegel und die folgende Kammer tritt in Tätigkeit. Die in M abgefangene Luft wird durch das Quecksilber in den Vorraum über q gedrängt und von hier durch die Vorpumpe abgesaugt. Die Pumpe muß gegen plötzliches Zuströmen von Gasmenigen geschützt werden. Eine

Sicherung dagegen geben die durch ein Gummiband verschlossenen Ventillöcher in der Trommel, so daß sie nur durch einen plötzlich auftretenden Druck freien Durchgang bieten. Da ferner die Pumpe Wasser und andere Dämpfe nicht absaugt, müssen zu deren Beseitigung besondere Mittel angewendet werden.

H. Ebert.

Näheres s. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuum. Vieweg, Braunschweig 1926.

Galaktische Koordinaten s. Himmelskoordinaten.

Galileisches Fernrohr s. Holländisches Fernrohr.

Galileitransformation s. Additionstheorem der Geschwindigkeiten, Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton.

Galtonpfeife. Eine kurze zylindrische Luftmasse, die mit einem Gebläse von konstantem Druck über eine kreisförmige Schneide angeblasen werden kann. Die Länge der Luftmasse, sowie die hierdurch bestimmte Maulweite, können mikrometrisch verändert werden. Die zugehörigen Tonhöhen, die über 20000 Schw./sec erreichen, können aus Tabellen abgelesen werden.

v. Staal.

Näheres s. F. A. Schulze, An. d. Ph. 24, 785. 1907.

Galvanisches Element s. Galvanismus.

Galvanismus. Unter Galvanismus versteht man seit Galvanis Entdeckung (1789) die Lehre von der Berührungselektrizität, insbesondere die Theorie der galvanischen Elemente. Volta fand (1792), daß bei dem Versuch von Galvani die Anwesenheit zweier verschiedener Metalle notwendig ist, um einen von ihnen berührten Froschschenkel in Zuckungen zu versetzen. Volta glaubte daher, daß die hier in Erscheinung tretende elektromotorische Kraft (E. K.) an der Berührungsstelle der beiden Metalle ihren Ursprung habe. Folgender Versuch sollte den Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme erhärten. Man bilde aus einer Zinkplatte, einer sehr dünnen Glimmerscheibe und einer Kupferplatte einen Kondensator. Stellt man darauf mit einem Kupferdraht vorübergehend leitende Verbindung zwischen den Belegungen her, so nehmen sie die Kontaktpotentialdifferenz gegeneinander an. Entfernt man nun die Platten voneinander, so

läßt sich mit Hilfe des Elektroskops leicht zeigen, daß die Zinkplatte positiv elektrisch, die Kupferplatte negativ elektrisch geworden ist. Die Untersuchung verschiedener Metallkombinationen führte zur Aufstellung einer sog. Spannungsreihe, in welcher die Metalle derart geordnet sind, daß jedes bei Berührung mit einem rechts davon stehenden positiv elektrisch wird; etwa wie folgt: + Al, Zn, Pb, Sn, Sb, Bi, Fe, Cu, Ag, Au, Pt.

Es gilt nun das nach Volta benannte Gesetz der Spannungsreihe: In einer geschlossenen Kette aus mehreren hintereinander geschalteten Metallen heben sich die Kontaktkräfte gegenseitig auf, so daß kein Strom fließen kann.

Versuche im Vakuum zeigen, daß der von Volta entdeckte Effekt anderer Art ist, als die Erzeugung der galvanischen Elektrizität, unabhängig von Voltas Annahme über den Sitz des Kontaktpotentials steht fest, daß die Erzeugung galvanischer Ströme nicht durch bloße Berührung von Metallen erklärt werden kann. Das Auftreten von galvanischen Strömen in einem geschlossenen Leiterkreis ist an die Einschaltung nicht metallischer Leiter gebunden. Die Stromlieferung erfordert einen Energieaufwand, welcher durch gewisse Zustandsänderungen der sich berührenden Körper geliefert wird.

Die Energie, die ein Element mit der E.K.⁰. E in der Zeit t liefert, kann als Joulesche Wärme in einem Kalorimeter gemessen werden und hat, wenn der innere Widerstand verschwindend klein gegen den des äußeren Schließungskreises w ist, den Betrag: $\frac{E^2 t}{w}$. Diese Energie muß nach dem

Energieprinzip in dem Verbrauch anderer Energiearten ihr Äquivalent haben. Als Quellen derselben kommen hier nur in Betracht der Wärmeinhalt der das arbeitende Element umgebenden Körper und die chemische Energie der bei Stromentnahme stattfindenden Reaktion zwischen den Elektroden und dem Elektrolyten. Die Theorie des Galvanismus beschäftigt sich in erster Linie mit den letzteren Vorgängen.

Bei allen bekannten galvanischen Elementen ist das Hindurchfließen von Elektrizität mit der Auflösung, Ausfällung oder chemischen Veränderung des Elektrodenmaterials verbunden, und zwar wird nach dem Gesetz von Faraday bei Umsatz von einem g-Äquivalent Substanz, die Elektrizitätsmenge $F = 96500 C.$, also, wenn man für die Stromstärke E/w in obige Gleichung F/t einsetzt, die Energie EF geliefert. Von dem Mechanismus der Stromerzeugung entwickelte Nernst (1888) auf der Grundlage der Theorie des osmotischen Drucks und der elektrolytischen Dissoziation ein anschauliches Bild, indem er den Begriff der elektrolytischen Lösungstension in die Betrachtung einführte.

In ähnlicher Weise, wie jeder kondensierte Stoff bei jeder Temperatur gegen das Vakuum einen bestimmten Dampfdruck besitzt, so kommt den Metallen eine elektrolytische Lösungstension zu, vermöge deren die Metallatome unter Abspaltung eines oder mehrerer Elektronen, als Träger positiver Elektrizität in die Flüssigkeit gedrängt werden, bis der wachsende osmotische Druck der gelösten Metallionen diesen Vorgang rückgängig zu machen sucht, ebenso wie die Verdampfung zum Stillstand kommt, sobald der Dampfdruck des Bodenkörpers

erreicht ist. Hierbei lädt sich die Flüssigkeit positiv, das Metall negativ. An der Grenzfläche entsteht eine elektrische Doppelschicht, durch deren Aufladung die von der Lösungstension P einerseits und von der Konzentration der Metallionen c in der Lösung andererseits bedingte Potentialdifferenz sich ausbildet. Unter der vereinfachenden Annahme, daß der osmotische Druck in stark verdünnter Lösung dem Gasgesetz gehorcht, wird die elektrische Arbeit beim Übergang von 1 g Äquivalent der Ionen aus dem metallischen Zustand in die Lösung durch die Formel

$$EF = RT \ln \frac{P}{p}$$

gegeben, worin der osmotische Druck p auch durch die ihm proportionale Konzentration c ersetzt werden kann: $EF = RT \ln \frac{C}{c}$. R. bedeutet die Gaskonstante.

Die Vorgänge in einem galvanischen Element, beispielweise vom Typus der Daniellschen Kette $Zn|ZnSO_4||CuSO_4|Cu$ gestalten sich dann folgendermaßen. Solange der äußere Kreis offen ist, gehen nur so viel (unwägbare Mengen) Ionen beider Metalle in Lösung, als im Felde der elektrischen Doppelschicht an den Berührungsflächen von Metall und Lösung unter der Wirkung des Lösungsdrucks einerseits und des osmotischen Drucks andererseits im Gleichgewicht sein können. Ein meßbarer Umsatz kann erst stattfinden, sobald durch leitende Verbindung der Pole des Elements ein Ausgleich ihrer Ladungen und damit ein Sinken der Feldstärke in den Doppelschichten ermöglicht wird. Dasjenige Metall geht nun in Lösung, bei welchem das Übergewicht der Lösungstension über den dagegen wirkenden osmotischen Druck seiner Ionen den größeren Betrag hat, während das Metall mit kleinerem wirksamem Lösungsdruck umgekehrt aus der Lösung ausfällt. Beim Daniellelement bewegt sich demgemäß mit den Metallionen ein Konvektionsstrom positiver Elektrizität vom Zn zum Cu und daher im äußeren Schließungskreis ein galvanischer Strom vom Cu zum Zn.

Wenn man von dem (sehr kleinen) Diffusionspotential (s. d.) in der Berührungsschicht der beiden Elektrolyte absieht, so haben wir es beim Daniellelement nur mit den beiden Potentialsprüngen an den Elektroden zu tun. Somit ergibt sich für die E. K. des Daniellelements der Ausdruck:

$$2 EF = RT \left\{ \ln \frac{C_{zn}}{c_{zn}} - \ln \frac{C_{cu}}{c_{cu}} \right\}$$

(der Faktor 2 wegen der Zweiwertigkeit der Metallionen). Diese Formel enthält das Verhältnis $\frac{C_{zn}}{C_{cu}}$ als Unbekannte und gestattet daher nicht die Berechnung des absoluten Betrags der E. K., sondern nur, wenn ein Wert E_1 und der dazu gehörige Salzgehalt gemessen sind, die E. K. für beliebige andere Konzentrationen der Lösungen vorauszusagen. Ist z. B. E_1 der Wert für das Konzentrationsverhältnis 1, so folgt nach Einführung dekadischer Logarithmen und für Zimmertemperatur

$$E = E_1 - \frac{1}{2} \cdot 0,0577 \log^{10} \frac{C_{zn}}{C_{cu}} \text{ Volt.}$$

Wir gewinnen damit ein Verständnis für das Ausfällen eines Metalls durch ein unedleres, z. B. beim

Eintauchen von Eisen in eine Lösung von Kupfersalz. Hierbei gehen Eisenatome in Lösung und die elektrisch äquivalente Menge Cu-Ionen, getrieben von der Abstoßung der gleichnamig geladenen Lösung und der Anziehung des ungleichnamigen Metalls, schlägt sich auf diesem nieder, indem es seine Ladung abgibt. Der Begriff der Lösungstension findet sinngemäße Anwendung auch bei der elektromotorischen Betätigung nichtmetallischer, elektropositiver und elektronegativer Elemente, wie H, O, F, Cl, J (s. Gasketten). Die Wasserstoffentwicklung, die wir beim Eintauchen von Zink in saure Lösung beobachten, läßt sich zur Erzeugung galvanischer Elektrizität ausnutzen, wenn man der Zinkelektrode ein Platinblech als Gaselektrode gegenüberstellt (s. Gasketten und Voltaelement).

Die Ermittlung des Wertes der elektrolytischen Lösungstensionen oder, was dasselbe besagt, die unmittelbare Messung des Potentialsprunges zwischen Metall und Lösung ist nicht theoretisch einwandfrei durchführbar und praktisch mit erheblichen Schwierigkeiten verknüpft. Man ist daher übereingekommen, den Potentialsprung einer gut reproduzierbaren Elektrode, der Wasserstoffelektrode (s. Gasketten) unter dem Druck einer Atmosphäre in Lösung von normaler H^+ -Ionenkonzentration, gleich Null zu setzen. Diese Willkür kann nicht zu Widersprüchen mit der Erfahrung führen, da in den Anwendungen der Theorie, z. B. in obiger Formel, immer nur das Verhältnis zweier Lösungstensionen vorkommt.

Kann die bei Stromentnahme eingetretene chemische oder physikalische Veränderung im Zustand einer Elektrode und ihres Elektrolyten durch Umkehr des Stromes vollständig rückgängig gemacht werden, arbeitet also die Elektrode reversibel wie eine ideale Maschine ohne Reibungsverluste, so ist, weil elektrische Energie sich restlos in mechanische transformieren läßt, die von der Zelle gelieferte Energie dem Maximum mechanischer Arbeit gleich, die bei dem betreffenden Prozeß überhaupt gewonnen werden kann. Diese Größe ist aber ganz allgemein ein Maß für die Triebkraft, welche isotherme Zustandsänderungen in der Natur herbeiführt. Daher ist die elektromotorische Kraft reversibler galvanischer Elemente ein Maß für die chemische Affinität der an der Reaktion beteiligten Stoffe. Darin liegt die Bedeutung einer Spannungsreihe der chemischen Elemente; zugleich erkennen wir ihre nur relative Geltung, da die Größe des Einzelpotentials durch die Ionenkonzentration in der die Elektrode benetzenden Lösung mitbestimmt wird.

Was nun die oben berührte Frage nach der Energiebilanz des galvanischen Elements anbetrifft, so ist die Regel von W. Thomson (1851), daß die chemische Energie der Kette bei Umsatz eines g-Aqu. (gemessen als Wärmetönung U in einem Kalorimeter) durch den Prozeß der Stromerzeugung restlos in elektrische verwandelt werde: $EF = U$ nur in Ausnahmefällen zutreffend. Vielmehr gibt es Elemente, deren chemische Energie 0 ist und bei denen die Stromentnahme mit einer Abkühlung der Umgebung parallel geht, nämlich die Konzentrationsketten (s. d.). Im allgemeinen ist der Verbrauch chemischer Energie bei den stromliefernden Vorgängen verknüpft mit positiver oder negativer Abgabe von Wärme Q an die Umgebung:

$$U = EF + Q.$$

Für reversible galvanische Elemente gilt nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$EF = U + TF \frac{dE}{dT}$$

(Braun 1878, Helmholtz 1882). Zur Integration dieser Gleichung führt das Nernstsche Wärmetheorem (s. d.), so daß dadurch die Berechnung elektromotorischer Kräfte aus rein thermischen Größen ermöglicht ist.

H. Cassel.

Näheres s. M. Trautz, Galvanische Elemente. In Graetz' Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Bd. I. Leipzig 1918.

Galvanomagnetische Effekte. Durch die Einwirkung eines magnetischen Feldes werden die elektrischen und thermischen Erscheinungen in metallischen Leitern in charakteristischer, durch die Vektornatur des magnetischen Feldes bestimmter Weise modifiziert. Es entsteht so eine Gruppe von Effekten, von denen diejenigen, bei denen ein durch den Leiter fließender galvanischer Strom in seinen elektrischen und thermischen Folgeerscheinungen beeinflusst wird, als „galvanomagnetische Effekte“ zusammengefaßt werden.

Steht der magnetische Vektor senkrecht zum Vektor des elektrischen Stromes, so treten sechs Effekte auf: 1. zwei „Transversal-Effekte“, deren Vektor senkrecht zu dem des Stromes und dem der magnetischen Kraft steht: der „Hall-Effekt“, bei dem eine transversale Potentialdifferenz und der „v. Etingshausen-Effekt“, bei dem eine transversale Temperaturdifferenz beobachtet wird; 2. zwei „Achsisal-Effekte“, die den beiden ersten völlig gleichen, nur daß ihr Vektor parallel dem der magnetischen Kraft ist (Sellerio); 3. zwei „Longitudinal-Effekte“, nämlich eine Widerstandsänderung bei transversaler Magnetisierung und eine thermoelektrische Kraft zwischen transversalmagnetisiertem und nicht magnetisiertem Leiter. Ist der magnetische Vektor parallel dem Vektor des elektrischen Stromes, so treten zwei „Longitudinal-Effekte“ auf, nämlich eine Widerstandsänderung bei longitudinaler Magnetisierung und eine thermoelektrische Kraft zwischen longitudinalmagnetisiertem und nicht magnetisiertem Leiter.

Von diesen Effekten sind die beiden transversalen, als die wichtigsten besonders besprochen (s. „Hall-Effekt“ und „v. Etingshausen-Effekt“). Die Widerstandsänderung im magnetischen Felde ist bei Wismut am stärksten; bei ferromagnetischen Metallen mittelstark, bei den übrigen Metallen nur gering. Die Erscheinungen sind dadurch kompliziert, daß der Effekt nicht nur von der Richtung der Magnetisierung im Verhältnis zur Stromrichtung, sondern auch zur Kristallachse abhängt, und daß der Einfluß der Temperatur sehr groß ist. Für die Abhängigkeit von der Feldstärke sind verschiedene Ansätze gemacht worden. Aus Symmetriegründen folgt, daß die Effekte nur quadratische Funktionen der Feldstärke sein können, was die Beobachtung im wesentlichen bestätigt. Die Widerstandsänderung bei transversaler Magnetisierung wird oft auch (nach W. Nernst) als „Longitudinaler Hall-Effekt“ bezeichnet, da die beobachtete Änderung des Spannungsabfalls zwischen zwei Punkten des Leiters in der Stromrichtung ebenso gut durch Widerstandsänderung wie durch Auftreten einer elektromotorischen Gegenkraft infolge der Erregung des Feldes gedeutet werden kann.

Praktische Verwendung hat die Widerstandsänderung des Wismuts im Magnetfeld in der „Wismutspirale“ von Hartmann und Braun zur Messung der Feldstärke gefunden (s. Feld, magnetisches). Einer Induktion von 1000 Gauß entspricht eine Zunahme des spezifischen Widerstands des Wismuts um etwa 5%. Der Einfluß der Temperatur muß jedoch berücksichtigt werden.

Thermoelektrische Kräfte zwischen magnetisiertem und nicht magnetisiertem Metall sind bisher nur bei Wismut und einigen seiner Legierungen gemessen worden. Bei reinem Wismut ergaben sich im Felde von 6000 Gauß Thermokräfte bis zu etwa 11 μ V/Grad.

Hoffmann.
Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. S. 94 ff. Braunschweig 1911.

Galvanometer. Unter Galvanometern, zu denen auch die Galvanoskope und Bussolen zu rechnen sind (Instrumente zur Konstatierung eines Stromes), versteht man im allgemeinen solche Strommesser, bei denen die elektrodynamische Wirkung des Stromes auf ein bewegliches, meist drehbares System zur Messung benutzt wird; es gehören hierher deshalb die Mehrzahl der Amperemeter, Volt- und Wattmeter, und die Dynamometer. Man kann folgende Klassen derartiger Strommesser unterscheiden:

1. Feststehende, vom Strom durchflossene Spulen und ein bewegliches System aus permanenten Magneten oder weichem Eisen (Nadelgalvanometer).
2. Feststehende permanente Magnete oder Elektromagnete und ein bewegliches, vom Strom durchflossenes System (Drehspulgalvanometer, zu denen auch das Saitengalvanometer von Einthoven und das Schleifengalvanometer von Zeiss gehören).
3. Feststehende und bewegliche Spulen, die beide vom Strom durchflossen werden (Dynamometer).
4. Auf Induktionsvorgängen (bei Wechselstrom) beruhende Instrumente (z. B. Ferrarisinstrumente).

Die unter 1 bis 3 aufgeführten Galvanometer können für Wechselstrom und Gleichstrom Anwendung finden, 4 nur für Wechselstrom.

Die Vibrationsgalvanometer und Oszillographen gehören zum Teil zu Klasse 1, zum Teil zu Klasse 2; es gibt aber auch elektrostatische Instrumente dieser Art. Die Hitzdrahtgalvanometer gehören nicht hierher, sondern zu den kalorischen Instrumenten. Die Namengebung der Instrumente ist etwas unsystematisch und richtet sich häufig nach dem Zweck, dem die betreffenden Instrumente dienen, obwohl sie oft auch noch anderen Zwecken dienen können. Die Dynamometer werden gewöhnlich als eine besondere Klasse von Instrumenten behandelt.

Die Galvanometer können mit Spiegel- oder Zeigerablesung versehen sein; es gibt auch Instrumente, die gleichzeitig für beide Ablesungsmethoden eingerichtet sind; auch mikroskopische Ablesung kommt zur Anwendung (Saiten- und Schleifengalvanometer). Der Ablenkung, welche das bewegliche System durch den Strom erfährt, wirkt eine elastische Richtkraft entgegen, die das System in die Ruhelage zurückzuführen sucht und die proportional der Ablenkung gesetzt werden kann. Diese Richtkraft wird durch einen Aufhängefaden oder besondere Federn, bzw. (bei 1) durch ein magnetisches Feld bewirkt. Bei manchen Instrumenten (Torsionsgalvanometer und -Dynamometer) wird nicht der Ausschlag des beweglichen

Systems gemessen, sondern dieses wird durch eine Torsionskraft in die Nullstellung zurückgebracht; dann ist der Torsionswinkel ein Maß für die Stromstärke. Das drehbare System ist bei empfindlicheren Instrumenten an einem Faden oder Band aufgehängt, sonst ist es auf einer Spitze oder in Zapfen drehbar.

Bei Galvanometern ist das von dem Strom J auf das bewegliche System ausgeübte Drehmoment gleich Jq ; die Konstante q wird als „die dynamische Galvanometerkonstante“ bezeichnet; dabei wird der Strom in elektromagnetischen cgs.-Einheiten gemessen (1 cgs.-Einheit gleich 10 Ampere). Die Größe $C = D/q$, wobei D die Richtkraft bedeutet, nennt man den „Reduktionsfaktor“; die Empfindlichkeit ist demselben umgekehrt proportional; andererseits ist auch $C = J/\varphi$, wenn φ den Ausschlagswinkel bedeutet, denn es besteht die Beziehung $D\varphi = Jq$. C (in cgs.-Einheiten) gibt diejenige Stromstärke an, welche dem System den Winkelausschlag 1 ($= 57,30^\circ$) erteilen würde. Da in C die Richtkraft D enthalten ist und die Schwingungsdauer des beweglichen Systems durch die Richtkraft bedingt wird, so hängt die Empfindlichkeit des Galvanometers von der Schwingungsdauer ab. Dieser Zusammenhang ist bei den verschiedenen Typen von Galvanometern ein verschiedener, da die Empfindlichkeit auch von q abhängt.

Von Bedeutung für den Gebrauch des Galvanometers ist auch die Dämpfung des beweglichen Systems, von der man meist die Annahme macht, daß sie der Geschwindigkeit der Bewegung proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor ist die Dämpfungskonstante p , die sich zusammensetzt aus der Dämpfung p_0 des Systems im offenen Zustand des Galvanometers (Luft-, Öl-, Rahmen-dämpfung) und der im geschlossenen Zustand bei der Bewegung durch induzierte Ströme hervorgerufenen Dämpfung, die gleich q^2/R ist, wenn R den Widerstand des gesamten Schließungskreises bezeichnet. Bei den Drehspulgalvanometern spielt gerade dieser Teil die Hauptrolle, während er bei den Nadelgalvanometern in der Regel zu vernachlässigen ist. Für den Gebrauch der Galvanometer bei Gleichstrom ist in den meisten Fällen eine solche Dämpfung am günstigsten, die den aperiodischen Grenz Zustand nahe herbeiführt. Ein stärker gedämpftes Galvanometer ist wegen der kriechenden Bewegung des Systems meist nicht zu brauchen, während bei einem wenig gedämpften Instrument die Schwingungen um die Gleichgewichtslage störend sind. Unter der obigen Annahme für die Wirkung der Dämpfung lautet die Bewegungsgleichung für Galvanometer mit drehbaren Systemen, deren Trägheitsmoment mit K bezeichnet sei:

$$K \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + p \frac{d \varphi}{dt} + D \varphi = F(t).$$

Auf der rechten Seite steht eine Funktion der Zeit t , die von der Art des im Galvanometer fließenden Stromes abhängt. Wenn kein Strom fließt, also das System sich selbst überlassen ist, wird $F(t) = 0$. Aus der obigen Differentialgleichung folgt, daß die Schwingungsdauer T_0 (ganze Periode) des ungedämpft schwingenden Systems zu berechnen ist als $T_0 = 2\pi \sqrt{K/D}$. Durch die Dämpfung wird die Schwingungsdauer vergrößert. Ist k das Verhältnis zweier aufeinanderfolgenden gleichgerichteten Ausschläge ($k = \text{Dämpfungs-}$

verhältnis) und $\lambda = \log k$ das logarithmische Dekrement, so ergibt sich für die Schwingungsdauer T im gedämpften Zustand:

$$T = T_0 \sqrt{1 + (\lambda/2\pi)^2}.$$

Im kritischen Dämpfungszustand, für welchen die Beziehung $p = 2\sqrt{kD}$ besteht, ist k und λ unendlich. Bezüglich des ballistischen Ausschlags und der ballistischen Empfindlichkeit s. „Ballistische Galvanometer“. Vgl. auch die Artikel Nadel-, Drehspul-, Saiten-, Vibrations-, Differential-Galvanometer usw.

Für die Empfindlichkeit der Galvanometer ist von Ising und von Zernicke eine natürliche Grenze berechnet worden; Ising betrachtete die Wirkung, welche die Brownsche Bewegung der Luftmoleküle auf das drehbare System ausübt, Zernicke ging von den natürlichen Stromschwankungen aus. Beide kommen für die Genauigkeitsgrenze zu demselben Resultat. Man kommt deshalb bei den Messungen weiter, wenn man weniger empfindliche Galvanometer benutzt und die Galvanometerausschläge vergrößert. Dies kann z. B. mittels des von Moll und Burger angegebenen Thermorelais geschehen, mit welchem Moll bis zu einer hundertfachen Vergrößerung der Ausschläge gelangt ist.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Galvanoplastik (Jakoby 1838) ist ein Verfahren zur Herstellung genauer und haltbarer negativer Abdrücke von Reliefs, auf denen als Kathoden in einer elektrolytischen Zelle ein ablösbarer Metallniederschlag abgeschieden wird.

Die Kathoden werden, falls sie nicht schon selbst metallisch leitend, durch Graphitüberzüge oberflächlich leitend gemacht. Aneinanderhaften von Metallen wird nötigenfalls durch Niederschlag indifferenten Zwischenschichten (auf Kupfer und Eisen z. B. von Arsen) verhindert. Von technischer Bedeutung ist besonders die Herstellung von Kupfergalvanos zur Vervielfältigung von Kupferstichen, Holzschnitten usw. Von diesen werden zuerst aus Guttapercha Matrizen abgegossen und graphitiert. Als Badflüssigkeit dient angesäuerte Kupfersulfatlösung. Die Anoden, aus denen sich der Metallgehalt der Lösung ergänzt, bestehen aus reinstem Kupferblech, das aber noch von einem Diaphragma umhüllt ist, um den von ihm abfallenden Anodenschlamm von der Kathode fernzuhalten. Die Klemmenspannung ist wenig höher als 1 Volt. Die Elektrolyse wird so lange fortgesetzt, bis die Schichtdicke des Niederschlags etwa 0,2 mm beträgt, so daß er ohne Verbiegung von der Unterlage abgetrennt werden kann. Darauf werden die Abzüge mit einer Zinnlegierung hintergossen. Um die Klischees für häufigeren Druck hinreichend scharf zu erhalten, werden sie noch durch galvanischen Überzug mit (wasserstoffhaltigem) Eisen oder durch Vernickelung „verstählt“. Es können dadurch auch nach 1 Million Abdrucken noch alle Feinheiten des Originals gut erhalten bleiben.

H. Cassel.

Näheres s. F. Foerster, Elektrochemie wässriger Lösungen. Leipzig, Barth, 1915.

Galvanoskop s. Galvanometer.

Galvanostegie ($\sigma\tau\epsilon\gamma\eta$ = Dach). Galvanostegie ist die älteste technische Anwendung der Elektrolyse, seit 1840 (in Deutschland zuerst durch Werner Siemens) zu industrieller Bedeutung entwickelt, mit dem Zweck, Metallgegenstände mit einem festhaftenden, glatten und möglichst gleichmäßigen Überzuge eines anderen Metalls zu versehen. Der zu überziehende Gegenstand wird nach gründlicher Reinigung (womöglich im Sandstrahlgebläse) als Kathode in die Lösung eines Salzes des abzuscheidenden Metalls gebracht. Nach Möglichkeit wird als Anode letzteres Metall benutzt, damit es sich bei Stromentnahme löst und die dem Elektrolyten an der Kathode entzogenen Metallmengen ersetzt.

Für die Aufnahme des Elektrolyten dienen meist rechteckige Wannen aus Steingut, auf deren oberem Rand in Vertiefungen parallele Kupferstangen aufliegen, welche abwechselnd mit dem positiven und negativen Pol der Stromquelle verbunden sind. Mehrere Bäder werden gewöhnlich nebeneinander geschaltet, so daß sie unabhängig voneinander betrieben werden können. Die Klemmenspannung braucht im allgemeinen 3,5 Volt nicht zu überschreiten. Sie wird im Großbetriebe von besonderen Niedervoltmaschinen geliefert, welche für Leistungen bis zu 100 kW (Unipolarmaschinen) konstruiert worden sind.

Da bekanntlich beim Eintauchen von Metall in die Lösung eines edleren Metalls letzteres sich auf jenem niederschlägt, so könnte zur Herstellung edlerer Überzüge die Anwendung einer Stromquelle entbehrlich erscheinen. Aber abgesehen davon, daß dann der Elektrolyt an edlerem Metall fortgesetzt verarmen würde und durch unedleres verunreinigt wird, erforderte es der Gleichgewichtszustand zwischen der Lösungstension und dem osmotischen Druck der Ionen des Metalls, daß von diesem wiederum eine entsprechende, wenn auch kleine Menge auf dem edleren Niederschlag ausfallen müßte.

Das Haften wird wesentlich erleichtert durch den Umstand, daß sich viele Metalle nicht bloß im Schmelzfluß, sondern auch bei gewöhnlicher Temperatur legieren können. Bildung von Legierungen im festen Aggregatzustand ist zwischen Zn einerseits Fe, Cu und Pt andererseits, sowie zwischen Cu und Ni einwandfrei nachgewiesen. Doch mögen bloße Adhäsionskräfte (Metallspritzverfahren) manchmal ausreichen, das Abblättern des Überzugs zu verhindern. Jedenfalls hat es sich in vielen Fällen als vorteilhaft erwiesen, durch Vorbehandlung mit Hg-haltigen Lösungen oder durch Verkupferung eine Zwischenschicht zu erzeugen, die sich mit beiden Metallen zu legieren vermag.

Für die Herstellung glatter Oberflächen ist die Erfahrungstatsache maßgebend, daß die Niederschläge aus Lösungen einfacher Neutralsalze meist grob-kristallinisch sind, während die geringere Metallionenkonzentration in Komplexsalzlösungen (Doppelcyanide) glatte und dichte Überzüge begünstigt. Offenbar darf der Prozeß der Abscheidung eine gewisse Geschwindigkeit nicht überschreiten. Darum wirkt auch die Anwendung zu hoher Stromdichte schädlich auf die Beschaffenheit der Niederschläge. Um auch bei unregelmäßiger Gestalt der zu galvanisierenden Körper an ihrer Oberfläche eine möglichst gleichmäßige Stromdichte und damit eine gleichmäßige Dicke des Überzugs zu erzielen, fügt man den Bädern gut leitende, indifferente, sogenannte Leitsalze (Alkalisulfate, Magnesiumchlorid u. a. m.) zu, wodurch sich die Unterschiede des Spannungsabfalls an der Kathode ausgleichen. Stromdichte, Temperatur und Zusammensetzung der Bäder sind von größtem Einfluß auf Farbe und Konsistenz der Überzüge, insbesondere bei Niederschlag von Legierungen (Vermessung). Wissenschaftliche Richtlinien lassen sich hier zur Zeit noch nicht im einzelnen angeben, vielmehr verfahren die Fabriken nach empirischen Rezepten, die sich in jahrelanger Praxis bewährt haben.

Infolge ihrer fein kristallinischen Struktur sind alle galvanischen Niederschläge mehr oder weniger porös und daher für Feuchtigkeit durchlässig. Es kann sich daher zwischen Grundlage und Beschlag ein galvanisches Element bilden, in dem sich das unedlere Metall allmählich auflöst oder oxydiert. Nur wenn das deckende Metall unedler ist als die Unterlage, z. B. bei verzinktem Eisen, wirkt dieser

Vorgang im Sinne einer Konservierung des Grundmetalls.

H. Cassel.

Näheres s. F. Foerster, Elektrochemie wässriger Lösungen. Leipzig 1923. Pfanhauser, Galvanoplastik und Galvanostegie. Leipzig 1929. K. Arndt, Technische Elektrochemie, Stuttgart 1930.

Gamma (Einheit γ) s. Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

Gamma-Strahlen s. γ -Strahlen.

Gammawert photographischer Schichten s. Sensitometrie, H- und D-System.

Gangunterschied s. Interferenzfähigkeit des Lichtes.

Ganztöne s. Intervall.

Gasanalyse. Da nur verhältnismäßig wenige Stoffe bei gewöhnlicher Temperatur einen Dampfdruck von mehr als einer Atmosphäre haben, ist die Mannigfaltigkeit der gasanalytischen Probleme vergleichsweise gering. In der qualitativen Analyse ist der spektralanalytische Nachweis oft ausführbar. Unter gewissen Voraussetzungen lassen sich quantitative Ergebnisse auf rein physikalischem Wege z. B. durch Messungen der Gasdichte, der inneren Reibung oder durch extrem genaue Messung des optischen Brechungsindex der Gasmischung (mit Hilfe eines Interferometers) gewinnen.

Die chemische Gasanalyse beruht im Prinzip darauf, durch reaktive Absorption einzelne Komponenten des Gasgemisches in eine flüssige oder feste Phase überzuführen, wobei dann der Volumenverlust bestimmt wird. Solche Absorptionsmittel sind z. B. für Sauerstoff pyrogallussaures Kalium, für Kohlenoxyd Kupferchlorür usw. In sehr vielen Fällen kann das Produkt der absorbierenden Reaktion in der kondensierten Phase gewichts- oder maßanalytisch direkt oder indirekt bestimmt werden, womit dann die Bestimmung von Gasbestandteilen an die gewöhnlichen analytischen Methoden angeschlossen ist. So werden saure oder ammoniakalische Gase durch alkali- oder acidimetrisches Zurücktittieren des vorgelegten Absorptionsmittels bestimmt, Kohlenoxyd kann jodometrisch sogar ohne eigentliche Absorption bestimmt werden nach der Gleichung: $5\text{CO} + \text{J}_2\text{O}_5$ (Jodsäureanhydrid) = $\text{J}_2 + 5\text{CO}_2$. Für die analytische Trennung von Gasgemischen wird auch die Absorption an Kohle sowie das Ausfrieren leicht kondensierbarer Gase in geeigneten Kältebädern verwandt.

Eine Schwierigkeit der Gasanalyse liegt darin, daß neben den beabsichtigten Absorptionen auch sehr leicht unbeabsichtigte in geringem Maße erfolgen.

Von Reaktionen, die in der Gasphase selbst verlaufen, findet fast nur eine analytische Verwendung, nämlich die Verbrennung, die experimentell in vielen Variationen (explosionsartig, an glühendem Metall, in elektrischen Funken) ausgeführt wird.

Für die Gasanalyse gibt es kein allgemeines Schema, sondern für die praktisch vorkommenden Fälle (z. B. Leuchtgas, Gase des Kammerprozesses usw.) sind besondere Untersuchungsgänge ausgearbeitet.

Die Ausbildung dieser Spezialmethoden geht gelegentlich so weit, daß im Fabrikbetriebe die Zusammensetzung eines kontinuierlich fließenden Gastromes durch einen automatisch arbeitenden Analysenapparat kontinuierlich graphisch registriert werden kann.

Günther.

Näheres s. Clemens Winkler, Lehrbuch der technischen Gasanalyse, Leipzig 1927.

Gasdichte. Dampfdichte (vgl. Avogadro'sches Gesetz). Die Dichte, oder wie man richtiger sagt, das spezifische Gewicht (vgl. den Artikel Spezifisches Gewicht und Dichte) der trockenen kohlenstofffreien Luft von 0° und unter Atmosphärendruck (Normalzustand) in bezug auf Wasser von 4° ist 0,0012928. Luft im Normalzustande ist also 773,5mal leichter als Wasser. Das spezifische Gewicht der Luft bei t^0 und p mm Druck ergibt sich aus dem spezifischen Gewicht im Normalzustande

durch Multiplikation mit $\frac{p}{760(1+0,00367 \cdot t)}$. Der gleiche Faktor ist auch auf andere Gase, wie Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, welche weit vom Kondensationspunkte entfernt sind, anwendbar.

Das spezifische Gewicht der übrigen Gase und Dämpfe in bezug auf Luft von gleicher Temperatur und gleichem Druck wird gefunden, indem man das Molekulargewicht des betreffenden Gases oder Dampfes durch 28,98 (Molekulargewicht der Luft) dividiert. Auf diese Weise ergeben sich z. B. folgende Gas- und Dampfdichten:

Sauerstoff ...	1,1042	Helium	0,1380
Stickstoff	0,9669	Chlor	2,447
Wasserstoff ..	0,06956	Bromdampf ..	5,516
Argon	1,3761	Wasserdampf	0,622

Wenn man die Gas- und Dampfdichten experimentell ermittelt, so erhält man Werte, die von den errechneten meist um kleinere Beträge abweichen. Bei den mehratomigen Dämpfen tritt mit steigender Temperatur ein immer weiter fortschreitender Zerfall der Moleküle ein; die beobachtete Dampfdichte ist dann kleiner als die berechnete und nimmt mit wachsender Temperatur ab.

Experimentell wird das spezifische Gewicht der Gase und Dämpfe in der Regel mittels des Pyknometers (s. d.) in etwas abgeänderter Form ermittelt. Man benutzt dazu Glasballons von 1 l oder weniger Inhalt mit angeschmolzenem Glasrohr, welche durch einen Glashahn abgesperrt werden können. Der Inhalt des Ballons sei durch Auswägen mit Wasser oder Quecksilber (vgl. den Artikel Raummessung) ermittelt. Man evakuiert den Glasballon und wägt ihn leer; dann füllt man ihn mit dem zu untersuchenden Gase oder Dampf und wägt wieder. Die Gewichts Differenz, dividiert durch das Volumen des Ballons, gibt das spezifische Gewicht des Gases oder Dampfes. — Vor dem Abschließen des Ballons muß man Druck (Barometerstand und Über- oder Unterdruck) und Temperatur des Gases oder Dampfes beobachten; die Temperatur ermittelt man am besten in einem Bade konstanter Temperatur, in welchem der Ballon sich während des Füllens befindet.

Zur Messung des spezifischen Gewichts der Gase bedient man sich in der Technik vielfach der Methode der kommunizierenden Röhren (s. d.); die Methode liefert nur eine geringe Genauigkeit, die Genauigkeit reicht aber in der Regel aus, um aus dem spezifischen Gewicht einen Schluß auf die Zusammensetzung des Gases oder Gasgemisches zu ziehen. — Die Methode kommt darauf hinaus, das spezifische Gewicht des unbekanntes Gases mit demjenigen eines bekannten Gases, vielfach atmosphärischer Luft, oft aber auch eines Gases, das mit dem unbekanntes nahe identisch ist, zu vergleichen. — Die Apparatur besteht wesentlich aus zwei vertikalen Röhren, welche

mit den beiden zu vergleichenden Gasen gefüllt sind. Kommunizieren beide Gassäulen mit ihrem oberen Ende mit der Atmosphäre, d. h. übt die Atmosphäre hier auf beide Gassäulen den gleichen Druck aus, so üben die Gase ihrerseits am unteren freien Ende nicht mehr den gleichen, sondern einen größeren oder geringeren Druck aus, je nachdem das eine oder andere der beiden Gase schwerer oder leichter ist als die atmosphärische Luft. Läßt man also die beiden vertikalen Röhren die Schenkel eines empfindlichen Manometers bilden, so wird dieses, wenn beide Röhren mit verschiedenen Gasen gefüllt sind, einen Druckunterschied anzeigen, aus dem sich das Verhältnis der spezifischen Gewichte beider Gase leicht berechnen läßt.

Soll die beschriebene Methode zur Gasanalyse benutzt werden, so läßt man in der Regel das zu untersuchende Gas in kontinuierlichem Ströme die eine vertikale Röhre durchfließen, während die andere mit Luft gefüllt ist. Man hat dann durch die Beobachtung des Manometers eine dauernde Kontrolle über den jeweiligen Zustand des Gases und kann alle zeitlichen Veränderungen der Zusammensetzung des Gases bequem erkennen. *Scheel.*

Näheres s. Kohlrusch, Praktische Physik. Leipzig.

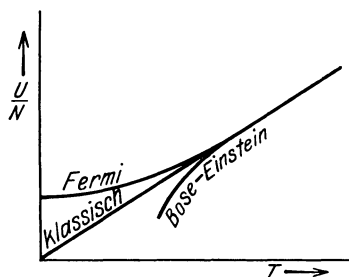
Gasdruck s. Boyle-Charlessches Gesetz.

Gasdruckregulator s. Bäder konstanter Temperatur.

Gas, spezifische Wärmen im Verhältnis c_p/c_v s. Spezifische Wärmen, ihr Verhältnis c_p/c_v bei Gasen.

Gaselement s. Grovesches Element.

Gasentartung. Die Theorien der Gasentartung beziehen sich zunächst nur auf einatomige ideale Gase. Sie gehen von verschiedenen Annahmen über die Verteilung der Atome (Elemente) auf die Zustands- oder Energiegebiete (Zellen) aus. Im Anschluß hieran wird dann die Wahrscheinlichkeit



Energie eines entarteten Gases nach verschiedenen Theorien.

für eine bestimmte Energieverteilung sowie die mittlere Energie des einzelnen Elements berechnet.

Nach der klassischen Theorie (Boltzmann) sind die Elemente individuell zu unterscheiden und es wird gefragt, wieviel Kombinationen der Elemente möglich sind, wenn angegeben ist, wieviel Elemente in jeder der Zellen vorhanden sein sollen. Die Theorie von Bose-Einstein (1924) unterscheidet die Elemente nicht individuell und fragt, wieviel Kombinationen der individuell verschiedenen Zellen möglich sind, wenn angegeben ist, wieviel Zellen eine bestimmte Anzahl Elemente enthalten sollen. Endlich ist nach Fermi (1926) die Verteilung der Elemente so vorzunehmen, daß jede Zelle entweder ein oder gar kein Element enthält, wobei die Elemente ebenfalls nicht individuell unterschieden werden sollen.

Bei hohen Temperaturen stimmen alle drei Theorien überein. Unabhängig von der Temperatur entfällt nach der klassischen Theorie auf jeden Freiheitsgrad im Mittel die Energie $\frac{1}{3} \frac{U}{N} = \frac{1}{2} kT$ (U = Gesamtenergie, N = Zahl der Elemente, k = Boltzmannsche Konstante). Bei tiefen Temperaturen ist der Energiebeitrag nach der Theorie von Bose-Einstein kleiner, nach der Theorie von Fermi indessen größer (vgl. die Figur).

Diese Abweichung von der klassischen Theorie heißt Gasentartung. Man schreibt sie oft auch in der Formel für den Gasdruck p , der mit der Energie U und dem Volumen V in der Beziehung steht:

$$p = \frac{2}{3} \frac{U}{V}.$$

Da die spezifische Wärme C_v bei konstantem Volumen als der Differentialquotient der Energie U nach der Temperatur T darzustellen ist, so erkennt man aus der Figur, daß im Entartungsgebiet nach Fermi die spezifische Wärme eines idealen einatomigen Gases kleiner, nach Bose-Einstein dagegen größer ist als im klassischen Fall. Nach der Fermischen Theorie, die in vielen Fällen den Vorzug zu verdienen scheint, gilt für große Werte

des Entartungsfaktors $\frac{\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}}{mT}$, wobei m das Atomgewicht bedeutet,

$$C_v = \frac{2^{4/3}}{3^{2/3}} \cdot \pi^{8/3} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \frac{mk^2T}{h^2}.$$

Man erkennt hieraus, daß bei $T = 0$ auch für ein ideales Gas die spezifische Wärme null ist und daß bei gleichbleibender Dichte $\frac{N}{V}$ des Gases die Entartung um so stärker ist, je kleinere Werte mT besitzt. Die Gleichung wird auch für das Elektronengas angewendet und führt zu dem Ergebnis, daß das Elektronengas unter sonst gleichen Umständen bei 2000° abs bereits denselben Grad von Entartung besitzt wie Helium bei nur $0,3^\circ$ abs. Man sieht in dieser Theorie eine Begründung für die experimentelle Erfahrung, daß die in einem Metall enthaltenen freien Elektronen erst bei sehr hoher Temperatur einen Beitrag zur spezifischen Wärme liefern können. *Henning.*

Gasentladungen, elektrische. Alle Arten des Durchganges des elektrischen Stromes durch Gase werden unter dem Begriff Gasentladungen zusammengefaßt, weil Gase im Normalzustand isolieren, so daß Ladungen auf Körpern, die von Gasen umgeben sind, angehäuft werden können. Der durch besondere Mittel hervorgerufene Übergang dieser Ladungen von einem Körper zum andern ist dann eben eine Entladung. Das sehr umfangreiche Gebiet wird eingeteilt in unselbständige und selbständige Entladungen und die letzteren wieder in Glimmentladung, Lichtbögen und Funken mit ihren verschiedenen Abarten. Näheres siehe bei den einzelnen Worten. *Güntherschulze.*

Gasfreie Röhren s. Röhre.

Gasfreie Röntgenröhren, auch Elektronenröhren genannt. Hochevakuierte Röntgenröhren, bei denen der Stromdurchgang nicht durch ionisiertes

Gas, sondern durch Glühelctronen vermittelt wird. Man unterscheidet die Coolidgeöhre und die Lilienfeldöhre (s. d.) *Behnken.*

Gasgefüllte Metallfadenlampen s. Glühlampe, Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Gasgeschosse s. Geschosse.

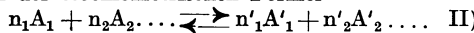
Gasgleichgewichte. Man unterscheidet homogene und heterogene Gasreaktionen; erstere spielen sich nur zwischen Gasen, letztere zwischen Gasen und festen oder flüssigen Körpern ab.

Homogene Gasgleichgewichte. Eine homogene chemische Reaktion verläuft theoretisch niemals vollständig, sondern erreicht ihr Ende, wenn ein bestimmtes Mengenverhältnis der reagierenden Stoffmengen erreicht ist, das den stabilsten Zustand oder Gleichgewichtszustand des chemischen Systems unter den gegebenen Umständen (anfängliche Mischung der Reaktionsteilnehmer, Temperatur, Druck oder spezifisches Volumen) darstellt. Die Abhängigkeit der Lage des Gleichgewichts von diesen Faktoren ist qualitativ im Le Chatelierschen Gesetz (s. d.) ausgesprochen und folgt quantitativ in einfacher Weise aus den beiden ersten Hauptsätzen der Thermodynamik (s. d.), solange die Reaktionsteilnehmer die Zustandsgleichung idealer Gase (s. d.)

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \dots \dots \dots \text{I)}$$

(p=Druck, V=Volumen, n=Molzahl, R=Gas-konstante, T=absolute Temperatur) befolgen, und solange infolgedessen der Gesamtdruck des Gemisches gleich der Summe der Partialdrücke ist, die die einzelnen Komponenten für sich allein ausüben würden. Für die hier betrachteten Zwecke sind diese Bedingungen bei gewöhnlicher und erst recht bei höherer Temperatur meist bis zu Drucken von vielen Atmosphären mit genügender Näherung erfüllt. (Sehr ähnlich wie die Gasgleichgewichte lassen sich übrigens die Gleichgewichte in verdünnten Lösungen [s. d.] behandeln.)

Konstante Temperatur. Hält man die Temperatur zunächst konstant, so wird die Gleichgewichtslage einer homogenen Gasreaktion, die nach der stöchiometrischen Formel



(die n-Größen sind Anzahl Mole, die A-Größen bedeuten Stoffe) verläuft und von beliebigen Mengen der Komponenten ausgeht, durch das Massenwirkungsgesetz (MWG) oder die Gleichung der Reaktionsisotherme

$$\frac{(c_1)^{n_1} \cdot (c_2)^{n_2} \dots}{(c'_1)^{n'_1} \cdot (c'_2)^{n'_2} \dots} = K_c \dots \dots \text{IIIa)}$$

geregelt, die zuerst im Jahre 1867 von Guldberg und Waage aufgestellt wurde. K_c ist die Gleichgewichtskonstante, die nur mit der Temperatur veränderlich ist. c_1 (entspr. die übrigen c-Größen) ist die Konzentration von A_1 im Gleichgewichtszustand, also ist

$$c_1 = m_1 / V \dots \dots \dots \text{IIIb)}$$

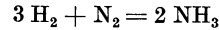
wo m_1 die Molzahl von A_1 im Gleichgewicht und V die Größe des allen Komponenten gemeinsamen Reaktionsraumes bedeutet. Für die Reaktion des „Kontaktverfahrens“ zur Schwefelsäuregewinnung, $2SO_2 + O_2 = 2SO_3$, z. B. liefert das MWG $\frac{(c_{SO_2})^2 \cdot (c_{O_2})}{(c_{SO_3})^2} = K_c$. Danach kann man eine mög-

lichst vollständige Umsetzung von SO_2 in SO_3 oder anders gesagt einen möglichst niedrigen Wert für das Verhältnis $SO_2:SO_3$ im Gleichgewicht erzielen, indem man c_{O_2} recht groß macht, also einen hohen Überschuß von Sauerstoff bzw. Luft anwendet.

Gl. III a) kann man wegen Gl. III b) auch schreiben

$$\frac{(m_1)^{n_1} \cdot (m_2)^{n_2} \dots}{(m'_1)^{n'_1} \cdot (m'_2)^{n'_2} \dots} = K_c V^{(n_1 + n_2 \dots - n'_1 - n'_2 \dots)} \dots \text{IIIc)}$$

Das Gleichgewicht hängt somit im allgemeinen von dem einer gegebenen Reaktionsmasse zur Verfügung stehenden Volumen bzw. dem dadurch nach Gl. I) bestimmten Druck ab. Für die Art der Abhängigkeit ist der Exponent von V, d. i. die mit der Reaktionsgleichung II) verbundene Änderung der Anzahl Moleküle, maßgebend, und zwar wird das Gleichgewicht durch Volumvergrößerung bzw. Druckverminderung nach der Seite von Gl. II) verschoben, die die größere Molekülzahl aufweist und umgekehrt. Für die technisch hochbedeutende Ammoniaksynthese z. B., die nach der Gleichung



unter Verminderung der Molekülzahl vor sich geht, liefert das MWG

$$\frac{(m_{H_2})^3 (m_{N_2})}{(m_{NH_3})^2} = K_c \cdot V^{(3 + 1 - 2)} = K_c \cdot V^2.$$

Zur Erzielung einer guten Ausbeute, d. h. einer großen NH_3 -Menge im Gleichgewicht, muß das Reaktionsgemisch daher mittels hohen Druckes auf ein möglichst kleines spezifisches Volumen gebracht werden. — Wird die Molekülzahl durch die Reaktion nicht geändert, so wird der Exponent von V in Gl. IIIc) gleich Null und die Lage des Gleichgewichts von Volumen und Druck unabhängig. Dies ist der Fall bei der für die Salpetergewinnung aus Luft maßgebende Reaktion $N_2 + O_2 = 2NO$.

Da meist bei Gasreaktionen nicht das Volumen, sondern der Druck unmittelbar gegeben und während der Reaktion konstant ist, empfiehlt es sich, mittels Gl. I) statt der Konzentrationen die Partialdrücke p_1, p_2 in Gl. IIIa) einzuführen. Das MWG nimmt dann die Gestalt an

$$\frac{(p_1)^{n_1} (p_2)^{n_2} \dots}{(p'_1)^{n'_1} (p'_2)^{n'_2} \dots} =$$

$$K_c \cdot (RT)^{(n_1 + n_2 \dots - n'_1 - n'_2) \dots} = K_p \dots \text{IVa)}$$

wo K_p ebenso wie K_c eine rein temperaturabhängige Gleichgewichtskonstante darstellt. Bleibt bei einer Reaktion die Molekülzahl ungeändert, so wird $K_p = K_c = K$. Da die Partialdrücke mit dem Gesamtdruck P durch die Gleichung

$$p_1 = \frac{P \cdot m_1}{m_1 + m_2 \dots + m'_1 \dots} \text{ u. s. w. } \dots \text{IVb)}$$

verbunden sind, läßt sich Gl. IVa) in die Form

$$\frac{(m_1)^{n_1} (m_2)^{n_2} \dots}{(m'_1)^{n'_1} (m'_2)^{n'_2} \dots} = K_p \cdot$$

$$\left(\frac{m_1 + m_2 \dots + m'_1 + \dots}{P} \right)^{(n_1 + n_2 \dots - n'_1 - \dots)} \text{IVc)}$$

bringen, die explizite die Abhängigkeit der Gleichgewichtslage vom Gesamtdruck zeigt.

Schließlich können wir noch die Gleichgewichtsmengen zu den vor Reaktionsbeginn vorhandenen

Mengen $M_1, M_2, M_1' \dots$ in Beziehung setzen: Verläuft die Reaktion in der oberen Pfeilrichtung der Gl. II), so setzen wir $m_1 = M_1 - n_1 x$, wo $n_1 x$ die verbrauchte Molzahl A_1 bedeutet. Die übrigen verbrauchten bzw. gebildeten Mengen müssen dann zu $n_1 x$ im stöchiometrischen Verhältnis stehen, so daß wir haben $m_2 = M_2 - n_2 x$, $m_1' = M_1' + n_1' x$. Setzen wir diese Ausdrücke in Gl. IVc ein, so sehen wir, daß bei bekannten Ausgangsmengen das Gleichgewicht durch die eine Unbekannte x gekennzeichnet ist, die ihrerseits durch K_p und P eindeutig bestimmt ist.

Besonders wichtig und einfach zu behandeln sind Reaktionen von der Art der bisher gebrachten Beispiele, bei denen auf einer Seite der Reaktionsgleichung nur ein Stoff, genannt A_1 , steht. Nimmt die Reaktion von diesem reinen Stoff ihren Ausgang, so bezeichnet man sie als Zerfall oder Dissoziation, die Größen K_c und K_p als Dissoziationskonstanten, und charakterisiert das Gleichgewicht durch den Dissoziationsgrad $n_1' \cdot a = n_1' \cdot x / M_1'$, der gleich der pro 1 Mol Ausgangsmenge zerfallenen Menge ist und der die entstandenen Stoffmengen zu $n_1 a + n_2 a \dots$, die Gesamtänderung der Molzahl zu $(-n_1' + n_1 + n_2 \dots) \cdot a$ festlegt. Meist findet eine Dissoziation unter Vermehrung der Molekülzahl statt und wird dann durch Druckverminderung begünstigt. Für den einfachsten Fall, die Dissoziation in zwei gleiche Bestandteile, also etwa für die von J_2 ausgehende Reaktion $2J \rightleftharpoons J_2$ gilt nach Gl. IVc) und den folgenden Ausführungen

$$\frac{(2a)^2}{(1-a)} = K_p \left(\frac{1-a+2a}{P} \right)^{(2-1)} \quad \text{oder} \quad \frac{a^2}{1-a^2} = K_p / 4P.$$

Solange der Dissoziationsgrad klein ist, ist er somit umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Druck.

Geht die Reaktion von den Zerfallsprodukten aus, so führt man statt dessen den Bildungsgrad ein, d. h. die entstandene Menge A_1 pro 1 Mol derjenigen Menge A_1' , die bei vollständigem Umsatz auftreten würde. Die Gegenreaktion eines speziellen Dissoziationsvorganges, die Vereinigung mehrerer gleicher Moleküle oder Atome zu einem größeren Molekül, nennt man Assoziation und kennzeichnet das hierbei sich einstellende Gleichgewicht durch den Assoziationsgrad, der natürlich stets mit steigendem Druck zunehmen muß.

Variable Temperatur. Die Abhängigkeit des Gleichgewichts von der Temperatur ist durch die Wärmetönung (s. d.) der betreffenden Reaktion oder Reaktionswärme bestimmt und findet ihren quantitativen Ausdruck in der von van t'Hoff 1884 aufgestellten Gleichung der Reaktionsisochore. Schreiben wir Gl. II) so, daß die betrachtete Reaktion von links nach rechts exotherm (s. d.) verläuft, und schreiben wir K_c wie in den Gl. III) so, daß die in Gl. II) links stehenden Stoffe in den Zähler kommen, so gilt

$$\log K_{c_2} - \log K_{c_1} = \frac{U}{4,573} \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \cdot V_a).$$

wo U die bei konstantem Volumen gemessene Wärmetönung der von links nach rechts verlaufenden Reaktion in kleinen Kalorien (cal; s. d.) darstellt und T_1 und T_2 absolute Temperaturen

bedeuten, auf die sich die Indizes von K_c beziehen. Die Zahl 4,573 ist die Gaskonstante R in cal, multipliziert mit $\ln 10$.

Verläuft die Reaktion bei konstantem Druck und entsprechend variablem Volumen, so ist die Wärmetönung infolge der hinzukommenden Volumarbeit gleich

$Q = U + RT(n_1 + n_2 \dots - n_1' - n_2' \dots) V_b$. Bei gleichbleibenden Molekülzahlen ist $Q = U$. Die Größe Q regelt die Temperaturabhängigkeit von K_p durch die Gleichung

$$\log K_{p_2} - \log K_{p_1} = \frac{Q}{4,573} \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \cdot V_c).$$

Die Temperaturabhängigkeit von U , die von den spezifischen Wärmen der Reaktionsteilnehmer abhängt, und auch die nach Gl. Vb) meist bedeutendere von Q , ist im allgemeinen prozentisch so gering, daß sie hier vernachlässigt werden kann.

Mit den Gl. V) kann man das Gleichgewicht bei beliebigen Temperaturen aus dessen Lage bei einer einzelnen Temperatur berechnen, wenn die Wärmetönung kalorimetrisch (s. d.) gemessen ist; andererseits gestatten diese Gleichungen, durch Messung des Gleichgewichts bei zwei verschiedenen Temperaturen die Wärmetönung zu berechnen.

Verläuft eine Reaktion bei konstantem Volumen ohne Wärmetönung, so wird ihr Gleichgewicht bei konstantem Volumen durch die Temperatur nicht beeinflusst. Bei endlicher Wärmetönung muß nach den Gl. V), wenn bei irgendeiner endlichen Temperatur die Gleichgewichtskonstante einen endlichen Wert hat, beim absoluten Nullpunkt deren \log gleich $-\infty$, sie selbst also gleich Null sein, wenigstens in der hier gewählten Schreibweise von K_c und K_p . Das bedeutet aber, daß der stabilste Zustand beim absoluten Nullpunkt durch die alleinige Existenz der in exothermer Reaktion entstehenden Stoffe dargestellt wird. Mit steigender Temperatur müssen die Gleichgewichtskonstanten, wie sie hier definiert sind, zunehmen, und zwar um so schneller, je größer die Wärmetönung ist. Die Gleichgewichtskonzentrationen der exotherm entstehenden Stoffe werden bei relativ niedriger Temperatur noch hoch sein, mit steigender Temperatur aber immer mehr zugunsten der endotherm entstehenden (auf der anderen Seite von Gl. II) befindlichen) Stoffe abnehmen. Da die meisten Dissoziationsprozesse endotherm verlaufen, werden diese durch steigende Temperatur begünstigt. So ist der bei gewöhnlicher Temperatur ungeheuer stabile Wasserdampf bei 2000°C zu 1% in $2H_2 + O_2$ zerfallen. Stoffe wiederum wie Wasserstoffsperoxyd und Ozon, die nach den Gleichungen $2H_2O_2 \rightleftharpoons 2H_2O + O_2$ und $2O_3 \rightleftharpoons 3O_2$ endotherm (s. d.) entstehen, sind im Gleichgewichtszustand bei gewöhnlicher Temperatur praktisch vollständig zerfallen — ihre Existenz beruht nur auf einer Reaktionshemmung (s. d.) — treten aber bei der Temperatur der Knallgasflamme in merklichen Konzentrationen auf.

Heterogene Gasgleichgewichte. Am einfachsten zu behandeln sind heterogene Gasreaktionen mit nur einem gasförmigen Teilnehmer und beliebig vielen festen und flüssigen reinen Stoffen als Bodenkörpern, also etwa die technisch wichtige Reaktion des Kalkbrennens $CaCO_3 \rightleftharpoons CaO + CO_2$ oder die der Calciumcarbidgewinnung $CaO + 3C \rightleftharpoons CaC_2 + CO$. Nach der Phasen-

regel (s. d.) und den bisher benutzten Gesetzen lassen sich diese Reaktionen sehr ähnlich wie der Verdampfungsprozeß (s. d.) behandeln: Jeder Temperatur entspricht ein bestimmter Reaktionsdruck oder genauer Gleichgewichtsdruck, der den Gleichgewichtszustand kennzeichnet, und dessen Abhängigkeit von der Temperatur durch die Gl. Vc) gegeben ist, wenn man p anstatt K_p einsetzt und unter Q die Wärmetönung der heterogenen Reaktion versteht. Der Reaktionsdruck ist unabhängig von Menge und Mengenverhältnis der Bodenkörper; eine Änderung des Druckes bei konstanter Temperatur muß zum Verschwinden der Gasphase oder eines Bodenkörpers führen. Der Begriff des Gleichgewichts hat also hier, wie die Phasenregel näher lehrt, eine etwas andere Bedeutung als bei homogenen Reaktionen. Bilden die Bodenkörper feste oder flüssige Lösungen, so wird der Reaktionsdruck auch von deren Zusammensetzung in experimentell und theoretisch meist schwer zu beherrschenderweise abhängig.

Das Gleichgewicht heterogener Reaktionen mit mehreren gasförmigen Komponenten und reinen Stoffen als Bodenkörpern ist durch eine Gleichgewichtskonstante gekennzeichnet, in welcher nach der für die Gl. III) und IV) entwickelten Regel nur die gasförmigen Teilnehmer auftreten. Bei der für die technische Wärmeerzeugung grundlegenden Generatorgasreaktion $2\text{CO} \rightleftharpoons \text{C} + \text{CO}_2$ z. B. sind bis zum Verschwinden des festen Kohlenstoffs die Gleichgewichtslagen bei konstanter Temperatur durch die Bedingung $\frac{(p_{\text{CO}})^2}{(p_{\text{CO}_2})} = K_p$ festgelegt; die Temperaturabhängigkeit regelt sich nach Gl. Vc), wenn Q die Wärmetönung der heterogenen Reaktion bedeutet.

Der dritte Wärmesatz (s. Nernstsches Theorem). Mit Hilfe des ersten und zweiten Wärmesatzes — deren Aussagen über Gasgleichgewichte in den Gl. III—V) enthalten sind — ist es nicht möglich, nur aus der Wärmetönung einer homogenen oder heterogenen Gasreaktion und den spezifischen Wärmen der Komponenten den Absolutwert der Gleichgewichtskonstanten oder des Reaktionsdruckes bei irgendeiner Temperatur zu berechnen, weil in der vollständigen Gleichung für $\log K_p$ noch eine Integrationskonstante enthalten ist, welche gleich $I = n_1 i_1 + n_2 i_2 \dots - n'_1 i'_1 - n'_2 i'_2 \dots$ ist — die i -Größen sind die den einzelnen gasförmigen Reaktionsteilnehmern eigentümlichen „chemischen Konstanten“ — und welche mangels Kenntnis der Eigenschaften dieser i -Werte unbestimmt bleibt. Hier greift der von Nernst 1906 aufgestellte dritte Wärmesatz mit der Aussage ein, daß die chemische Konstante eines Gases nicht nur in alle homogenen Gasgleichgewichte — das folgt schon aus dem zweiten Wärmesatz — sondern zugleich auch in alle heterogenen Gleichgewichte, an denen dieses Gas teilnimmt, mit demselben Wert eingeht, daß sie also insbesondere gleich der Integrationskonstanten der Dampfdruckgleichung des betreffenden Gases ist — Verdampfung ist die einfachste heterogene Gasreaktion — und als solche experimentell bestimmt werden kann. Zur exakten Berechnung der chemischen Konstanten (und auch zu ihrer Benutzung bei heterogenen Reaktionen) müssen die spezifischen Wärmen der Kondensate bis zum absoluten Nullpunkt bekannt sein. Für die Fälle, in denen die zur Aufstellung einer exakten Gleichung

nötigen Daten fehlen, ist die Nernstsche Näherungsformel

$$\log K_p = \frac{-Q}{4,573T} + (n_1 + n_2 \dots -$$

$n'_1 \dots) 1,75 \log T + n_1 j_1 + n_2 j_2 \dots - n'_1 j'_1 \dots,$ von großem Nutzen, weil die in dieser Gleichung auftretenden sog. konventionellen chemischen Konstanten j bei den meisten Stoffen, wenn man als Druckeinheit die Atmosphäre wählt, erfahrungsgemäß um den Wert 3,0 herum liegen, und es infolgedessen möglich ist, allein aus dem Wert der Wärmetönung einer Reaktion, ohne Kenntnis der spezifischen Wärmen und der wahren chemischen Konstanten i , die ungefähre Lage des Gleichgewichts bei beliebigen Temperaturen zu berechnen.

In letzter Zeit ist es gelungen, die wahren chemischen Konstanten i einer größeren Anzahl von Atomen und einfach gebauten Molekülen theoretisch aus Molekularkonstanten (Molekulargewicht, Trägheitsmoment usw.) zu berechnen und an der Erfahrung zu bestätigen.

Meßmethoden. Zur Messung von Gasgleichgewichten sind meist hohe Temperaturen erforderlich, erstens um das Gleichgewicht von der exothermen Reaktionsseite in ein gut meßbares Gebiet zu verschieben, zweitens um überhaupt eine Einstellung des Gleichgewichts zu erzielen; denn Gasreaktionen verlaufen bei gewöhnlicher Temperatur oft unmeßbar langsam, werden aber durch Temperatursteigerung sehr stark beschleunigt (s. Reaktionsgeschwindigkeit). Bei sehr hoher Temperatur versagen die meisten Methoden mangels formbeständiger und undurchlässiger Gefäßmaterialien.

Die wichtigsten Verfahren zur Messung homogener Gasgleichgewichte können in vier Gruppen zusammengefaßt werden: Bei Reaktionen, die mit Änderung der Molekülzahl verlaufen, kann die Änderung, die die Molzahl einer gemessenen Substanzmenge m erfährt, als Maß des Umsatzes dienen (vgl. den Absatz über den Dissoziationsgrad α). Die Molzahl läßt sich nach Gl. I) durch Messung von p , v und T ermitteln. Eine Verschiebung der ursprünglichen Molzahl muß sich also in einer Anormalität der Beziehungen zwischen der angewandten Stoffmenge und den drei Zustandsgrößen kenntlich machen. So wird im Falle der Dissoziation eines Moleküls in zwei, wenn m , T und v gegeben sind, p um den Faktor $(1 + \alpha)$ größer sein — bei gegebenem T , v und p wird m um den gleichen Faktor kleiner sein — als wenn keine Dissoziation einträte (s. auch Gasdichtebestimmung).

Die übrigen Methoden sind auf Reaktionen mit und ohne Änderung der Molekülzahl in gleicher Weise anwendbar. In der zweiten Gruppe wird die Zusammensetzung der Gleichgewichtsmischung durch chemische Analyse bestimmt. Die einzelnen Verfahren unterscheiden sich durch die Art, in der dafür gesorgt ist, daß sich die Gleichgewichte unter bekannten Bedingungen von Temperatur und Druck wirklich einstellen, und daß sie unverändert zur Analyse gelangen. Meist benutzt man die starke Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit: Nachdem das Gleichgewicht sich bei hoher Temperatur eingestellt hat, schreckt man das Reaktionsgemisch so schnell auf Zimmertemperatur ab, daß es unverschoben durch das gefährliche Temperaturgebiet noch merklicher Reaktionsgeschwindigkeit in die Analyse hinübergerettet wird.

Bei sehr langsam verlaufenden Reaktionen kann man hierzu abgeschlossene Gefäße verwenden (z. B. bei der Reaktion $\text{H}_2 + \text{J}_2 \rightleftharpoons 2 \text{HJ}$); meist verfährt man so, daß man das Gasgemisch langsam durch ein erhitztes Gefäß leitet und durch eine gekühlte Kapillare mit hoher Lineargeschwindigkeit ausströmen läßt (Strömungsmethode, angewandt bei dem für die Feuerungstechnik fundamentalen Gleichgewicht $2 \text{CO} + \text{O}_2 = 2 \text{CO}_2$). Die tatsächliche Einstellung des Gleichgewichts prüft man am besten, indem man es von beiden Seiten der Reaktionsgleichung aus zu erreichen sucht. Eine andere Methode beruht darauf, daß manche Reaktionen in gewissen Temperaturgebieten praktisch allein an der Oberfläche geeigneter fester Katalysatoren (s. d.), nicht aber im freien Gasraum vor sich gehen, so daß das der Temperatur des Katalysators entsprechende Gleichgewicht auf alle Fälle erhalten bleibt (angewandt bei dem für die Gasfeuerung wichtigen Wassergasgleichgewicht $\text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$).

Bei Temperaturen über 2000°C ist allein noch die Explosionsmethode (s. d.) anwendbar. Bei dieser werden die Stoffe, deren Reaktion untersucht werden soll, einem explosiven Gasgemisch beigemischt, und es wird der Einfluß der durch diese Reaktion produzierten oder verschluckten Wärmemenge auf die erreichte Explosionstemperatur bestimmt. Die Methode liefert unmittelbar das Produkt aus der Reaktionswärme U und dem Grad der Umsetzung x bei der Explosionstemperatur. Ist U bekannt, so folgt sofort x (Wasserdampfdissoziation); durch Anwendung von Gl. Va) auf Explosionen verschiedener Maximaltemperatur lassen sich aber auch U und x einzeln ermitteln (Chlordissoziation).

Der vierte hier zu nennende Weg zur Ermittlung von Gasgleichgewichten ist ein indirekter und besteht in der Messung der elektromotorischen Kräfte von Gasketten (s. d.). Nach diesem Verfahren können ganz extrem liegende Gleichgewichte, z. B. die Chlorwasserstoffdissoziation bei Zimmertemperatur, gemessen werden.

Heterogene Gleichgewichte bestimmt man entweder statisch, indem man den Reaktionsdruck manometrisch mißt und, bei mehreren gasförmigen Teilnehmern, die Gasphase nach Einstellung des Gleichgewichts rasch von den Bodenkörpern abtrennt und analysiert, oder dynamisch, indem man einen Gasstrom durch eine Schicht der Bodenkörper unter Bedingungen streichen läßt, bei denen sich das Gleichgewicht einstellt, und ihn nach Passieren der Schicht analysiert. Auch die Messung elektromotorischer Kräfte findet zur Ermittlung dieser Gleichgewichte Anwendung. *K. Wohl.*

Näheres s. Nernst, Theoretische Chemie, 1926; K. Jellinek, Lehrbuch der physikalischen Chemie Bd. 3, 1929.

Gasleitung. Kundt und Warburg fanden, daß bis zu einem Druck von $1/60$ Atm. herab, die innere Reibung (s. d.) der Luft konstant ist. Bei weiterer Verdünnung zeigte sich jedoch ein mit zunehmender Verdünnung abnehmender Reibungskoeffizient. Sie erklärten diese Erscheinung durch eine Gleitung des Gases an der Wand. Nach der kinetischen Theorie erhält man einen vom Druck des Gases unabhängigen Reibungskoeffizienten, so lange die mittlere Weglänge der Molekeln klein gegenüber den Dimensionen der Gefäße ist. Für hochverdünnte Gase (s. d.), das sind solche, bei denen die mittlere

Weglänge groß gegenüber den Dimensionen der Gefäße ist, ergibt sich für die innere Reibung eine Größe, die proportional dem Gasdruck ist. Sie nimmt mit zunehmender Verdünnung des Gases ab.

Denken wir uns an den Gefäßwänden eine Gasschicht, deren Dicke kleiner als die mittlere Weglänge ist, so wird die innere Reibung sich innerhalb dieser Schicht wie bei einem hochverdünnten Gas verhalten. Je verdünnter das Gas wird, desto dicker wird diese Schicht werden, desto größer wird der Einfluß auf den Durchschnittswert der inneren Reibung sein. Es wird bei zunehmender Verdünnung, von einer gewissen Gasdichte angefangen, dieser Einfluß merkbar sein. Das heißt: mit weiterer Verdünnung wird die Reibung immer kleiner werden. Von einer tatsächlichen Gleitung können wir eigentlich nicht sprechen. *G. Jäger.*

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX, 448.

Gasglühlicht. Flächenhelle s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4; räumliche Lichtverteilung s. Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 6; Wirtschaftlichkeit s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Gashaltige Röhren s. Röhre.

Gashaltige Röntgenröhren. Auch Ionenröhren genannt. Röntgenröhren mit kalter meist hohlspiegelförmiger Aluminiumkathode, welche nur so weit evakuiert sind, daß beim Anlegen einer ausreichenden Spannung von mindestens etwa 20 kV eine selbständige Entladung einsetzt, bei welcher die von der Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen auf die Antikathode auftreffen und dort die Röntgenstrahlen erzeugen. Träger des Stromes sind Gasionen. Die Entladungsbedingungen, insbesondere die Röhrenspannung, die für die Strahlenhärte maßgebend ist, werden daher durch die in der Röhre herrschenden Gasdruck festgelegt. Da der Gasdruck beim Betriebe mit der Zeit abzunehmen pflegt, die Röhre also härter wird, so muß durch Regeneriervorrichtungen (s. d.), von Zeit zu Zeit neues Gas zugeführt werden, um die Röhre in geeigneter Weise betriebsfähig zu erhalten.

Behnken.

Gasharmonika s. Singende Flamme.

Gasionen s. Ionen, Beweglichkeit der Gasionen.

Gasketten. Zwischen zwei plattierten Platinblechstreifen, die von verschiedenen Gasen oder von demselben Gas, aber unter verschiedenen Drucken, umgeben sind und mit ihren unteren Enden in eine elektrolytische Flüssigkeit eintauchen, wirkt eine elektromotorische Kraft, deren Größe mit der Natur und dem Druck der angewandten Gase wechselt (Grove 1839). Befindet sich z. B. der eine Pol in einer Atmosphäre von Wasserstoff, der andere von Sauerstoff unter anfänglich gleichem Druck, während der Elektrolyt aus verdünnter Schwefelsäure besteht, so zeigt sich, daß bei Stromentnahme der Wasserstoff ungefähr doppelt so schnell verschwindet als der Sauerstoff, ein Phänomen, das als Umkehrung der Elektrolyse angesäuerten Wassers erscheint. In der Tat ist nicht irgendeine Kontaktwirkung zwischen den Gasen und den Elektroden, welche nur als Zwischenträger dienen, sondern die Bildung von Wasser aus den Elementen und im allgemeinen eine Gasreaktion als stromerzeugender Prozeß der Gasketten anzusehen (s. Galvanismus).

Die Berührung des Gases mit der Metallfläche bewirkt lediglich durch die Adsorption des Gases, möglicherweise in atomarer Form, die Aktivierung

desselben zur elektromotorischen Betätigung (vgl. auch Katalyse). Eine derartige Gaskette liegt z. B. vor, wenn auf der einen Seite Wasserstoff, auf der anderen Seite Chlor die von salzsaure Lösung benetzten Elektroden umspült. Der Wasserstoffpol lädt sich negativ, der Chlorpol positiv. Wird der äußere Stromkreis geschlossen, so geht einerseits Wasserstoff, andererseits die äquivalente Menge Chlor in Lösung. Der wirksame chemische Vorgang ist die Herstellung des thermodynamischen Gleichgewichts, das der Reaktion $H_2 + Cl_2 = 2HCl$ entspricht. Mit Helmholtz (1883) kann man nämlich von der Annahme ausgehen, daß in der Lösung außer Chlorwasserstoff auch spontan dissoziiertes neutrales Chlorknallgas von bestimmter Konzentration jederzeit als gelöster Stoff enthalten ist. Ist p_{H_2} der Partialdruck des Wasserstoffs über der Flüssigkeit, wenn Gleichgewicht in der Lösung herrscht, und P_{H_2} der äußere Druck des Wasserstoffs an der Elektrode, so muß beim Übergang von einem g-Äquivalent Wasserstoff in die Lösung

die Arbeit $RT \ln \frac{P_{H_2}}{p_{H_2}}$ gewonnen werden können.

Andererseits beträgt die Arbeit, die das Chlor beim Übergang aus dem gasförmigen in den gelösten Zustand leistet: $-RT \ln \frac{P_{Cl_2}}{p_{Cl_2}}$. Die gesamte Arbeit, die das Verschwinden von je 1 g-Äquivalent der zweiwertigen Gase leistet und welche von der Gaskette als frei verwandelbare elektrische Energie abgegeben wird, ist daher

$$2EF = RT \{ \ln P_{H_2} P_{Cl_2} - \ln p_{H_2} p_{Cl_2} \} \quad 1)$$

Alle in dieser Gleichung vorkommenden Größen sind zwar im Prinzip einzeln der Messung zugänglich. Die Gleichgewichtsdrücke p indessen entziehen sich wegen ihrer Kleinheit bei gewöhnlicher Temperatur der direkten Beobachtung. Ihre Bestimmung wird aber auf Grund thermodynamischer Überlegungen ermöglicht, nämlich durch Extrapolation aus Beobachtungen bei höheren Temperaturen. So wurde die EK der Knallgaskette unabhängig vom Elektrodenmaterial im Temperaturbereich von 340 bis 1000° C in bester Übereinstimmung mit der Theorie gefunden. Die freie chemische Energie des Knallgases gelangt also unter diesen Umständen vollständig zur Umwandlung in elektrische. Ist der stromliefernde Prozeß in einer Gaskette umkehrbar, so muß die elektromotorische Kraft der Kette gleich der Zersetzungsspannung sein, die nötig ist, um die gasförmigen Zersetzungsprodukte des Elektrolyten unter dem Druck P durch Elektrolyse abzuscheiden.

Die Theorie der Gasketten läßt sich in einfachster Weise auch für Elemente mit beliebig stark konzentrierten Lösungen durchführen, sobald die Wasserdampfspannung derselben bekannt ist. Schaltet man z. B. zwei Knallgasketten mit Lösungen verschiedener Konzentration gegeneinander, so wird bei Stromentnahme in dem einen Element Wasser gebildet, in dem anderen, nach Faradays Gesetz, ebensoviel zersetzt, so daß die Menge der Gase im ganzen unverändert bleibt. Dieselbe Veränderung des Systems kann aber auch durch isotherme Destillation bewirkt werden. Um ein Mol Wasser aus der konzentrierten Lösung mit dem Wasserdampfdruck p_1 zu verdampfen, muß die Arbeit $p_1 v_1 = RT$ geleistet werden. Zur Kompression dieser Dampf-

menge auf den Druck p_2 der verdünnteren Lösung ist die Arbeit $RT \ln \frac{p_2}{p_1}$ erforderlich. Schließlich

wird bei der Kondensation in diese Lösung die Arbeit $p_2 v_2 = RT$ gewonnen. Der gesamte Arbeitsgewinn, welcher nach dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie der auf dem anderen Wege erzielten elektrischen Energie gleich ist, beträgt daher

$$2F \Delta E = RT \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Dieses Resultat ist insofern bemerkenswert, als hiernach die EK der Knallgaskette denselben Wert behält, gleichgültig, ob die Dampfdruckerniedrigung der wässerigen Lösung von Salzen, Basen, Säuren oder Nichtelektrolyten herrührt, vorausgesetzt, daß durch diese Zusätze keine Veränderung bedingt wird, die den stromliefernden Vorgang irreversibel macht.

Die thermodynamische Theorie der G. bedarf keiner speziellen Vorstellungen über den Sitz der EK an gewissen Berührungsflächen. Die Helmholtzsche Auffassung liefert indessen einen Hinweis auf die mittels Diaphragma zu realisierende Grenzschicht zwischen der mit Gas wählbaren Druckes gesättigten und der unter dem Dissoziationsdruck stehenden Lösung.

Verlegt man den Sitz der elektromotorischen Kräfte der Gaselektroden an die Phasengrenze Elektrolyt/Katalysatormetall, so kann man mit Nernst (1889) den Gasen eine ihrem Druck proportionale elektrolytische Lösungstension zuschreiben, die in der Helmholtzschen Doppelschicht mit dem osmotischen Druck der in Lösung befindlichen Gasen im Gleichgewicht steht. Demzufolge verhalten sich Gase an geeigneten Katalysatoren elektromotorisch genau ebenso wie Metallelektroden. Quantitative Beziehungen lassen sich im Falle verdünnter Lösungen der betreffenden Gasen aufstellen.

Für die EK der Wasserstoffelektrode, Pt in wässriger mit Wasserstoff gesättigter Lösung folgt: $EF = RT \log \frac{C_H}{c^+}$, worin F das Faradaysche Äquivalent, R die Gaskonstante bedeutet und sich C_H auf die Gleichgewichtskonzentration des atomaren H im Gasraum, c^+ auf die Wasserstoffionenkonzentration in der Lösung bezieht. Nach dem Massenwirkungsgesetz für die Gasphase gilt $C_H^2 = k C_{H_2}$. Man hat daher für die Abhängigkeit des Elektrodenpotentials vom Druck des molekularen H_2 zu schreiben:

$$EF = RT \ln \left(\frac{\sqrt{k} C_{H_2}}{c^+} \right) \text{ bzw. } = \frac{RT}{2} \ln \left(\frac{k P_{H_2}}{c^{+2}} \right).$$

Analog ergibt sich für die elektronegative Chlorelektrode:

$$E'F = -\frac{RT}{2} \ln \left(\frac{k' P_{Cl_2}}{c_{Cl}^{-2}} \right).$$

Bedenkt man, daß die Gültigkeit des Massenwirkungsgesetzes innerhalb der Lösung zu der Beziehung: $c_H \cdot c_{Cl} = k_1 c_{HCl}$ und innerhalb des Gasraumes zu der Beziehung: $c'_{H_2} \cdot c'_{Cl_2} = k'_2 c'^2_{HCl}$ führt, so erkennt man mit Rücksicht auf das Henrysche Gesetz: $c_{HCl} = k_3 c'_{HCl}$ die Übereinstimmung dieser Betrachtungsweise mit der oben abgeleiteten Gleichung für die EK der Chlorknallgaskette.

Als „Luftelemente“ hat E. Warburg (1889) Ketten bezeichnet, bei denen sich in Lösungen desselben Elektrolyten zwei Elektroden gleichen Metalles gegenüberstehen, die eine unter Luftabschluß, die andere unter Luftzutritt. Hierbei zeigt sich im allgemeinen die „Luftelektrode“ edler als die nicht belüftete. Als Strom liefernder Prozeß ist die Oxydation des Metalls zu betrachten, welches einerseits in Lösung geht, während an der Sauerstoffelektrode die Entladung von Wasserstoffionen mit der primären Bildung von Wasserstoffperoxyd verknüpft ist. Mit Evans (1920) hat man die Korrosion der Metalle in Berührung mit sauerstoffhaltigen Lösungen durch Lokalelemente nach dem Schema dieser Depolarisationselemente zu erklären. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie z. B. bei G. Grube. Dresden 1930.

Gaskonstante. Die Gaskonstante R ist definiert als diejenige Größe, welche mit der absoluten Temperatur T multipliziert gleich dem Produkt von Druck und spezifischem Volumen eines Gases ist, wenn dieses sich, ohne zu dissoziieren, im Zustand so hoher Verdünnung befindet, daß es dem nur für ideale Gase streng gültigen Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz $p v = RT$ gehorcht. R ist charakteristisch für jedes Gas. Es hat die Dimension einer Energie dividiert durch eine Temperatur, also $\text{m}^2 \text{t}^{-2} \cdot \text{Grad}^{-1}$. Besitzt ein Gas endlicher Dichte bei der absoluten Temperatur des schmelzenden Eises $T_0 = 273,2^\circ$ und dem Druck $p = 1 \text{ Atm.}$ das spezifische Volumen v , so ergibt sich $R = \frac{1}{T_0} \frac{(p v)}{(1 + \delta)}$, wobei die Größe δ der Abweichung des wirklichen Gases von dem idealen Gesetz Rechnung trägt. Die Korrektionsgröße δ erhält man aus Beobachtungen über die Kompressibilität des Gases.

Da nach dem Avogadro'schen Gesetz (s. d.) für den Fall idealer Gase bei gleicher Temperatur und gleichem Druck jedes Volum gleich viel Gasmoleküle enthält, und also die Gasdichte proportional dem Molekulargewicht M ist, so folgt, daß die Gaskonstante R dem Molekulargewicht umgekehrt proportional ist. Bezieht man die Gaskonstante des idealen Gases nicht auf die Masseneinheit, sondern auf das Grammolekül (auf so viel Gramm M wie dem Molekulargewicht entsprechen), so erhält man die sog. molekulare Gaskonstante $\mathfrak{R} = MR$, die unabhängig von den speziellen Eigenschaften einer Substanz ist und den Wert $8,313 \cdot 10^7 \text{ Erg. Grad}^{-1} = 1,986 \text{ cal. Grad}^{-1} = 82,045 \text{ ccm-Atm. Grad}^{-1}$ hat. Die molekulare Gaskonstante in kalorischen Maß ist für ein ideales Gas numerisch gleich der Differenz der Molekularwärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen $\mathfrak{R} = C_p - C_v$.

Mischt man $m_1, m_2, m_3 \dots$ Gramm von n idealen gegeneinander indifferenten Gasen, deren individuelle Gaskonstanten mit $R_1, R_2, R_3 \dots$ bezeichnet seien, so besitzt das Gemisch die effektive Gaskonstante

$$R = \frac{m_1 R_1 + m_2 R_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

Henning.

Gasofen. Die bei Gasen als Brennstoff in vielfacher Weise mögliche Brennstoffführung hat den verschiedenen Heizanforderungen entsprechend zur Ausbildung zahlreicher Gasofentypen geführt. (S. Näheres bei den betreffenden Stichworten). Genannt seien hier neben dem einfachen Gasofen,

der mit Bunsenbrennern Temperaturen bis 900° , mit Mékerbrennern bis 1100° liefert, die Öfen mit Vorwärmung (Heinicke-Ofen bis 1750°), ferner die Gebläseöfen, die mit Preßluft Temperaturen bis 1550° , mit verdichtetem Sauerstoff (Zirkonofen von Podszus) Temperaturen bis 2500° liefern. Weitere Arten bilden die Gasöfen mit flammenloser Verbrennung, bei denen entweder Verbrennung und Erhitzung in feinkörnigem, feuerfestem Material erfolgt (Schnabelscher Tiegelofen ... Temperatur bis 2000°) oder die Gaserhitzung indirekt durch Wärmestrahlung hochehitzter Wandkanäle auf das entfernt liegende Heizgut übertragen wird (Steinstrahlöfen von Krupp). *Carl Müller.*

Gasogen s. Liquidogen.

Gaspyrometer. Das ist ein Instrument, mit dem die Temperatur eines hoch erhitzten Gases gemessen werden kann, das einen größeren Raum erfüllt. Es besteht meist aus einem Thermoelement, dessen heiße Lötstelle von einem starken Strom des Gases getroffen wird. Zu dem Zweck ordnet man die Lötstelle vor der Öffnung eines Rohres an, dessen anderes Ende mit einer Saugpumpe versehen ist, (Durchflußpyrometer). Um auf diese Weise richtige Temperaturen zu erzielen, muß die Lötstelle von einem Strahlungsschutz umgeben werden. Man hat hierfür z. B. elektrisch geheizte Platinbleche verwendet, deren Temperatur man so einstellt, daß sie durch den dagegen geblasenen Luftstrom nicht verändert wird. *Henning.*

Gasreaktion, heterogene, s. Gasgleichgewichte.

Gasreaktion, homogene, s. Gasgleichgewichte.

Gasreibung s. Innere Reibung der Gase.

Gasreinigung, elektrische. Ein von Cotterell erfundenes Verfahren zur Reinigung von Gasen, Dämpfen, Rauchschwaden usw. von ihren Schwebeteilchen, insbesondere Ruß, auf elektrischem Wege unter Verwendung von hochgespanntem Gleichstrom. Zur Erzeugung des Gleichstromes aus Wechselstrom dient ein Transformator und ein von einem Motor angetriebener rotierender oder auch ruhender Hochspannungsgleichrichter. Das zu reinigende Gas strömt durch Rohrbündel oder Zellen mit gewellten Wänden, in welchen in der Mitte eine oder mehrere Elektroden (Drähte oder Drahtnetze) eingebaut sind. Diese Elektroden werden von dem hochgespannten Gleichstrom (etwa 50 kV) durchflossen, und sind so bemessen, daß an ihrer Oberfläche Sprüh- und Glimmerscheinungen auftreten. Die Röhre sind geerdet. Die Fremdkörper des Gases werden von den Sprühelektroden geladen, wandern zur Niederschlags Elektrode, geben dort ihre Ladung ab und fallen in einen Sammelbehälter, während das Gas oben gereinigt abströmt. Das elektrische Staubreinigungsverfahren hat sich in Briquet- und Zementfabriken und in chemischen Fabriken gut eingeführt, da es einfacher und billiger als die mechanische Reinigung durch Filter, Waschapparate usw. arbeitet.

K. Pohlhausen.

Näheres s. R. Heinrich, Elektrische Reinigung von Gasen mittels Elektrofilter. Zeitschr. d. V. d. Ing. 1930, S. 193.

Gasrelais s. Verstärkeröhre.

Gasstrahlung s. Wärmestrahlung, technisch.

Gasstheorie, kinetische s. Kinetische Theorie der Materie.

Gasthermometer. Ein Gasthermometer besteht aus einem meist zylindrischen Gefäß aus Glas oder Metall, das mit dem betreffenden Gas gefüllt ist

und durch eine Kapillare mit einem Quecksilbermanometer in Verbindung steht. Meist wird bei konstant gehaltenem Gasvolumen die Änderung des Gasdrucks mit der Temperatur beobachtet. Alle Gasthermometer haben nahezu die gleiche Empfindlichkeit und liefern nach Festlegung des Eispunktes und Wassersiedepunktes im Gegensatz zu den verschiedenen Flüssigkeitsthermometern nahezu übereinstimmende Temperaturangaben. Für genauere Messungen ist es nötig, die thermische Ausdehnung des Gefäßmaterials zu berücksichtigen und in Rechnung zu setzen, daß die Gasmengen in einem Teil der Kapillaren und in dem Raum über der einen Quecksilberkuppe im Manometer sich nicht auf der zu messenden Temperatur befinden (s. Thermodynamische Temperaturskala).

Henning.

Gastroskop s. Höhlengucker.

Gasturbine. Die Gasturbine nützt das Arbeitsvermögen von hochgespannten Verbrennungsgasen, ohne Zuhilfenahme von metallischen Kolben und Triebwerken, dadurch aus, daß die Gase mit hoher Geschwindigkeit auf ein Laufrad auftreffen, das auf einer Welle sitzt. Dem Laufrad sind ein oder mehrere Verbrennungsräume vorgeschaltet. Die Verbrennungsgase werden in Düsen entspannt. Von den verschiedenen Bauarten mit oder ohne Vorverdichtung des Verbrennungsgemisches, Explosions- oder Gleichdruckturbinen hat noch keine praktische Bedeutung erlangt. Der Wirkungsgrad der Gasturbine ist gering (s. auch Verbrennungskraftmaschine).

L. Schneider.

Gaswaage zur Bestimmung der Gasdichte. Eine Kammer aus Glas oder Metall steht mit einem Quecksilbermanometer in Verbindung und kann durch ein Ansatzrohr evakuiert, sowie auch mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt werden. Diese Kammer enthält einen Waagebalken, an dessen einem Arm sich eine leichte Glaskugel befindet, während an dem anderen Arm ein Zeiger befestigt ist, der über einer Skale pendelt. Das Gleichgewicht der Waage wird durch Regelung des Gasdruckes in der Kammer hergestellt und dadurch die Dichte bestimmt, die dem Druck proportional ist. Die Eichung der Waage erfolgt empirisch.

Die Luxsche Gaswaage beruht auf dem umgekehrten Prinzip, indem das zu messende Gas durch den Waagebalken in die Glaskugel strömt, deren Auftrieb in der umgebenden Luft im Gleichgewicht gehalten wird. Die Dichte des Gases wird hierbei auf die Luft bezogen.

v. Staal.

Gauß. Einheit der magnetischen Feldstärke im elektromagnetischen C G S-System (vgl. Elektrische Maßsysteme). Feldstärke und magnetische Induktion haben in diesem Maßsystem die gleiche Dimension, da die Permeabilität in diesem System dimensionslos gesetzt wird; doch darf die Einheit der Induktion nicht deshalb ebenfalls den Namen Gauß erhalten. Von einigen Autoren wird statt der Feldstärke die Induktion mit Gauß bezeichnet. Die elektrostatische C G S-Einheit der magnetischen Feldstärke ist rund gleich $\frac{1}{3} \cdot 10^{-10}$ Gauß.

W. Jaeger.

Gaußsche Abbildung. Die Wirkung eines optischen Instruments beruht auf der Erzeugung optischer Bilder der Gegenstände, d. h. darauf, daß sich Strahlen, die von einem Dingpunkt ausgegangen sind — mindestens ein unendlich dünnes Strahlenbündel — wieder nach einer Anzahl Brechungen und Spiege-

lungen in einem Bildpunkte vereinigen, wobei ihr Vereinigungspunkt auch auf ihrer rückwärtigen Verlängerung liegen kann (Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente. 3. Aufl., S. 33).

Der wichtigste Fall ist der einer ausgerichteten Folge von brechenden (oder spiegelnden) Kugelflächen, deren Mittelpunkte auf einer Geraden, der Achse der Folge, liegen; es können auch zur Achse senkrechte Ebenen darunter sein. Die Gesetze erster Ordnung sind aber auch dieselben, wenn eine oder mehrere der fraglichen Flächen Umdrehungsflächen mit gemeinsamer Achse sind. Ferner ist die bei optischen Instrumenten häufige Einschaltung spiegelnder, zur Lichtrichtung schief stehender Ebenen, kein Hindernis für die Gültigkeit der Gesetze, nur fallen die Achsen auf Ding- und Bildseite nicht zusammen.

Die Gesetze der Abbildung für ein kleines Gebiet (einen „fadenförmigen Raum“) um die Achse und durch dünne Strahlenbündel sind von C. F. Gauß (Dioptrische Untersuchungen, Göttingen, 1841) allgemein abgeleitet worden, nachdem schon im 17. und 18. Jahrhundert eine große Zahl von Regeln gefunden worden war (s. H. Boegehold, Zur Geschichte der Grundpunkte von Linsenfolgen. Ztschr. f. ophthalm. Opt. Bd. 9, 1921).

Nimmt man die Achse der Folge zur X-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems, so kann man einen Lichtstrahl durch folgende Gleichungen bestimmt denken (Gauß):

$$y = \frac{\beta}{n}(x - N) + b; \quad z = \frac{\gamma}{n}(x - N) + c. \quad (1)$$

Hier ist N die X-Koordinate des Scheitels der ersten Fläche, n das Brechungsverhältnis des ersten Mittels. Die Beschränkung auf den fadenförmigen Raum besagt, daß b, β, c, γ kleine Größen sind, deren höhere Potenzen man bei einer ersten Annäherung vernachlässigen kann. Man kann der Gleichung des Strahls nach der Brechung dieselbe Form geben:

$$y = \frac{\beta'}{n'}(x - N) + b_1, \quad z = \frac{\gamma'}{n'}(x - N) + c_1 \quad (2)$$

[n' Brechungsverhältnis des zweiten Mittels¹⁾], und Gauß beweist, daß bis auf Größen höherer Ordnung gilt:

$$b_1 = b, \quad c_1 = c; \quad \beta' = \beta + k b, \quad \gamma' = \gamma + k c. \quad (3)$$

Hier ist $k = -\frac{n' - n}{r}$ (3a), r der Halbmesser

der ersten Linsenfläche, der positiv gerechnet wird, wenn die Fläche dem einfallenden Lichte die erhabene Seite zukehrt.

Der gebrochene Strahl fällt nun auf die zweite Fläche, für den Scheitel sei $x = N'$. Die Gleichungen des Strahls vor der zweiten Brechung sind:

$$y' = \frac{\beta'}{n'}(x - N) + b = \frac{\beta'}{n'}(x - N') + b';$$

$$z' = \frac{\gamma'}{n'}(x - N') + c'. \quad (4)$$

Hier ist $b' = b + t\beta', \quad c' = c + t\gamma',$ wo

$$t = \frac{N' - N}{n'} \quad (5)$$

ist, und auf den durch (4) und (5) bestimmten

¹⁾ Die Gesetze gelten alle auch dann, wenn spiegelnde Flächen vorkommen. Man muß dann nach einer solchen das Brechungsverhältnis dem vor ihr entgegengesetzt gleich annehmen. Über hier auftretende Besonderheiten vgl. man den Artikel „Spiegel“.

Strahl kann man wieder die Gleichungen (2) und (3) anwenden, womit man den Strahl nach der zweiten Brechung erhält. Denkt man sich den Strahl durch beliebig viele Flächen verfolgt, so bleibt für die Änderung der Ausdrücke b, β, c, γ immer eine Beziehung ersten Grades erhalten, man hat, wenn b^0 usw. vor der ersten, b^* usw. nach der letzten Brechung gelten:

$$\begin{aligned} b^* &= gb^0 + h\beta^0; & c^* &= gc^0 + h\gamma^0; \\ \beta^* &= kb^0 + l\beta^0; & \gamma^* &= kc^0 + l\gamma^0. \end{aligned} \quad (6)$$

Hier sind die Größen g, h, k, l von den Halbmessern und Abständen der Flächen, sowie von den Brechungsverhältnissen abhängig; Gauß beweist aber, daß immer $gl - kh = 1$ ist.

Er leitet dann in einfacher Weise folgende Tatsache ab:

Es seien ξ, η, ζ die Koordinaten eines Punktes des einfallenden Strahls, so daß vor der Brechung dessen Gleichungen geschrieben werden können:

$$y = \eta + \frac{\beta^0}{n^0}(x - \xi); \quad z = \zeta + \frac{\gamma^0}{n^0}(x - \xi),$$

so kann man sie nach der letzten Brechung schreiben:

$$y = \eta^* + \frac{\beta^*}{n^*}(x - \xi^*); \quad z = \zeta^* + \frac{\gamma^*}{n^*}(x - \xi^*),$$

wobei $\xi^* = N^* - \frac{n^0 h - g(\xi - N^0)}{n^0 l - k(\xi - N^0)} n^*$. (7)

$$\eta^* = \frac{n^0 \eta}{n^0 l - k(\xi - N^0)}, \quad \zeta^* = \frac{n^0 \zeta}{n^0 l - k(\xi - N^0)}.$$

Hier ist ξ^*, η^*, ζ^* unabhängig von b, c, β, γ ; d. h. alle Strahlen mit unendlich geringer Neigung durch den Punkt ξ, η, ζ gehen nach der Brechung durch ξ^*, η^*, ζ^* ; der letztgenannte Punkt ist ein Bild des erstgenannten, des Dingpunktes. Weiter folgt aus den Gleichungen (7), daß für $\eta^0 = \zeta^0 = 0$ auch $\eta^* = \zeta^* = 0$ ist, sowie daß $\xi^*, \frac{\eta^*}{\eta^0}, \frac{\zeta^*}{\zeta^0}$ nur von ξ^0 , nicht von η^0 und ζ^0 abhängen, also:

1. Den Punkten der Achse entsprechen Punkte der Achse.

2. Den Punkten einer achsensenkrechten Ebene $\xi^0 = \text{const}$ entsprechen Punkte einer achsensenkrechten Ebene $\xi^* = \text{const}$.

3. In zwei einander entsprechenden achsensenkrechten Ebenen (für ein bestimmtes ξ^0 und das entsprechende ξ^*) ist das Verhältnis η^*/η^0 und infolge der Symmetrie das Verhältnis zweier einander entsprechender Linienstücke fest und

zwar $\frac{\eta^*}{\eta^0} = \frac{\zeta^*}{\zeta^0} = \frac{n^0}{n^0 l - k(\xi - N^0)}$; man nennt es die Lateralvergrößerung oder einfach die Vergrößerung; die Abbildung jeder solchen Ebene ist ähnlich. Für negatives $\xi^0 - N^0$ handelt es sich um einen wirklichen Gegenstand, für positives $\xi^0 - N^0$, wo die Dingebene hinter die erste Linsenfläche fiele, ist von einer vorgeschalteten Linse ein Bild entworfen, das der betrachteten Folge als Gegenstand dient und von ihr im allgemeinen an eine andere Stelle, die des neuen Bildes, verlegt wird. Das von der untersuchten Linsenfläche entworfene Bild ist für positives $\xi^* - N^*$ auf einem Schirm auffangbar (reell), für negatives $\xi^* - N^*$ fällt es vor die letzte Fläche, kann also nicht aufgefangen werden (ist virtuell); es wirkt aber hinter der Folge wie ein Gegenstand, d. h. es kann mit einem entsprechend eingestellten Auge oder einem optischen Instrument gesehen oder photographisch aufgenommen werden. Weiter ist stets $\eta^*/\zeta^* = \eta^0/\zeta^0$ oder:

4. Die Achse enthaltende Ebenen werden in sich selbst abgebildet. Dies hätte sich auch schon aus der Symmetrie der Folge schließen lassen. Man kann sich also bei Untersuchung der Eigenschaften der Abbildung auf eine die Achse enthaltende Ebene, etwa die XY-Ebene beschränken. Aus der Form der Gleichungen (2) kann man endlich schließen: Zwischen den Punkten des Gegenstandsraums und denen des Bildraums besteht eine kollineare Beziehung, d. h.

5. Den Punkten einer geraden Linie (wie eines Strahls vor der Brechung) entsprechen die Punkte einer geraden Linie (des gebrochenen Strahls).

6. Den Punkten und Geraden einer Ebene entsprechen die Punkte und Geraden einer Ebene.

Aus der kollinearen Beziehung folgt, wie zuerst E. Abbe ausgeführt hat, daß man eine rein geometrische Theorie der Gaußschen Abbildung aufstellen kann; diese erscheint ohne Rücksicht auf ihre physikalische Entstehung als rein mathematische Beziehung.

Es sind nun zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem der unendlich ferne Punkt der Achse in einen endlichen Punkt F' (bildseitigen Brennpunkt, Focus) oder in den unendlich fernen Punkt abgebildet wird. Im ersten Falle ist der unendlich ferne Punkt wieder das Bild eines endlich entfernten Punktes F , des vorderen Brennpunkts¹⁾. — Nach den Gesetzen der kollinearen Abbildung entspricht einem beliebigen Punkte \tilde{y} der achsensenkrechten Ebene durch F (vorderen Brennebene) ein unendlich ferner Punkt auf der Bildseite; der eine ist durch seine Höhe h , der andere durch eine Richtung u' gekennzeichnet, ebenso entspricht einer Richtung u eine Höhe h' . Jedem durch \tilde{y} gehenden Strahl entspricht ein Strahl, der den Winkel u' mit der Achse bildet. Insbesondere dem achsenparallelen Strahl durch \tilde{y} entspricht ein durch F' gehender Strahl, da F' dem unendlich fernen Punkte der Achse entspricht. Es sei A, A' nun eine andere achsensenkrechte Ebene, A, A' die entsprechende Bildebene; die Schnittpunkte mit der Achse seien A und A' ; $FA = r$, $F'A' = r'$, in der Fig. 1 mögen \mathcal{A} und \mathcal{A}' einander entsprechen; das Verhältnis ihrer Abstände von der Achse $\frac{y'}{y}$ ist die Vergrößerung für das Ebenenpaar A, A' .

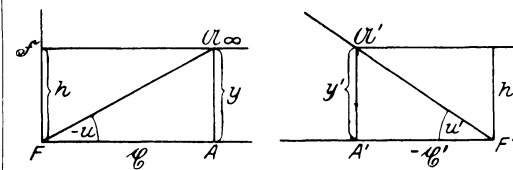


Fig. 1. Der Begriff der Brennweiten $f = \frac{h'}{tg u}$ und $f' = \frac{h}{tg u'}$. Die Beziehungen zwischen den Abständen des Gegenstandes und des Bildes von den Brennpunkten

$$FA = r, \quad F'A' = r', \quad \text{und der Vergrößerung } \beta = \frac{y'}{y}.$$

Aus der Abbildung ist abzulesen

$$y' = -r' \operatorname{tg} u'; \quad y = h \quad \text{a)}$$

Auf ganz dieselbe Weise ist aber auch abzuleiten

$$y' = h'; \quad y = -r \operatorname{tg} u \quad \text{b)}$$

¹⁾ Infolge der Umkehrbarkeit des Lichtweges ist F' auch der Punkt, in dem sich der unendlich ferne Punkt der Achse bei umgekehrter Anwendung der Linsenfolge abbildet.

Nun soll für jeden Wert von ξ' der Quotient $\frac{y'}{y} = \text{constant}$ sein, d. h. $\frac{h}{\text{tg } u'}$ und $\frac{h'}{\text{tg } u}$ hängen nicht von der Höhe und Neigung, sondern nur von der Folge (den Halbmessern, Abständen und Brechungsverhältnissen) ab. Man setzt:

$$\frac{h}{\text{tg } u'} = f' \text{ (hintere Brennweite);}$$

$$\frac{h'}{\text{tg } u} = f \text{ (vordere Brennweite).}$$

Aus a) und b) folgt für die Vergrößerung:

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{\xi'}{f'} = -\frac{f}{\xi} \quad (II)$$

ferner für die Abstände vom Brennpunkt $f \xi = \xi' \xi'$. (III)

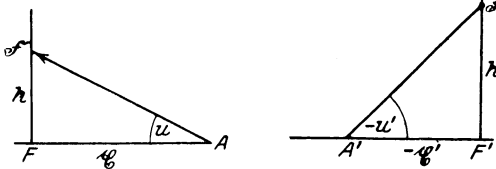


Fig. 2. Die Abhängigkeit der Winkel mit der Achse (u, u') im Dingraum und Bildraum.

Denkt man sich durch A und A' (Fig. 2) entsprechende Strahlen gezeichnet, die mit der Achse die Winkel u und u' bilden²⁾, so wird

$$h = \xi \text{ tg } u, \quad h' = \xi' \text{ tg } u',$$

hieraus und aus (I)

$$(h = f' \text{ tg } u', \quad h' = f \text{ tg } u)$$

folgt nochmals $f \xi = \xi' \xi'$ (III); aber auch

$$\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = \frac{\xi}{f'} = \frac{f}{\xi'} \quad (IV)$$

Die Gleichungen zeigen, daß durch die Lage von F, F'; ferner f und f' die Abbildung völlig gekennzeichnet ist; einander entsprechende Punkte auf der Achse werden durch (III), solche außerhalb der Achse durch (II), einander entsprechende Strahlen durch (IV) bestimmt.

Die Größe $\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u}$ wird Winkelvergrößerung,

Konvergenzverhältnis genannt und wohl mit γ bezeichnet. Außer β und γ gibt man auch wohl für einen Punkt der Achse die Tiefenvergrößerung (Vergrößerung eines Achsenstückchens) an, sie wird durch den Differentialquotienten $d\xi'/d\xi = \alpha$ bestimmt, und es läßt sich zeigen, daß die Beziehung besteht $\alpha \cdot \gamma/\beta = 1$.

Außer den Brennpunkten und den in ihnen achsenkrechten Ebenen (Brennebenen) verwendet man auch andere Ausgangspunkte.

Für $\xi = -f$ ist $\xi' = -f'$, $\beta = 1$, der Gegenstand wird in gleicher Größe und Lage abgebildet (Hauptpunkte, Hauptebenen³⁾); für $\xi = f$, $\xi' = f'$, $\beta = -1$; der Gegenstand wird in gleicher Größe und entgegengesetzter Lage abgebildet (negativer Hauptpunkt).

Für $\xi = f'$ ist $\xi' = f$, $\text{tg } u' = \text{tg } u$; der ausfahrende Strahl ist dem eintretenden parallel (Knotenpunkt),

entsprechend werden auch negative Knotenpunkte eingeführt.

Abstände und Vergrößerungen bezieht man auch gerne auf die Hauptpunkte, man hat dann zu setzen (Fig. 3): $\xi = -f + a$, $\xi' = -f' + a'$, es wird aus (III):

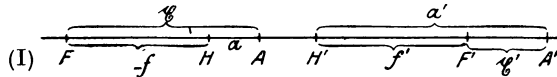


Fig. 3. Die Beziehung der Abstände auf die Hauptpunkte H und H'. f und $-f'$ sind durch $-f$ und f' zu ersetzen.

$$aa' - af' - a'f = 0;$$

$$\frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} - 1 = 0 \quad (a' = \frac{af'}{a-f}) \quad (V)$$

$$\text{Aus (II): } \beta = \frac{f' - a'}{f'} = \frac{f}{f - a} = -\frac{f}{f'} \cdot \frac{a'}{a} \quad (VI)$$

Statt durch Formeln kann man die Abbildung auch durch Zeichnung bestimmen, wenn die Brennpunkte F, F' und die Brennweiten, damit auch die Hauptpunkte H, H' und die Knotenpunkte K, K' gegeben sind.

1. Gegeben ein einfallender Strahl 1 2, gesucht der gebrochene Strahl (nach Gauß und Listing, Fig. 4). 1 2 schneide die vordere Brennebene in 1, die vordere Hauptebene in 2, F 3 || 1 2 schneide die vordere Hauptebene in 3; 2 4 parallel zur Achse die hintere Hauptebene in 4, 3 5 parallel zur Achse die hintere Brennebene in 5, 4 5 ist

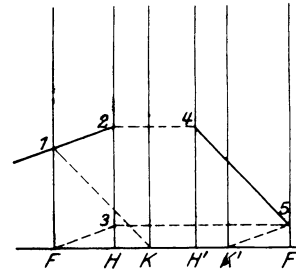


Fig. 4. Zeichnung d. gebrochenen Strahls 4 5 nach Gauß und Listing, wenn der einfallende Strahl 1 2, die Brennpunkte F, F'; H, H'; K, K' gegeben sind.

der gesuchte Strahl. (4 entspricht nach der Eigenschaft der Hauptebenen auf der Bildseite 2, 5 entspricht dem unendlich fernen Punkte von F 3 oder 1 2, die Verbindungslinie 4 5 also der Linie 1 2.) Einfacher mit Hilfe der Knotenpunkte, nach Bestimmung von 4 ist K' 5 || 1 2 oder auch 4 5 || 1 K.

2. Gegeben ein Punkt A in der Achse, gesucht sein Bildpunkt. Er kann durch Zeichnung von zwei durch ihn gehenden Strahlen oder nach Möbius¹⁾ so gefunden werden (Fig. 5):

Errichte in beiden Brennpunkten Senkrechte auf der Achse F $\xi = -f$, F' $\xi' = f'$; beschreibe über $\xi \xi'$ als Durchmesser einen Kreis A ξ , schneide diesen in K, K', die Achse in A', so ist A' der gesuchte Punkt.

Aus $\angle K A A' + \angle K A' A = 90^\circ$ folgt, daß $\triangle A F \xi \sim \triangle F' \xi' A'$; $F A : F \xi = F' \xi' : F' A'$, $-\xi : -f = f' : \xi'$.

3. Gegeben ein Punkt B außerhalb der Achse, gesucht sein Bildpunkt, Zeichnung nach Gauß und Listing (Fig. 6). Zieht man B 1 parallel zur Achse

¹⁾ Die Bezeichnung β für die Vergrößerung ist nicht mit der Gaußschen Größe in Gleichung (1) zu verwechseln.

²⁾ u und u' sind andere Winkel als in der ersten Zeichnung, doch haben sie den nämlichen Wert wie dort.

³⁾ Aus $\xi = -f$, $\xi' = -f'$ folgt die häufig angewandte Erklärung der Brennweite als des Abstandes des Brennpunkts vom Hauptpunkte.

¹⁾ Möbius gibt die Zeichnung nur für den Fall, daß das erste und letzte Mittel dasselbe (nach IX also $f = -f'$) ist, ihre erste Verallgemeinerung rührt von F. Lippich (1871) her, vgl. hierüber, wie über die vorliegende Aufgabe überhaupt einen Aufsatz von H. Erfle: Übersichtliche Zeichenverfahren zur Ermittlung der Achsenbildpunkte. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. Bd. 41, 351—354, 366—368. 1920.

bis zum Schnitt 1 mit der hinteren Hauptebene und dann 1 F'; ferner BF bis zum Schnitt 2 mit der vorderen Hauptebene, dann 2 B' parallel zur Achse; endlich BK und K' B' || BK, so ent-

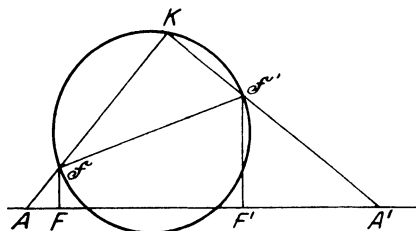


Fig. 5. Das Bild (A') eines Achsenpunktes A gezeichnet nach Möbius.

spricht die Linie 1 B' der Linie B 1, die Linie 2 B' der Linie B 2, K' B' entspricht B K, zwei von den Linien bestimmen also den Bildpunkt B'.

Aus der Formel (7) folgt für $\xi = \infty$

$$\xi^* = N^* - \frac{g}{k} n^*.$$

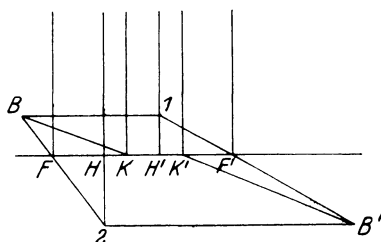


Fig. 6. Das Bild (B') eines Punktes außer der Achse B, nach Gauß und Listing.

Diese Formel bestimmt den Ort des hinteren Brennpunkts. Bei einer einzelnen Fläche ergeben Formel (3)

und (3a) im Vergleich mit (6) $g = 1, k = -\frac{n' - n}{r}$,

also:

$$\xi^* = N + \frac{r}{n' - n} n'.$$

Aus $b = b_1$ folgt, daß der Hauptpunkt hier mit der Fläche zusammenfällt, es ist also nach Anm. 3 auf S. 422

$$f' = \frac{r}{n' - n} n'. \quad (Ia)$$

Denkt man sich das Licht in umgekehrter Richtung durchgehend, so würden n' und n ihre Rolle vertauschen, r das entgegengesetzte Vorzeichen erhalten:

$$\xi^* = N + \frac{r}{n' - n} n.$$

Hierdurch wird der vordere Brennpunkt bestimmt; mit Rücksicht auf die Rechnung in umgekehrter Richtung hat man für die vordere Brennweite

$$f = -\frac{r}{n' - n} n, \quad (Ib)$$

also

$$f' = -\frac{n'}{n} f. \quad (Ic)$$

Es seien nun zwei Linsenfolgen hintereinander geschaltet, und die Aufgabe gestellt, die kennzeichnenden Werte für die aus beiden zusammengesetzte Folge zu bestimmen.

1. Folge: Brennpunkte F_1, F_1' , Brennweiten f_1, f_1'
2. " " " F_2, F_2' , " f_2, f_2' .

Zusammengesetzte Folge:

Brennpunkte F, F', Brennweiten f, f'.

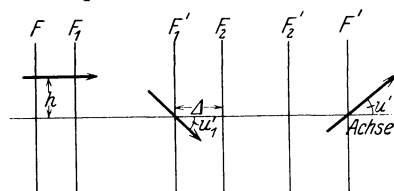


Fig. 7. Die Zusammensetzung zweier Abbildungen, deren Brennebenen und Brennweiten gegeben sind.

Setzt man $F_1'F_2 = \Delta$, so wird der unendlich ferne Punkt durch die erste Folge in F_1' abgebildet, für die zweite Folge ist $\xi = -\Delta$, also nach (III)

$$F_2'F' = -\frac{f_2 f_2'}{\Delta}. \quad (VII)$$

Denkt man sich die beiden Linsenfolgen in umgekehrter Richtung vom Licht durchlaufen, so gibt dasselbe Verfahren

$$F_1F = \frac{f_1 f_1'}{\Delta}. \quad (VIIa)$$

Ferner wird nach (I) und (IV)

$$\frac{h_1}{\text{tg } u_1} = f_1', \quad \frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u_1} = \frac{\text{tg } u_2'}{\text{tg } u_2} = -\frac{\Delta}{f_2'}$$

also $f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}$, (VIII)

und ebenso

$$f = +\frac{f_1 f_2}{\Delta}. \quad (VIIIa)$$

Die Formeln gelten natürlich auch für zwei einzelne Flächen; die Brechungsverhältnisse der Mittel seien n, n', n''; so ist $f_1' = -\frac{n'}{n} f_1$;

$f_2' = -\frac{n''}{n'} f_2$; hieraus folgt: $f' = -\frac{n''}{n} f$.

Ist eine dritte Fläche dahinter geschaltet, so ist bei entsprechender Bezeichnung $f_3' = -\frac{n'''}{n''} f_3$,

woraus für die aus drei Flächen bestehende Folge wieder $f' = -\frac{n'''}{n} f$ folgt, allgemein

$$f' = -\frac{n^*}{n^0} f, \quad (IX)$$

es ist also das Verhältnis der beiden Brennweiten stets gleich dem negativen Verhältnis des ersten und letzten Brechungsverhältnisses. Für den Fall, daß auf beiden Seiten dasselbe Mittel, gewöhnlich Luft ist, sind die Brennweiten entgegengesetzt gleich. Hieraus folgt, daß die Hauptpunkte dann mit den Knotenpunkten zusammenfallen¹⁾. Hat man eine unendlich dünne Linse, d. h. zwei Flächen, die einander so nahe sind, daß man den Abstand gegen die beiden Brennweiten vernachlässigen kann, so ist $\Delta = f_1' - f_2$; $f =$

¹⁾ Aus (VI) und (IX) folgt $\beta = \frac{n^0 a'}{n^* a}$; wenn auf beiden

Seiten Luft, so ist $\beta = \frac{a'}{a}$; die Vergrößerung ist das Verhältnis der Abstände von den Hauptpunkten (bei einer unendlich dünnen Linse das Verhältnis der Abstände von der Linse).

$\frac{f_1 f_2}{f_1' - f_2} = -\frac{f_1' f_2'}{f_1' - f_2}$. Ist auf beiden Seiten der Linse Luft, so ist nach (Ia) und (Ib)

$f_1 = -\frac{r_1}{n-1}$; $f_1' = \frac{r_1}{n-1} n$; $f_2 = \frac{r_2}{n-1} n$, $f_2' = -\frac{r_2}{n-1}$, wo n das Brechungsverhältnis des Mittels ist; r_1, r_2 die beiden Halbmesser sind:

$$f' = \frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_2 - r_1)};$$

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = -\frac{1}{f}. \quad (\text{X})$$

Bei einer unendlich dünnen Linse kann man sagen: die Brennweite ist der Abstand des Brennpunkts von der Linse. Allgemein läßt sich für Linsen in Luft die Gleichung (V) schreiben $\frac{1}{a'} = \frac{1}{a} + \frac{1}{f'}$.

Ist nun f' positiv, so gibt eine unendlich dünne Linse für einen wirklichen Gegenstand (a negativ), ein wirkliches Bild (a' positiv), wenn $-a > f'$ ist, für $-a < f'$ wird a' negativ und, weil $-a' > -a$, liegt das scheinbare Bild weiter hinter der Linse als der Gegenstand. Solche Linsen machen divergentes Licht konvergent oder weniger divergent. — Für negatives f' entspricht negativem a ein negatives a' , und $-a' < -a$, das Bild wird genähert, das Licht wird stärker divergent. Man bezeichnet daher dünne Linsen mit positivem f' als Sammellinsen, mit negativem f' als Zerstreuungslinsen und überträgt den Ausdruck auch auf Linsenfolgen von endlicher Dicke, wo man wohl von „kollektiven und dispansiven Systemen“ (sammelnden und zerstreuen den Folgen) spricht¹⁾.

Von Wichtigkeit ist nun noch die Zusammensetzung zweier Linsenfolgen, wo $\Delta = 0$ ist, also der vordere Brennpunkt der zweiten Folge mit dem hinteren Brennpunkte der ersten zusammenfällt.

Hier wird $f = \infty$, $f' = \infty$. Es entspricht dann für die zusammengesetzte Folge dem unendlich fernen Punkte der unendlich ferne Punkt. Da kein wirklicher Brennpunkt vorhanden ist, spricht man von afokalen (brennpunktlosen) Systemen, oder, da der Fall beim Fernrohr eintritt, auch von teleskopischen²⁾. Für die Vergrößerung einer zusammengesetzten Linsenfolge hat man aus Formel (II)

$$\beta = \frac{x_1'}{f_1'} \cdot \frac{f_2}{x_2}, \text{ für } \Delta = 0 \text{ ist aber } x_2 = x_1', \text{ also}$$

$$\beta = \frac{f_2}{f_1'}. \quad (\text{XI})$$

Aus Gleichung (IV) folgt:

$$\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = \left(\frac{f_1}{x_1'} \right) \left(\frac{x_2}{f_2} \right) = \frac{f_1}{f_2}. \quad (\text{XII})$$

¹⁾ Für unendlich dünne Linsen fallen beide Knotenpunkte und Hauptpunkte in einen Punkt zusammen. Ein durch diesen Punkt gehender Strahl wird wegen der Eigenschaften der Knotenpunkte nicht abgelenkt. — Ferner sind die negativen Hauptpunkte um die doppelte Brennweite von der Linse entfernt.

Die Vorzeichen der Winkel und Längen (insbesondere der Brennweiten) habe ich so angenommen, wie es in der rechnenden Optik am üblichsten ist. Gauß und Abbe hatten $f = -h'/\text{tg } u$, $f' = -h/\text{tg } u'$ gesetzt, hiernach hatte ich in erster Auflage des Handwörterbuchs verfahren. Es findet sich auch $f = -h'/\text{tg } u$, $f' = h/\text{tg } u'$.

²⁾ Auch eine ebene Fläche oder eine Reihe von solchen sind brennpunktlose Folgen.

³⁾ x_1' der Abstand des vom ersten Teil entworfenen Bildes vom hinteren Brennpunkt, x_2 der Abstand desselben Bildes vom vorderen Brennpunkt der zweiten Folge.

Hieraus folgt zunächst, daß sowohl die Vergrößerung wie das Verhältnis der Winkeltangenten (die Winkelvergrößerung γ) hier für alle Punkte denselben Wert hat.

Bei Fernrohren grenzen beide Linsenfolgen (Objektiv und Okular) stets an Luft, dann ist

$$\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = \frac{1}{\beta}. \quad (\text{XIIa})$$

Da nun der Beobachter das ferne Bild eines fernen Gegenstandes beobachtet, so ist $\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = N$

die Fernrohrvergrößerung. $\beta = \frac{1}{N}$ ist hingegen

die Vergrößerung, die das Bild eines endlichen Gegenstandes hat, über ihre Bedeutung vgl. die Artikel: Himmelsfernrohr, Holländisches Fernrohr.

Die Gesetze der Gaußschen Abbildung sind unter Annahme unendlich engen Gesichtsfeldes und unendlich dünner Strahlenbündel abgeleitet. Wendet man sie, wie es in der Praxis immer und immer wieder geschieht, auf Fälle an, wo beide Größen endlich sind, so ist stets die Frage, mit welcher Annäherung man zu richtigen Ergebnissen kommt. Die Abweichungen von dem Idealfall sind die sphärische und die Farbenabweichung.

Daß die Gesetze der Gaußschen Abbildung bei einer Flächenfolge streng für den ganzen Raum Geltung hätten, ist sogar, von gewissen einfachen Fällen abgesehen, mit den Grundgesetzen der geometrischen Optik (s. d.) unvereinbar, und selbst die Erfüllung wesentlich eingeschränkter Forderungen ist als unmöglich nachgewiesen worden.

Da eine Linsenfolge, wenn man von diesen Mängeln absieht, gekennzeichnet ist durch die Lage der Brennpunkte und die beiden Brennweiten, so wird häufig die Aufgabe gestellt, diese Größen durch Messung zu bestimmen, ohne die einzelnen Flächen zu untersuchen. Die verschiedenen Möglichkeiten sind ausführlich auseinandergesetzt bei Czapski-Eppenstein S. 632—652. — Die Brennpunkte kann man meistens festlegen, indem man das Bild eines fernen Gegenstands auf beiden Seiten auffängt und den Abstand der Auffangebene von einer mit der Folge fest verbundenen Ebene (Fassungsrund) bestimmt. — Beobachtet man dann mit einer Lupe die lineare Ausdehnung h' eines Bildes in der Brennebene, dessen Gegenstand eine unmittelbar zu messende Winkelausdehnung u hat, so erhält man die Brennweiten aus $f = -f' = \frac{h'}{\text{tg } u}$. (Auf beiden Seiten Luft angenommen.) Liegt

das Bild im Sinne der Lichtbewegung vor der letzten Fläche, ist also nicht auffangbar, so muß man ein Fernrohr dahinter setzen, durch Folge und Fernrohr den Gegenstand beobachten, dann die Folge entfernen und die Lage einer Marke bestimmen, die bei gleichem Auszug des Fernrohrs scharf erscheint.

Gauß wies darauf hin, daß man Brennpunkt und Brennweite einer Linsenfolge in Luft bestimmen kann, wenn man die Bilder von drei Gegenständen auffängt und die Abstände aller sechs Ebenen von einer gegebenen bestimmt. Die Gleichung (III) ist $x_1' = -f'^2$; dies geht, wenn man die gemessenen Abstände von der festen Ebene für die Gegenstände mit x_1, x_2, x_3 , für die Bilder mit x_1', x_2', x_3' bezeichnet, ferner die gesuchten Abstände der Brennebenen mit x_0, x_0' bezeichnet, über in:

$$\begin{aligned}(x_1 - x_0)(x_1' - x_0') &= -f'^2, \\ (x_2 - x_0)(x_2' - x_0') &= -f'^2, \\ (x_3 - x_0)(x_3' - x_0') &= -f'^2,\end{aligned}$$

woraus die drei Unbekannten x_0 , x_0' , f' zu bestimmen sind.

Anstatt dessen kann man die lineare Vergrößerung eines verschiebbaren Gegenstandes in zwei verschiedenen Lagen bestimmen: Es ist $\xi_1 = -\frac{f}{\beta_1}$;

$\xi_2 = \frac{f}{\beta_2}$, und für die Verschiebung e folgt

$$e = \xi_2 - \xi_1 = -f \left(\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right),$$

$$-f = f' = \frac{e}{\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}}.$$

Zur Bestimmung der Brennweite braucht man also nur die Verschiebung und die Vergrößerungen zu beobachten. — Bestimmt man den Abstand a_1 der ersten Lage von einer festen Ebene, so ist der Abstand des vorderen Brennpunkts von dieser

$$a_1 - \xi_1 = a_1 - \frac{f}{\beta_1}.$$

Auf diese Weise kann man die Brennweite und den vorderen Brennpunkt festlegen, ohne die Lage eines Bildes genau einstellen zu müssen, und dadurch eine Quelle von Beobachtungsfehlern vermeiden. (Den anderen Brennpunkt kann man bestimmen, wenn man die Linsenfolge umkehrt.) Dies Verfahren wird bei dem Fokometer von Abbe angewandt.

H. Boegehold.

Näheres s. Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth 1924, S. 33—71, 632—652; M. v. Rohr, Die Theorie der optischen Instrumente. I. Bd. Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkte der geometrischen Optik. Berlin, J. Springer, 1904, S. 83—123. In beiden Werken ist eine große Zahl weiterer Quellen, darunter auch die Urschriften von Bessel, Gauß usw. angeführt.

Gaußsche Hauptlage s. Magnetometer.

Gaußsche Spiegelablesung. Die Ablesungsgenauigkeit, welche man für den Winkelausschlag bei drehbaren Systemen erhält, die mit einem materiellen Zeiger verbunden sind, wird sehr erheblich vergrößert durch die Verwendung eines Lichtzeigers, dem man eine sehr große Länge erteilen kann. Diesen Zeiger erhält man dadurch, daß man an dem drehbaren System einen Spiegel befestigt, dessen Drehung durch optische Methoden gemessen wird. Je nachdem man eine beleuchtete Skala und Fernrohrablesung oder einen Lichtspalt bzw. leuchtenden Faden benutzt, dessen Bild auf einer Skala entworfen wird, erhält man die subjektive oder objektive Ablesung (s. d.). W. Jaeger.

Gaußsche Wägung s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Gaußscher Satz (Gaußscher Integralsatz, vermittelt den Übergang vom Flächen- zum Volumintegral). Die Summe der unendlich kleinen Teile einer geschlossenen Fläche, ein jeder multipliziert mit dem Betrage der nach innen gerichteten Normalkomponenten der magnetischen Kraft, ist gleich der (-4π) -fachen Summe der eingeschlossenen freien Magnetismengen. Die Zahl der eine beliebig gelegene Fläche von 1 qcm durchsetzenden Krafttröhren ist gleich der Kraftkomponente senkrecht zu dieser Fläche. Der gesamte Kraftfluß ins

Innere einer geschlossenen Fläche hinein ist gleich der (-4π) -fachen Summe des eingeschlossenen Magnetismus. Güntherschulze.

Gaußsches Fehlergesetz s. Fehlertheorie.

Gaußsches Maßsystem s. Absolutes Maßsystem.

Gauß-Webersche Einheiten s. Absolutes Maßsystem.

Gay Lussacsches Gesetz. Gay Lussac fand auf experimentellem Wege, daß eine große Anzahl Gase, ja sogar Ätherdampf, sich bei Abkühlung von der Temperatur des siedenden Wassers auf diejenige des schmelzenden Eises im Verhältnis von 1,375:1 zusammenziehen. Bei Einführung der hundertteiligen Temperaturskala und unter der Annahme, daß der Ausdehnungskoeffizient α der Gase, für den nach Gay Lussac der Zahlenwert 0,00375 anzusetzen wäre, unabhängig von der Temperatur ist, ergibt sich $v = v_0(1 + \alpha t)$, wenn v_0 das Volumen v des Gases bei $t = 0^\circ$ bezeichnet. Diese Gleichung, welche der mathematische Ausdruck für das Gay Lussacsche Gesetz ist, gilt indessen nur streng für ein sog. ideales Gas oder für reale Gase, die sich unter geringem Druck befinden. Unter dieser Einschränkung ist nach dem neuzeitlichen Stand der

Forschung $\alpha = 0,0036608$ zu setzen. Da $\alpha = \frac{1}{T_0}$

ist, wenn man mit T_0 die absolute Temperatur des Eispunktes bezeichnet, so läßt sich obige

Gleichung auch schreiben $v = v_0 \frac{T}{T_0}$.

Alle realen Gase zeigen, außer bei sehr geringen Drucken, Abweichungen vom Gay Lussacschen Gesetz. Diese Abweichung wird bestimmt durch

die Größe des Ausdrucks $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v$, der bei

Gültigkeit des Gay Lussacschen Gesetzes den Wert 0 hat, im übrigen aber nach einer strengen Folgerung der Thermodynamik durch das Produkt der spezifischen Wärme konstanten Volumens und des differentialen Joule-Thomson-Effekts (s. d.) bei der Druckänderung $\Delta p = 1$ gemessen wird. Danach fällt also der Zustand, bei dem das Gay Lussacsche Gesetz bei differentialer Temperaturänderung für ein reales Gas gilt, mit dem Zustand zusammen, in dem bei differentialer Druckänderung das Gas keinen Joule-Thomson-Effekt zeigt.

Das Gay Lussacsche Gesetz ist eine der Grundlagen zur praktischen Messung der Temperatur. Man verfährt so, als ob das Gesetz streng gültig wäre. Dann ist für das Meßgas nur die Kenntnis des Ausdehnungskoeffizienten α zwischen 0 und 100° erforderlich. Er ergibt sich zu

$$\alpha_{0,100} = \frac{1}{100} \left(\frac{v_1}{v_0} - 1 \right),$$

wenn v_1 das Gasvolumen bei 100° bezeichnet. Auf diese Weise aber erhält man durch ein auf der Volumenänderung eines realen Gases beruhendes Gasthermometer „konstanten Druckes“ nicht die Temperatur, die der Ausdehnung eines idealen Gases entspricht.

Ist die Zustandsgleichung des Gases gegeben, so läßt sich berechnen, um welchen Betrag der mittlere Ausdehnungskoeffizient $\alpha_{0,t}$ eines Gases zwischen den Temperaturen 0 und t von seinem mittleren Wert $\alpha_{0,100}$ zwischen 0 und 100° abweicht. Aus dieser Abweichung läßt sich weiter der Unterschied ableiten, der zwischen der (nach der oben gegebenen Regel ermittelten) Temperatur t' eines Gasthermometers konstanten Druckes und der wahren

Temperatur t (nach der Skala eines idealen oder stark verdünnten Gases) besteht. Die Differenz $t-t'$ fällt für die Temperaturmessung um so stärker ins Gewicht, je näher die Temperatur t an die Kondensationsgrenze der Gasfüllung rückt. Sie ist für alle Temperaturen außer zwischen 0 und 100° positiv.

Für Helium vom Druck 1 mHg gelten folgende Zahlen:

t	0	-50	-100	-150	-200	-250°
$t-t'$	$\pm 0,000$	$+0,002$	$+0,006$	$+0,018$	$+0,046$	$+0,195^0$

Der zwischen 0 und 100° geltende mittlere Ausdehnungskoeffizient α der realen Gase hängt vom Druck ab. Bei Helium und Wasserstoff wird er mit zunehmendem Druck geringer (etwa 0,05% pro Atmosphäre), bei allen übrigen Gasen wächst er mit dem Druck (so bei Stickstoff um etwa 0,35% pro Atmosphäre).

Henning.

Gebirge. Großformen der Landerhebungen, die beträchtlichen Umfang besitzen, eine gewisse Steilheit in den Böschungsverhältnissen und meist einen mehrfachen Wechsel von Einsenkungen und Aufragungen der Erdoberfläche aufweisen. Einzelgebirge finden sich häufig zu ganzen Gebirgssystemen zusammengeschlossen, die weite Länderäume durchziehen können. Bei der Einteilung nach der Höhe begnügt man sich meist mit der Dreigliederung in Hügelland (bis 500 m), Mittelgebirge (bis 1500 m) und Hochgebirge (über 1500 m). Auf der Art ihrer Entstehung gründen sich zahlreiche verschiedene und zum Teil sehr ins einzelne gehende Einteilungsversuche. Am schärfsten durchführbar ist die Unterscheidung der tektonischen, vulkanischen und Erosions-Gebirge.

1. Die tektonischen Gebirge sind hauptsächlich durch Faltungen und Brüche der Erdkruste (s. Dislokationen) entstanden. Sie umfassen die weitaus größte Mehrzahl aller Gebirge. Die Faltengebirge, die aus mehreren parallel verlaufenden Falten bestehen, erreichen häufig große Höhen. Sie ziehen in der Richtung der Falten, also senkrecht zur Richtung des Gebirgsdruckes, oft viele Tausende von Kilometern weit hin, so daß die langgestreckte, meist etwas bogenförmige Gestalt eine charakteristische Eigenschaft dieses Gebirgstypus ist. Solche Kettengebirge sind z. B. Alpen, Karpathen, Himalaya, Anden und viele andere. Im Querprofil zeigen sie einen unsymmetrischen Bau, indem auf der einen Seite der Faltungszone eine ungefaltete starre Scholle liegt, die sich meist scharf von dem gefalteten Lande abhebt, während auf der anderen Seite die Faltung in einzelnen Wellen gleichsam austönt. Wohl in allen Faltengebirgen treten außerdem Brüche auf, die jedoch auch für sich Gebirge (Schollengebirge) erzeugen können. Man bezeichnet solche als Bruchstufen, wenn durch eine Verwerfung ein Steilabfall geschaffen ist, als Horst, wenn ein Stück der Erdkruste dadurch isoliert worden ist, daß rings herum das Land durch Verwerfungen in die Tiefe gesunken ist. Mannigfaltige Übergänge und Kombinationen mit anderen Gebirgstypen verleihen den tektonischen Gebirgen überaus wechselnde Formen und Landschaftsbilder.

2. Die vulkanischen Gebirge sind durch vulkanische Ausbrüche (s. Vulkanismus), also durch Aufschüttung entstanden. Nach ihrem inneren Bau unterscheidet man einerseits homogene, d. h. aus gleichartigem ausgeflossenem Lavamaterial aufgebaute Vulkanberge, andererseits Schicht- oder

Stratovulkane, bei denen feste Lavaschichten mit lockeren Tuffmassen und anderen vulkanischen Auswurfsprodukten abwechseln. Die ersteren sind selten und weisen wegen der Dinnflüssigkeit der Lava eine flache, meist schildähnliche Form auf. Die letzteren haben eine weite Verbreitung in allen Erdteilen und zeigen in ihrer reinen Gestalt die Form eines Kegels, dessen Wände mitunter eine so steile Böschung haben, wie dem Maximalböschungswinkel des Materials entspricht, d. i. 30—35°. Typisch für alle Vulkanberge ist die auf ihrem Gipfel gelegene Ausbruchsstelle, der Krater, eine nahezu kreisförmige, rings von dem steil nach innen abfallenden Kraterwand umgebene kesselförmige Einsenkung, an deren tiefster Stelle der Eruptionsschlot mündet. Auffällig ist die Tatsache, daß die meisten noch tätigen Vulkane auf Inseln oder in Küstenländern vorkommen.

3. Die Erosionsgebirge sind übrig gebliebene Reste eines Tafellandes, das durch Flußerosion (s. d.) zum großen Teile zerstört oder abgetragen worden ist (s. Denudation). Eines der bekanntesten Beispiele ist das Elbsandsteingebirge.

Die Gebirge sind nicht auf das Land beschränkt. Auch der Meeresboden trägt solche. Von ihnen ist jener untermeerische, mehrere tausend Meter hohe Gebirgszug, der den Atlantischen Ozean in seiner Mitte von Norden nach Süden durchzieht und auch die Krümmungen von dessen Ost- und Westküste mitmacht, einer der gewaltigsten und noch am besten bekannten.

Die Oberflächenentwicklung der Gebirge zeigt im Gegensatz zu der fortschreitenden Entwicklung des organischen Lebens auf der Erde einen Kreislauf (Zyklus): 1. Mächtige Sedimentablagerung auf dem Boden der Ozeane, 2. Faltung und Aufwölbung des Meeresgrundes bis hoch über den Wasserspiegel, 3. Abtragung durch Destruktion (s. d.), die in einer erneuten Ablagerung auf dem Meeresboden endet, womit der Kreislauf geschlossen ist. Neuerdings haben sich daher für die Beschreibung von Bergformen die Bezeichnungen jugendlich, reif und greisenhaft eingebürgert (s. Geomorphologie). Mitunter sind von mächtigen, reich gegliederten Kettengebirgen nur noch verhältnismäßig niedrige abgerundete Erhebungen übriggeblieben, die sich im Greisenstadium befinden. Man bezeichnet sie als Rumpfgebirge. Je länger ein Gebirge der Denudation ausgesetzt ist, desto mehr verlieren sich in den Höhenverhältnissen seiner einzelnen Gipfel die ursprünglichen Verschiedenheiten, bis schließlich die Gipfelhöhen fast alle in ein und derselben Ebene, der Gipfelflur, liegen. Es gehört daher zu den Seltenheiten, daß sich aus einem niedrigen Gebirge ein einzelner Gipfel zu weit überragender Höhe erhebt. Der höchste Berg der Erde, der Mount Everest mit 8880 m Höhe, gehört also nicht durch Zufall dem gewaltigsten Gebirgsmassiv der Erde, dem Himalaya, an. Nur Vulkanberge, die gewissermaßen als parasitäre Gebirge der Erdkruste aufgesetzt sind, können als isolierte Gipfel große Höhen erreichen. In der Breitenzone zwischen 30° und 40° nördlicher Breite drängen sich die höheren Gebirge mehr zusammen als in anderen Zonen, so daß hier die mittlere Höhe am größten ist. Auch sonst weist die Anordnung der Gebirgskämme merkwürdige Züge auf. So herrscht z. B. in der alten Welt eine annähernd west-östliche Streichrichtung vor, während in der neuen Welt der Verlauf haupt-

sächlich ein meridionaler ist. Von großer Bedeutung für das Wirtschaftsleben sind die Gebirge als Wasser-, Wetter- und Klimascheiden.

O. Baschin.

Näheres s. O. Wilckens, Allgemeine Gebirgskunde. 1919.

Gebirgsmagnetismus. Der Eigenmagnetismus der Gebirge ist auf ihre Zusammensetzung aus magnetischen Gesteinen zurückzuführen (s. Gesteinsmagnetismus).

A. Nippoldt.

Gebläsebrenner. Wo intensivere Erhitzungen notwendig sind, verwendet man an Stelle des mit unzureichender beschränkter Luftansaugung arbeitenden Bunsenbrenners Brenner mit abgeschlossener Fußkonstruktion, in denen durch Überdruck in verstärktem Maße Verbrennungsluft oder Sauerstoff, bzw. auch das Brenngas unter Druck zugeführt wird. Durch die hierdurch bewirkte erhöhte Ausstrahlungsgeschwindigkeit erhält man gleichzeitig eine steife, blasende, bequem zu richtende Flamme. Vgl. „Knallgasgebläse“, „Schweißbrenner“.

Carl Müller.

Gebläseöfen. Der einfachste Laboratorium-Gebläseöfen für feste Brennstoffe ist der Schachtöfen nach Deville, in dem als Feuerungsmaterial Gaskoks unter Zuführung von Gebläseluft verbrannt wird. (Erreichbare Temperatur 2000°.) Bei Gasgebläseöfen, die auch mit verdampften flüssigen Brennstoffen betrieben werden können, gibt man, um möglichst wirbelfreies intensives Durchströmen und gute Ausnutzung der Verbrennungsgase zu erzielen, der Gebläseflamme zweckmäßig tangentialen Eintritt und spiralige Führung um das Heizgut.

Carl Müller.

Gebrochene Fernrohre. Unter diesem Namen sollen alle Fernrohre zusammengefaßt werden, deren optische Achse nicht geradlinig verläuft, sondern vielmehr an einer oder mehreren Stellen Knickungen (Ablenkungen) erfahren hat.

1. Fernrohr mit seitlichem Einblick. Will man ein gerades Erdfernrohr in ein solches mit seitlichem Einblick verwandeln, dann muß man ein in der wagerechten Ebene ablenkendes Prisma an der gewünschten Knickstelle in den Strahlengang einschalten. Als solches Prisma kommt das in der Einleitung des Artikels „Umkehrprismensystem“ genannte Gouliersche Fünfseitprisma in Betracht. Dieses Prisma kehrt das Bild weder in der Höhen- noch in der Seitenrichtung um; es lenkt lediglich die gesamte Bildebene um den Winkel zwischen Eintrittsachse und Austrittsachse ab. Ein Fernrohr mit seitlichem Einblick und möglichst einfacher Bauart entsteht aus einem astronomischen Fernrohr dadurch, daß (beispielsweise zwischen Objektiv und Objektivbrennebene) ein (häufig um 90° ablenkendes) Amicisches Dachprisma dazu benutzt wird, gleichzeitig mit der vollständigen Bildumkehrung (= Bildaufrichtung) die Ablenkung zu liefern. Selbstverständlich können auch statt dieser Prismen andere geeignete Prismenanordnungen (etwa ein Wollastonsches Prisma) oder Spiegel angewandt werden; allerdings bieten zwischen Objektiv und Okular Prismen Vorteile im Vergleich zu Spiegeln. Auf die Zahl der Spiegelungen braucht nur dann nicht geachtet zu werden, wenn das schließliche Bild höhen- oder seitenverkehrt sein darf.

2. Fernrohr mit Einblick senkrecht von oben oder mit schrägem Einblick. Hier sollen nur die einfachsten aus einem astronomischen Fernrohr hervorgegangenen Formen solcher Fern-

rohre besprochen werden. a) Man lenkt die optische Achse eines astronomischen Fernrohrs mittels eines Amicischen Dachprismas (s. den Anfang des Artikels „Umkehrprismensystem“) in einer senkrechten Ebene ab, entweder um 90° oder um einen anderen Winkel; dann erhält man für den Fall, daß der Beobachter zum Gegenstand hinsieht, ein höhen- und seitenrichtiges Gesamtbild. b) Man benützt ebenfalls ein astronomisches Fernrohr und verwandelt es, beispielsweise durch Einschaltung eines Schmidtschen Dreieckprismas mit Dach (s. Fig. 1), in ein Fernrohr mit schrägem Einblick. c) Aus einem Erdfernrohr kann man ein Fernrohr mit Einblick entweder senkrecht oder schräg von oben erhalten, indem man das Fernrohr im ganzen zweimal knickt durch insgesamt zwei zur senkrechten Ebene senkrechte Spiegelflächen; als solche wählt man meist total reflektierende Flächen von Prismen.

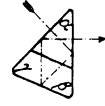


Fig. 1.
Schmidtsches
Dreieckprisma
mit Dach.

3. Rein äußerlich beurteilt sind zu den gebrochenen Fernrohren mit zweimaliger Knickung der optischen Achse zu zählen das Sehrohr (s. d.), das Scherenfernrohr und das Stangenfernrohr (s. den Abschnitt 12 des Artikels Umkehrprismensystem).

4. Vier Knickungen erfährt die optische Achse im Feldstecher (s. Prismenfeldstecher), im Hyoskop, im Standsehrohr (s. hierzu den im Artikel „Sehrohr“ genannten Aufsatz von Erfle, § 12). Das Hyoskop (D. R.-P. 197327/42h vom 28. 5. 1907) ist ein binokulares Erdfernrohr mit gehobenen Eintrittsöffnungen, bei dem das Objektivgehäuse jedes Einzelfernrohrs um einen zum Eintrittsabschnitt parallelen Abschnitt der optischen Achse drehbar ist, so daß unabhängig vom Abstand der Austrittspupillen beider Einzelfernrohre die Lage der Ebene der beiden Eintrittsachsen gegenüber der Ebene der beiden Austrittsachsen verändert werden kann. Die vier ablenkenden Prismen einer Hälfte des Hyoskops sind so angeordnet, daß die zwei ersten Prismen die Ablenkung Null ergeben, ebenso wie die beiden letzten Prismen.

5. Fernrohre mit (nicht stetig) veränderlicher Eintrittsachse. Wir besprechen hier nur das Doppelblickzielfernrohr und das Rückblickzielfernrohr; diese sind in manchen Fällen als Ersatz für das im folgenden Abschnitt 6 beschriebene, allgemeiner verwendbare Rundblickfernrohr angewandt worden. Das Doppelblickzielfernrohr (Carl Zeiß, D. R.-P. 165641/72f vom 26. 3. 1904) läßt zwei in der wagerechten Ebene einen Winkel von 180° miteinander einschließende Lagen der Eintrittsachse zu; die Umschaltung von einer Eintrittsachse zur anderen (oder auch von einer Lage der Austrittsachse zur anderen) ist bei den verschiedenen möglichen Formen dadurch gekennzeichnet, daß die Änderung der Zahl der einander benachbarten zur wagerechten Ebene senkrechten spiegelnden Flächen entweder Null oder eine gerade Zahl beträgt oder aber, daß — bei Anwendung seitlichen Einblicks (s. Abschnitt 1) — das Fernrohr als Ganzes (oder nur mit seinem um 90° ablenkenden Prisma) um die Okularachse um 180° gedreht wird. Das Rückblickzielfernrohr (Carl Zeiß, D. R.-P. 197105/72f vom 8. 3. 1907 und D. R.-P. 202486/72f vom 5. 11. 1907) ver-

einigt drei Fernrohre in sich; beim einen dieser Fernrohre liegt die Eintrittsachse über der Okularachse zu ihr parallel; in den beiden anderen Fernrohren liegt die Eintrittsachse in einer wagrechten Ebene durch die Okularachse und ist (etwa unter 60°) nach rechts rückwärts, bzw. links rückwärts gerichtet; die drei Fernrohre haben ein astronomisches Fernrohr gemeinsam. Die beiden letzten

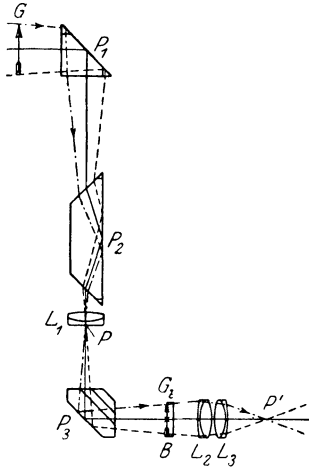


Fig. 2a. Rundblickfernrohr für den Ausblick nach vorn.

Fällen jedesmal durch Eintritts- und Austrittsachse eine Ebene legen konnte, da diese beiden Achsen entweder parallel waren oder einander

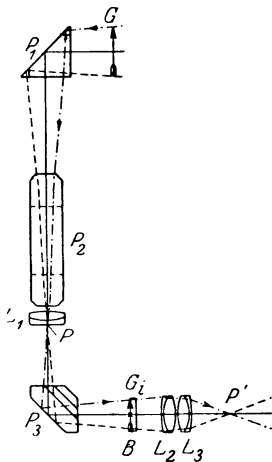


Fig. 2b. Rundblickfernrohr für den Ausblick nach rückwärts.

vier Spiegelungen (zwei davon an einem um 90° ablenkenden Amicischen Dachprisma P_3) und ein astronomisches Fernrohr $L_1 L_2 L_3$ (meistens mit vierfacher Vergrößerung). Die beiden Figuren zeigen, daß beim Ausblick nach vorn der (in Wirklichkeit in großer Entfernung befindliche) Gegenstand G ebenso aufrecht abgebildet wird wie beim Ausblick nach rückwärts; in beiden Fällen wird in der inneren Brennebene B das Bild G_1 entworfen; auch in den nicht gezeichneten Zwischenlagen der Eintrittsachse bleibt das Bild aufrecht und seitenrichtig. „Seitenrichtiges

Fernrohre können als Fernrohre mit seitlichem Einblick bezeichnet werden, aus denen das geradsichtige Fernrohr hervorgeht durch Umschaltung des Amicischen Dachprismas in die mittlere Stellung, bei der die Eintrittsachse um 120° nach unten in dieses Dachprisma gelenkt wird mit Hilfe zweier zum senkrechten Hauptschnitt senkrechten Spiegelungen.

6. Während man in den bisher betrachteten fünf

Rundblickfernrohr (Panoramafernrohr) nicht mehr für alle Lagen der Eintrittsachse. Bei der von der Firma Goerz (H. Jacob auf Grund der Anregung von Korrodi) ausgearbeiteten Form des Rundblickfernrohrs für Geschütze (s. Fig. 2a und 2b) dreht sich das Amicische Reflexionsprisma P_2 um eine zu seiner spiegelnden

Fläche parallele Achse halb so schnell wie das Eintrittsprisma P_1 (Reflektorprisma, Objektivprisma) um die gleiche Achse. Das gesamte Rundblickfernrohr enthält im ganzen

Bild“ bedeutet, daß das Bild dem Benutzer des Fernrohrs in bezug auf die Seite so erscheint, wie der Gegenstand einem von der Lichteintrittsöffnung aus nach dem Gegenstand Blickenden. Während sich für den Ausblick nach vorn die bildumkehrenden Wirkungen der Spiegelungen in P_1 und P_2 gegenseitig aufheben, würde dies bei unveränderter Stellung von P_1 und P_2 für den Fall des Rückblicks nicht mehr gelten; es muß vielmehr dann durch Verdrehung von P_2 gegenüber P_1 um 90° dafür gesorgt werden, daß im Hauptschnitt und senkrecht zum Hauptschnitt die Zahl der Spiegelungen sich um eins ändert. Die richtige Verdrehung von P_2 gegenüber P_1 vermittelt, wie oben schon erwähnt wurde, selbsttätig die Kuppelung zwischen P_1 und P_2 . Dieses Rundblickfernrohr hat als Richtfernrohr für Rohrrücklaufgeschütze zur Einstellung der Geschützrichtung mit Hilfszielen beliebigen Azimuts große Bedeutung gewonnen.

C. P. Goerz, D. R. P. 156039/42h vom 24. 6. 1902 und D. R. P. 162953/72f vom 22. 7. 1902, ferner D. R. P. 166684/42h vom 7. 10. 1904, 183424/42h vom 7. 3. 1905, 197737/42h vom 28. 7. 1906. Zu den im Artikel „Zielfernrohr“ genannten Büchern von A. Gleichen, S. 172—178 und von Chr. von Hofe, S. 86—91, 104 sei hier noch ergänzend bemerkt: Die Kuppelung zweier Spiegelungen (derart, daß der die optische Achse nicht ablenkende zweite Spiegel sich halb so schnell dreht wie der erste, die optische Achse ablenkende Spiegel) ist schon von C. A. Steinheil im Jahre 1830 (s. Briefwechsel zwischen Bessel und Steinheil, Leipzig, W. Engelmann, 1913, 8^o. XVI und 249 Seiten; S. 122), dann von H. W. Ferris (Engl. Patent 22528 vom 21. 11. 1894, Fig. 5), Howard Grubb (Engl. Patent 5806 vom 19. 3. 1901, Fig. 32 und 33) vorgeschlagen worden. Ein bildumkehrendes System aus zwei Zylinderlinsen ist vor der Anmeldung des D. R. P. 197737 schon von G. J. Burch in Proc. Roy. Soc. 1904, 73, 281—286 (und zwar S. 284) beschrieben worden.

7. Von den andern zur Herstellung gebrochener Fernrohre anwendbaren Prismen seien noch genannt der Tripelspiegel und der Tripelstreifen (Carl Zeiß, D. R.-P. 178708/42h vom 8. 11. 1905 und D. R.-P. 216854/42h vom 5. 4. 1908), die Prismen von Heinrich Cranz, D. R.-P. 323501/42h vom 15. 7. 1919 (vier Totalreflexionen; 90° Ablenkung ohne Bildumkehr), D. R.-P. 312315/42h vom 26. 6. 1918 (Rückkehrprismen). *H. Erfle.*

Gebundene Energie heißt nach Helmholtz das Produkt TS aus der absoluten Temperatur und der Entropie eines Systems. Sie ergänzt die freie Energie (s. d.) zu der Gesamtenergie U , indem $U = F + TS$ zu setzen ist. Der Name gebundene Energie rührt daher, daß der Teil TS der Gesamtenergie bei isothermen Prozessen nicht in Arbeit verwandelt werden kann. — Die gebundene Energie TS kann durch Wärmezufuhr und Temperatursteigerung geändert werden. Durch Differentiation ergibt sich $d(TS) = T dS + S dT$, wofür im Falle eines reversiblen Prozesses, bei dem $T dS$ gleich der aufgenommenen Wärmemenge dQ ist (s. Entropie), $d(TS) = dQ + SdT$ gesetzt werden kann.

Henning.

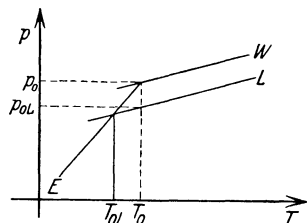
Gedämpfte Schwingungen s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Gefäßbarometer s. Barometer.

Gefrierpunkt s. Schmelzpunkt.

Gefrierpunktserniedrigung. Stehen verschiedene kondensierte Phasen, z. B. Kristall und Schmelze miteinander im thermischen Gleichgewicht, so müssen ihre gesättigten Dämpfe denselben Druck haben. Der Dampfdruck einer Schmelze ist im allgemeinen höher als derjenige des Kristalles und wird erniedrigt, wenn in ihr fremde Stoffe gelöst sind. Letzteres ist folgendermaßen einzu-

sehen: Die Auflösung des Fremdkörpers ist ein freiwillig verlaufender Vorgang, der als solcher bei reversibler Leitung Arbeit leisten kann. Wäre der Dampfdruck p_L über einer Lösung größer oder gleich dem des reinen Lösungsmittels, so könnte die Umkehrung des Lösungsvorganges durch iso-



Dampfdruck-Temperatur-Diagramm für die Gleichgewichte: Wasser, Eis/Lösung.

therme Destillation unter Arbeitsgewinn, oder mindestens ohne Arbeitsaufwand bewerkstelligt werden. Damit wäre die Möglichkeit zur Konstruktion eines Perpetuum mobile zweiter Art gegeben; man befände sich im Widerspruch zum zweiten Hauptsatz der Thermodynamik. Der Dampfdruck über der Lösung muß also kleiner sein als der über dem reinen Lösungsmittel p_0 .

Die Erfahrung lehrt, daß die relative Dampfdruckerniedrigung $\frac{p_0 - p_L}{p} = \frac{n}{N}$ ist, wenn n -Mole gelöster Stoff in N -Molen Lösungsmittel enthalten sind (Gesetz von Raoult). Die Figur zeigt die auf kurze Strecken als gradlinig betrachteten Dampfdruckkurven (p - T -Diagramm) von reinem Wasser (W), Eis (E) und Lösung (L). Im Gefrierpunkt T_0 des reinen Wassers sei der Dampfdruck von Wasser und Eis p_0 , derjenige der Lösung p_{0L} . Im Gefrierpunkt T_{0L} der Lösung muß der Dampfdruck des Eises $p_0 - \Delta p_E$ ebenso groß sein wie derjenige der Lösung $p_{0L} - \Delta p_L$. Die Bedingung für das Gleichgewicht zwischen den beiden kondensierten Phasen lautet also

$$p_0 - \Delta p_E = p_{0L} - \Delta p_L$$

Die zugehörige Temperatur sei $T_0 - \Delta T_0$. Andererseits gilt je eine Gleichgewichtsbedingung für das Gleichgewicht jeder der kondensierten Phasen mit ihrem Dampf. Unter der Voraussetzung, daß Lösungsmittel und gelöster Stoff keine Mischkristalle bilden, sind das die beiden Gleichungen (Clausius-Clapeyron)

$$\Delta p_E = \frac{S}{RT_0^2} p_0 \Delta T_0 \quad \text{für Eis} = \text{Dampf}$$

und

$$\Delta p_L = \frac{L}{RT_0^2} p_{0L} \Delta T_0 \quad \text{für Lösung} = \text{Dampf.}$$

S ist die molare Sublimationswärme des Eises; L die molare Verdampfungswärme des Lösungsmittels aus der Lösung, welche im Bereich hinreichend verdünnter Lösungen der des reinen Lösungsmittels sehr nahe gleichkommt.

Indem wir aus den beiden letzten Gleichungen die Größen Δp_{0E} und Δp_{0L} in die erste Gleichgewichtsbedingung einsetzen, erhalten wir

$$p_0 - p_{0L} = \Delta T_0 \left(p_0 \frac{S}{RT_0^2} - p_{0L} \frac{L}{RT_0^2} \right).$$

Handelt es sich um sehr verdünnte Lösungen, so daß $p_{0L}/p_0 = 1$ angenommen werden darf, und ist $S-L$ die molare Schmelzwärme E des Eises, so ergibt sich mit Rücksicht auf das Raoult'sche Gesetz:

$$\Delta T_0 = \frac{n}{N} \frac{RT_0^2}{E},$$

worin ΔT_0 die „Gefrierpunktserniedrigung“ darstellt.

Ist die abgewogene Menge des gelösten Stoffes a und sein Molargewicht m , die abgewogene Menge des Lösungsmittels A mit dem Molargewicht M , so gelten die Beziehungen $n = a/m$ und $N = A/M$. Damit geht die letzte Gleichung über in

$$\Delta T_0 = \frac{a}{m} \frac{RT_0^2}{Ae}.$$

Die Größe $1000 RT^2/e$, wo $e = E/M$ die spezifische Schmelzwärme bedeutet, wird als die „molare Gefrierpunktserniedrigung“ des Lösungsmittels bezeichnet, welche sich nach obigen Annahmen ergeben würde, wenn ein Mol gelöster Stoff auf 1000 g Lösungsmittel kommt. (Tatsächlich darf die abgeleitete Beziehung bei so hohen Konzentrationen keine strenge Gültigkeit beanspruchen.)

Zur Berechnung des Molekulargewichts bedient man sich zweckmäßig der Formel

$$m = \frac{a}{V} \frac{RT_0^2}{D} \frac{1}{\Delta T_0},$$

worin V das Volumen, D die Dichte des Lösungsmittels ist.

Auf Grund völlig analoger Überlegungen gelangt man zu einem Ausdruck für die „Siedepunkterhöhung“, nur ist in den hier gegebenen Gleichungen die Schmelzwärme durch die Verdampfungswärme des Lösungsmittels im Siedepunkt zu ersetzen.

Die experimentelle Methodik der Gefrierpunkt- und Siedepunktmessung zum Zwecke der Molargewichtsbestimmung gelöster Stoffe wurde durch Beckmann zu einem bequemen Laboratoriumsverfahren ausgebildet und ist allgemein gebräuchlich.

H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern.

Gegendruckturbine. Die Dampfturbine arbeitet normalerweise in den letzten Schaufelreihen mit dem besten Vakuum, das nach Lage der Verhältnisse erzielt werden kann. Wird der Abdampfdruck absichtlich hochgehalten, weil der Abdampf etwa zum Kochen oder Heizen verwendet wird, so nennt man die so betriebene Turbine eine Gegendruckturbine. Sie besteht meist aus einem einzigen Curtis-Rad (s. Gleichdruckturbine) mit wenigen Geschwindigkeitsstufen. (Siehe auch Heizungskraftmaschine.)

L. Schneider.

Gegenfarben s. Farbenmischung.

Gegengewicht. Eine bei Sende- und Empfangsstationen der drahtlosen Telegraphie vielfach gebrauchte Anordnung, die die Erdung der Antenne ersetzt und besonders dort zweckmäßig ist, wo sich aus irgendwelchen Gründen, z. B. wegen schlechter Leitfähigkeit des Bodens eine gute Erdung der Antenne nicht durchführen läßt. Das Gegengewicht besteht aus einem über der Erde, isoliert von ihr ausgespannten Drahtnetz, das mit dem unteren Ende der Antenne verbunden wird. Die Wirkungsweise des Gegengewichts kann man sich bei gut leitendem Erdboden oder bei einem Grundwasserspiegel in geringer Tiefe so vorstellen, als ob das Gegengewicht zusammen mit der gegenüberliegenden gut leitenden Schicht einen Kondensator

sator großer Kapazität darstellt, der somit in den Fußpunkt der Antenne geschaltet ist. Im Falle eines schlecht leitenden Bodens und eines sehr tief liegenden Grundwasserspiegels ersetzt das Gegengewicht unmittelbar die Erde. *E. Alberti.*

Näheres s. Zenneck-Rukop, Lehrbuch der drahtl. Telegraphie.

Gegeninduktivität, Wechselinduktivität oder Koeffizient der gegenseitigen Induktion nennt man das Zeitintegral $\int e dt$ über die in einem Stromkreis induzierte elektromotorische Kraft e , wenn in einem zweiten mit diesem gekoppelten Stromkreis ein Strom der Stärke Eins entsteht oder verschwindet. Die Gegeninduktivität gibt an, wie stark die beiden Kreise durch den gemeinsamen Induktionsfluß miteinander verkettet sind. Fließt also im Kreise 1 ein Strom i und induziert er im Kreise 2 die EMK:

$$e = L_{12} di/dt,$$

so heißt L_{12} die Gegeninduktivität von 1 auf 2. Sie bleibt dieselbe, wenn die beiden Spulen ihre Rolle vertauschen ($L_{12} = L_{21}$) und wird ebenso wie die Selbstinduktivität in Henry gemessen.

E. Alberti.

Gegenreaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Gegenschein. Eine Verstärkung des Zodiaklichts im Gegenpunkt der Sonne. Der Gegenschein wurde von Moulton dadurch erklärt, daß in einem singulären Punkt im beschränkten Dreikörperproblem (problème restreint), der auf der Verbindungslinie Sonne-Erde außerhalb letzterer liegt, eine Ansammlung von Meteoriten stattfindet. Dieser Punkt ist unter gewissen Voraussetzungen stabil und es können sich einmal hineingeratene Meteorite beliebig lange dort aufhalten, wenn sie nicht durch fremde Störungen hinausgeworfen werden.

Bottlinger.

Näheres s. Moulton, Celestial Mechanics.

Gegenstromprinzip ist der Grundsatz, zwei Flüssigkeiten, die aufeinander einwirken sollen, in entgegengesetzten Richtungen aneinander vorbeizuführen. Dabei können sich die Flüssigkeiten in ihrer Temperatur beeinflussen, oder es kann von der einen Flüssigkeit ein Stoff an die andere abgegeben werden.

Der Wärmeaustausch im Gegenstrom nach Schema 1 wird in großem Umfange in der Technik der Kälteerzeugung, der Luftverflüssigung sowie

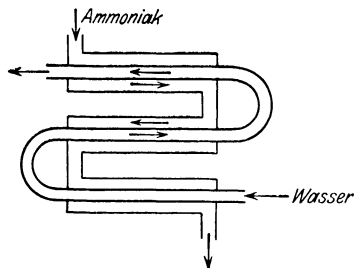


Fig. 1. Gegenstrom-Wärmeaustauscher.

in der chemischen Industrie verwandt. Gegenüber dem Wärmeaustausch im Gleichstrom besteht der Vorteil, daß die gleiche Kühlwirkung durch eine wesentlich geringere Menge Kühlflüssigkeit erzielt wird, daß diese also besser ausgenutzt und unter Umständen so hoch erwärmt wird, daß sie als Heizflüssigkeit anderweit verwendet werden kann.

Eine Abgabe von Stoff von einer Flüssigkeit an die andere — wobei meist die eine ein Dampf

oder Gas ist — findet in Rektifikationskolonnen statt, die bei der Trennung von Flüssigkeitsgemischen z. B. Stickstoff-Sauerstoff verwandt werden. Dabei strömt das Flüssigkeitsgemisch durch einen etwa mit Ringen (Raschig-Ringen) gefüllten Zylinder in feiner Verteilung von oben

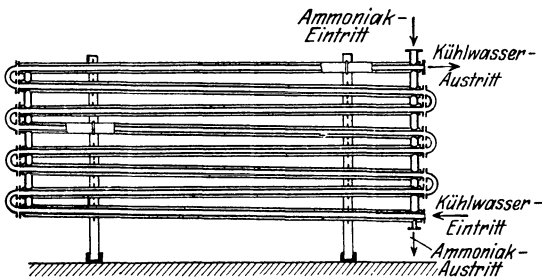


Fig. 2. Gegenstrom-Ammoniakverflüssiger.

nach unten, während von unten Sauerstoffdämpfe aufsteigen, die ihre Dampfwärme an die Flüssigkeit abgeben, aus der der höheren Sättigungsdruck besitzende Stickstoff verdampft, während sich die der niedrigeren Sättigungsdruck besitzenden Sauerstoffdämpfe verflüssigen. Es strömt schließlich sehr stickstoffreicher Dampf oben ab, während sich sehr sauerstoffreiche Flüssigkeit unten sammelt.

Krause.

Gegentaktröhre (Verstärkung elektrischer Ströme), eine elektrische Entladungsröhre zur Verstärkung usw., vorzugsweise mit Glühkathode, welche zwei vollständige Elektrodensysteme zur Verstärkung in einem gemeinsamen Kolben enthält, so daß sie für die Gegentaktschaltung (s. d.) benutzt werden kann.

H. Rukop.

Gegentaktschaltung (Verstärkung elektrischer Ströme), eine Schaltung zur Verstärkung von Tonfrequenz oder Hochfrequenz, bei welcher in einer Stufe zwei in entgegengesetzter Phase bei etwa gleicher Amplitude arbeitende Verstärkersysteme angewendet werden. Die beiden Systeme werden mit den Kathodenseiten aneinander gelegt. Bei phasenrichtiger Energieentnahme addieren sich die Leistungen der beiden Systeme. Die Schaltung hat die Vorzüge des Wegfallens zahlreicher Störungen, wie z. B. der Kollektoreräusche von Heiz- oder Anodenspannungsmaschinen, sowie der Gleichstrommagnetisierung der Eisenkerne der Verstärkertransformatoren. Auch die Gradlinigkeit der Charakteristik kann unter Umständen verbessert werden. Die Gegentaktschaltung wird in den meisten fremdsprachlichen Abhandlungen Push-Pull-Schaltung genannt.

H. Rukop.

Gehör s. Ohr.

Geiser. Intermittierende Springquellen in vulkanischen Gegenden, die heißes, meist stark kiesel-säurehaltiges Wasser in gewissen Zwischenräumen unter gewaltiger Dampfentwicklung bis zu beträchtlichen Höhen emporschleudern. Um die Ausbruchstelle setzen sich in der Regel große Mengen Kieselsinter ab, die häufig prächtige Terrassen mit zahlreichen, heißes Wasser enthaltenden Bassins bilden. Die bedeutendsten Geiser finden sich auf Island, nach dessen großem Geysir man diese intermittierenden Springquellen benennt, im Yellowstone-Gebiet der Vereinigten Staaten von Amerika und auf Neuseeland.

Die Geiser-Ausbrüche sind gewöhnlich mit unterirdischem Donner verbunden und gewähren ein überaus imponantes Schauspiel. Sie kommen offenbar dadurch zustande, daß ein in die Tiefe führender, mit Wasser gefüllter röhrenförmiger Hohlraum, die Steigröhre, mit einer Wärmequelle, wahrscheinlich vulkanischer Art, in Verbindung steht. Die Siedetemperatur des Wassers ist bei 2 Atmosphären Druck, also in etwa 11 m Tiefe = $120,5^{\circ}$, in 22 m = 134° und in 97 m = 180° . Ist nun durch den Wärmeherd das Wasser in der Steigröhre bis auf die seiner Tiefe zukommende Siedetemperatur erhitzt und steigt die Wassersäule durch Zufluß von unten empor, so fließt das Wasser oben aus. Die Wassersäule kommt dadurch unter einen geringeren Druck, bei dem dann die Siedetemperatur bereits überschritten ist, und die ganze Flüssigkeitssäule verwandelt sich plötzlich in Dampf, der gewaltige Wassermassen emporzuschleudern vermag. Der 1899 in Neuseeland entstandene Waimangu-Geiser hat bei seinen Ausbrüchen nicht weniger als 800000 l Wasser 460 m hoch geschleudert, doch ist er seit 1904 nicht mehr regelmäßig tätig. In Neuseeland ist es auch gelungen, durch Ableitung einer Wasserschicht von nur 60 cm Höhe eine warme Quelle in einen Geiser mit 9—12 m Ausbruchshöhe zu verwandeln. *O. Baschin.*

Geißlersche Luftpumpe. Die Geißlersche Luftpumpe zur Erzeugung eines hohen Vakuums — die besten Modelle erreichen 10^{-5} mmHg — hat als Füllmaterial Quecksilber, das als Dichtungsmaterial und zugleich als Kolben dient. Das erste Modell, das das Prinzip recht deutlich zeigt, besteht aus zwei Behältern A und B, die miteinander durch einen Gummischlauch verbunden sind und von denen der eine — B — an seinem oberen Ende zwei Hähne a und b hat. Letzterer ermöglicht die Verbindung zwischen B und der Außenluft, a die mit dem Rezipienten. Während B bei geöffnetem Hahn b mit der Außenluft kommuniziert, wird A gehoben; das in dem Gefäß befindliche Quecksilber füllt B und b aus. Dabei wird zugleich die in B vorhandene Luft fortgeschafft. Alsdann wird b geschlossen, a dagegen geöffnet, A um etwa 1 m gesenkt, so daß Luft aus dem Rezipienten C nachströmen kann. Nun wird a wieder so gestellt, daß die zu entleerende Apparatur abgeschlossen ist. B wird mit der Außenluft verbunden und durch Heben von A wieder von der Luft befreit. Der Pumpakt beginnt von neuem.

Wesentlich verbessert ist dieses Modell von Toeppler und Hagen, indem jegliche Hähne vermieden wurden und das Quecksilber auch diese Funktionen übernahm. Andererseits wurde der Pumpakt unterteilt, so daß von einem gewissen Drucke ab nicht jedesmal ein Heben des Gefäßes um die ganze Strecke nötig wurde.

Später haben Wood und U. v. Rheden, sowie Mc Laughin und Brown die Pumpe weiterhin durchkonstruiert. Vor allem erhielt sie einen automatischen Antrieb. *H. Ebert.*

Geißlersche Röhren. Glasgefäße, vorwiegend in Röhrenform, für elektrische Entladungen, in denen sich stark verdünnte Gase befinden. Ihr Name rührt daher, daß der Bonner Glasbläser Geißler mit Hilfe einer von ihm konstruierten brauchbaren Luftpumpe zuerst solche Röhren herstellte, nachdem er sie mit eingeschmolzenen Elektroden versehen hatte. Sie dienen vorwiegend zur Unter-

suchung der Glimmentladung (s. d.), zur Erzeugung von Kathodenstrahlen usw. Neuerdings werden sie auch vielfach für Beleuchtungszwecke (Neonröhren, Moorelicht s. d.) und als elektrische Gleichrichter verwandt. *Güntherschulze.*

Geister oder falsche Linien entstehen in optischen Gittern infolge der Unmöglichkeit, viele tausend parallele, dicht aufeinanderfolgende lange Linien in gleich großen Abständen zu ziehen; diese Aufgabe ist hinreichend fehlerfrei nicht zu lösen. Selbst bei den besten Gittern ist die Gitterkonstante nicht so unveränderlich, als daß nicht merkbare systematische Fehler in die Meßresultate eingingen. Vgl. Beugungsgitter. *v. Staal.*

Gekreuzte Prismen s. anomale Dispersion.

Geländewinkel s. Flugbahnelemente.

Gelatine s. Gele.

Gelber Fleck der Netzhaut. Der gelbe Fleck stellt den anatomischen und funktionellen Mittelpunkt der Netzhaut dar. Seinen Namen trägt er wegen seines Gehalts an einem gelben Pigment, das, zumal in dieser Art der Anordnung, bisher nur im menschlichen Auge beobachtet worden ist. Von den übrigen Teilen der Netzhaut unterscheidet sich der gelbe Fleck hauptsächlich darin, daß einzelne Netzhautschichten wesentlich reduziert sind und daß sein Sinnesepithel ausschließlich aus (besonders fein gegliederten) Zapfen sich aufbaut. In der Mitte besitzt er eine grubenförmige Vertiefung, die Netzhautgrube oder Fovea centralis. Der gelbe Fleck ist vollkommen frei von Blutgefäßen und ist sowohl entoptisch (s. d.) als im Augenspiegelbild an den in eigenartig kreisförmiger Anordnung ihn umgebenden Netzhautgefäßen zu erkennen. Sehr schön kann der gelbe Fleck infolge seines Pigmentgehalts entoptisch sichtbar gemacht werden, wenn man durch ein blaues oder violettes Lichtfilter auf eine nicht zu helle, gleichmäßig beleuchtete Fläche blickt; die Stelle des gelben Fleckes erscheint dann (als Kreisscheibe von 40—50' scheinbarem Durchmesser) merklich dunkler als die Umgebung. Über die Erscheinungen in polarisiertem Licht s. Haidingers Polarisationsbüschel. Funktionell ist die Fov. centr. den übrigen Netzhautteilen bei heller Außenbeleuchtung bedeutend überlegen, sie besitzt die größte Sehschärfe (s. d.), den feinsten optischen Raumsinn sowie die höchste Unterschiedsempfindlichkeit für Farbentöne. Auf ihr als der Stelle des direkten Sehens wird der Punkt des Gesichtsfeldes abgebildet, auf welchen wir den Blick richten; entsprechend dem der Fovea eigentümlichen Raumwerte (s. d.) erscheint der auf ihr abgebildete Punkt als der jeweilige Mittelpunkt des Sehfeldes. Hinsichtlich ihres Dunkeladaptationsvermögens steht die Fovea centralis samt ihrer näheren Umgebung hinter den peripheren Teilen der Netzhaut so deutlich zurück, daß man geradezu von einer relativen Nachtblindheit des gelben Fleckes sprechen kann. Beim Purkinjeschen Phänomen (s. d.) findet das mangelhafte Adaptationsvermögen des Netzhautzentrums entsprechenden Ausdruck. *Dittler.*

Näheres s. v. Helmholtz, *Physiol. Optik*, 3. Aufl., Bd. 1. 1909.

Gelbfilter s. Farbenphotographie.

Gelbschleier photographischer Schichten s. Schleier.

Gele. Als Gel bezeichnet man kolloide Systeme, in welchen die Teilchen nicht wie in Solen frei beweglich sind, sich vielmehr berühren und in manchen

Fällen sogar zu einem Netzwerk vereinigt sind. Zwischen den Teilchen dieser dispergierten Phase befindet sich das Lösungsmittel als zweite Phase; die Größe der Teilchen ist stets sub- oder amikronisch. So läßt sich beim Gelatinieren einer Gelatinelösung im Ultramikroskop eine große Anzahl von Submikronen beobachten. Bei der Austrocknung der unelastischen Gele (Übergang in Xerogeale) erfolgt plötzlich ein Trübwerden der ursprünglich klaren Masse, indem sich gröbere luftgefüllte Zwischenräume bilden, welche einen starken Tyndallkegel hervorrufen. Dieser Erscheinung zufolge stellte Bütschli seine Wabentheorie auf, nicht beachtend, daß diese Struktur durchaus sekundärer Art ist und mit den eigentlichen Teilchen des Gels nichts zu tun hat.

Es gibt unelastische und elastische Gele. Die erste Gruppe (Kieselsäuregel) trocknet irreversibel, die zweite (Gelatine) reversibel. Die reversible Wasseraufnahme heißt Quellung (s. d.).

Die Wärmeausdehnung der Gele ist von der des Lösungsmittels nur wenig verschieden. Bezüglich der elastischen Verhältnisse unterscheidet man einen Kompressibilitätskoeffizienten und Elastizitätsmodul, sie verhalten sich also wie feste Stoffe. Der Elastizitätsmodul hängt vom Quellungsgrad ab, er nimmt mit ihm quadratisch zu.

Optisch zeigen die Gele vielfach Doppelbrechung. Ist diese vom Brechungsexponenten des Lösungsmittels abhängig, so hat man es mit Stäbchendoppelbrechung zu tun (gewachsene Tonerde). Sonst gibt es eine Eigendoppelbrechung, falls die Teilchen selbst anisotrop sind. Ferner gibt es eine Doppelbrechung infolge einseitiger mechanischer Beanspruchung.

Über den Bau der Teilchen erhält man durch Röntgenogramme Aufschluß; so wird bei vielen Gelen kristallinische Struktur gefunden (Zellulose).

Die Diffusion von Lösungen in Gelen hängt von der Anordnung der Teilchen ab. Meist diffundieren kleine Molekeln ebenso wie im Lösungsmittel, während hochmolekulare Stoffe viel langsamer diffundieren. Es kommt auf die Enge der intermolekularen Räume an. Gestört wird die Diffusion vielfach durch Adsorption des Gelösten durch die Teilchen des Gels.

Besondere Merkmale weisen chemische Reaktionen auf, die sich in Gelen abspielen. Am bekanntesten sind die Liesegangschen Ringe (s. d.).

A. Gemant.

Gemenge, Gemisch. So nennt man Systeme, die chemisch nicht einheitlich sind, sondern verschiedene chemische Individuen enthalten. Auch allotrope Modifikationen desselben Körpers gelten dabei als verschiedene Individuen; so spricht man von Sauerstoff-Ozongemisch oder einem $S_2 - S_8$ -Gemenge im geschmolzenen Schwefel. G. können inhomogen sein (Pulvermischungen) oder homogen, d. h. molekular durchmischt (Gasgemenge). Ihre Bildung aus den Komponenten erfolgt ohne Wärmeeffekt. Wo ein solcher auftritt (Lösungen), beruht er auf Bildung einer neuen Mischungskomponente (Solvat). Wesentlich ist nur das Vorliegen verschiedener Molekelgattungen.

Schwab.

Gemischtselbständige Entladung. Bei der gemischtselbständigen Entladung werden durch einen äußeren Ionisator Ionen im Gas erzeugt oder in das Gas befördert. Von diesen erzeugen die negativen Ionen, die Elektronen, durch Ionenstoß neue Ladungen, während die positiven Ionen dazu nicht imstande sind. Die Entladung steht also zwischen

der unselbständigen und der selbständigen. Mit der ersteren hat sie gemein, daß sie erlischt, sobald der äußere Ionisator zu wirken aufhört, mit der letzteren, daß sie durch Stoß neue Ionen schafft.

Güntherschulze.

Generatoren s. Gleichstromgeneratoren und Wechselstromgeneratoren.

Geochemie heißt die Lehre vom chemischen Aufbau des Erdkörpers, also der Inbegriff aller Probleme über das natürliche Vorkommen der chemischen Elemente auf der Erde. Hierin ist eingeschlossen die Frage nach den chemischen Reaktionen, die während der Entwicklung des Erdkörpers in ihm stattgefunden haben und noch stattfinden. Methodisch wird hierbei einerseits von dem von der Geophysik vorgesehenen Modell des Erdkörpers ausgegangen und nach chemischen, mineralogisch-petrographischen und geologischen Gesichtspunkten untersucht, aus welchen Elementen und Verbindungen die einzelnen Schalen des Erdkörpers aufgebaut sind. Andererseits wird durch das Studium der chemischen und vor allem der kristallographischen Eigenschaften der chemischen Substanzen festgestellt, welche Anreicherungstendenzen für die einzelnen Elemente bei den chemischen und vor allem physikalisch-chemischen Reaktionen aufgetreten sind, die im Laufe der Erdentwicklung stattgefunden haben. Geochemische Verteilungsgesetze nennt V. M. Goldschmidt diejenigen Gesetze, nach denen sich die Elemente auf Grund ihrer Häufigkeit sowie ihrer chemischen und physikalischen Eigenschaften aus der homogenen Vormischung im Anfangszustande der Erde auf die vielen verschiedenen Phasen verteilt haben, aus denen heute der Erdkörper aufgebaut ist. (V. M. Goldschmidt, *Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente*, Oslo 1923 ff.) Vgl. die Stichworte: Atmosphäre, Lithosphäre, Chalkosphäre, Siderosphäre.

Günther.

Näheres s. V. M. Goldschmidt, *Probleme und Methoden der Geochemie in Gerlands Beiträgen zur Geophysik* Bd. 15 (1926).

Geodätisches Azimut s. Azimut.

Geodätisches Dreieck ist ein Dreieck auf einer gekrümmten Fläche, dessen Seiten von geodätischen Linien gebildet werden. Solche Dreiecke spielen in den Berechnungen zu den Gradmessungsoperationen eine Rolle, wobei die Erde als Rotationsellipsoid angesehen wird.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, *Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie*. Bd. I, S. 346 ff.

Geodätische Linie ist die kürzeste Verbindungslinie zweier Punkte auf einer gekrümmten Fläche. Auf dem Rotationsellipsoid wird sie durch die einfache Gleichung $\sin a \cos \beta = \text{const.}$ dargestellt, wenn a das Azimut bedeutet, in welchem die Linie fortschreitet, und β die reduzierte Breite des betreffenden Punktes ist.

Bei den Berechnungen der Triangulierungsnetze ist die geodätische Linie von theoretischer Bedeutung als eindeutige Verbindungslinie der Dreieckspunkte im Gegensatz zu den zugehörigen Vertikalschnitten (s. d.).

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, *Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie*. Bd. I, S. 212 ff.

Geodätische Übertragung s. Übertragung.

Geographie. Geographie oder Erdkunde ist die Wissenschaft von den Erscheinungen der Erdoberfläche (s. d.) in ihren wechselseitigen Beziehungen und in ihrer räumlichen Anordnung. Ihre Entwicklung seit der griechischen Zeit, in der sie zuerst

als Wissenschaft auftritt, hat ihr einen dualistischen Charakter aufgeprägt, indem sie einerseits die Erde als Naturkörper (Physische Geographie), andererseits als Wohnplatz des Menschen (Anthropogeographie) betrachtet. Die Geographie ist also eine naturwissenschaftliche Disziplin mit einem ihr innewohnenden historischen Element. In ähnlicher Weise, wie wir es bei der Astronomie mit der Anwendung von Mathematik, Physik und Chemie auf die Himmelskörper zu tun haben, befaßt sich die physische Geographie mit der Anwendung dieser exakten Naturwissenschaften auf die Erdoberfläche. Während die geographische Forschung früher meist in der Sammlung von topographischem Material und dessen Einordnung in bestimmte Systeme bestand, ist die moderne Geographie bemüht, die Entstehung der einzelnen geographischen Objekte zu erklären, sie unter genetischen Gesichtspunkten zusammenzufassen und ihre gegenseitige Einwirkung aufeinander zu erforschen. Die Allgemeine Geographie betrachtet die allgemeinen Gesetze aller einzelnen Erscheinungsformen des Erdkörpers und der Erdoberfläche ohne Rücksicht auf ihr örtliches Vorkommen, während die Spezielle Geographie eine zusammenfassende Beschreibung und Erklärung der in einem bestimmten abgegrenzten Gebiet vereinigten geographischen Faktoren anstrebt, weshalb man sie auch als Länderkunde bezeichnet. Sie ist in gewissem Sinne die Anwendung der Allgemeinen Geographie auf begrenzte Teile der Erdoberfläche.

Man teilt die Allgemeine Geographie in der Regel in folgende Unterabteilungen, denen in Klammern der hauptsächlichliche Inhalt der Abteilung hinzugefügt ist.

1. Astronomische Geographie. (Die Erde als Weltkörper.)
2. Mathematische Geographie. (Größe und Gestalt der Erde. Kartenkunde.)
3. Geophysik. (Physik des Erdkörpers, z. B. Rotation, Schwere, Dichte, Wärme, Magnetismus.)
4. Geomorphologie. (Formen der festen Erdrinde.)
5. Hydrographie. (Gewässer des Festlandes.)
6. Ozeanologie. (Meeresräume, Physik und Chemie des Meerwassers.)
7. Klimatologie. (Mittlere physikalische Beschaffenheit der Lufthülle.)
8. Biogeographie. (Pflanzen- und Tiergeographie.)
9. Anthropogeographie. (Verbreitung der Menschenrassen und Kulturen, Siedlungs-, Wirtschafts-, Verkehrs-, Politische Geographie, sowie historische Geographie, d. i. Geographie der Völkergeschichte.)

Die Spezielle Geographie wird nach den einzelnen Erdräumen, den Kontinenten und Meeren, und innerhalb dieser größeren Abteilungen in immer kleiner werdende eingeteilt, wobei für die Landgebiete meist die politische und administrative Abgrenzung als Richtschnur dient.

Es ergibt sich somit, daß für die Geographie zahlreiche andere Wissenschaften als Hilfswissenschaften in Betracht kommen, mit denen sie durch Übergangsgebiete mehr oder weniger fest verknüpft ist. Ganz besonders gilt dies von der Geologie

(s. d.), gegen welche eine scharfe Grenze schwer zu ziehen ist, weshalb es hier häufig zu Grenzstreitigkeiten kommt.

O. Baschin.

Näheres s. H. Wagner, Lehrbuch der Geographie. 10. Aufl., Bd. 1. Allgemeine Erdkunde. 1920.

Geographische Breite s. Breite.

Geoid ist jene Niveaufläche der Erde, deren sichtbaren Teil die Meeresfläche bildet. Die letztere ist dabei als ruhend zu betrachten, indem von den störenden Einflüssen der Winde, des Luftdrucks, des Salzgehaltes und der Gezeitenkräfte abgesehen wird. Das Geoid ist die theoretische Erdoberfläche, deren Bestimmung der Endzweck aller Erdmessungsarbeiten ist. Es kann mit großer Annäherung durch ein Rotationsellipsoid oder eine ähnliche Rotationsfigur (Niveausphäroid) ersetzt werden.

A. Prey.

Näheres s. H. Bruns, Die Figur der Erde. Publik. d. preuß. geol. Instituts 1878.

Geokoronium. Hypothetisches, sehr leichtes Gas, dessen Existenz chemisch nicht nachgewiesen, auf dessen Vorhandensein in großen Höhen der Atmosphäre (s. d.) jedoch nach Alfred Wegener das Nordlichtspektrum schließen läßt. Von 200 km Höhe an soll es den Hauptbestandteil der Atmosphäre bilden, in 300 km 71, in 400 km 85, in 500 km 93 Volumprozent der Luft ausmachen (s. Alfred Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, 1911).

O. Baschin.

Geologie. Die Wissenschaft von der stofflichen, und zwar besonders der mineralischen Beschaffenheit, sowie dem Bau und der Geschichte unserer Erde, vor allem aber der festen Erdkruste. Die Zusammenfassung der Hauptlehren der mathematischen und physischen Geographie für die Zwecke der Geologie bildet den Inhalt der Allgemeinen Geologie, in der häufig noch die Unterabteilungen der dynamischen und der physiographischen Geologie unterschieden werden. Die Spezielle Geologie umfaßt die Lehre von der Bildung der festen Erdkruste und ihrem inneren Bau. Allgemeine Geologie und allgemeine Geographie stehen also im engen Zusammenhange miteinander und durchdringen sich, ganz besonders auf dem Gebiete der Geomorphologie (s. d.) in weitgehender Weise, so daß hier eine scharfe Grenze nicht gut gezogen werden kann. Dagegen ist die Spezielle Geologie, als die Lehre von der Ablagerung der Gesteinsschichten, der Feststellung von deren Alter, ihrem Aufbau und ihren Umformungen ein unbestrittenes Gebiet der geologischen Forschung. Nach der Methode bzw. dem Objekt dieser Forschung wird die Spezielle Geologie auch Historische Geologie oder Stratigraphie genannt. Die Gesteinslehre (Petrographie) und die Lehre von den Fossilien (Paläontologie) sind wichtige Hilfswissenschaften der historischen Geologie (s. Gesteine), als deren Unterabteilungen sie noch häufig betrachtet werden.

Jede Schicht der Erdkruste entspricht einem gewissen Zeitabschnitt, in dem sie sich gebildet hat, doch ist uns das absolute Maß dieser Zeiten nicht bekannt. Man darf jedoch annehmen, daß einige hundert Millionen Jahre zur Ablagerung der gesamten Schichtenreihe erforderlich gewesen sind, die bei lückenloser Ausbildung eine Mächtigkeit von mehreren Zehntausenden von Metern erreichen würde.

Man unterscheidet in der Geschichte der Erde vier große Zeitalter, in denen die verschiedenen Formationsgruppen entstanden. Neben den Sedi-

mentgesteinen (s. Gesteine), welche mehr oder weniger organische Überreste (Fossilien) enthalten, treten in jeder Formation auch Eruptivgesteine auf.

Die Formationsgruppen gliedern sich in einzelne Formationen und weitere Unterabteilungen, die im folgenden von den ältesten bis zur Jetztzeit angeführt sind:

- I. Archaische Formationsgruppe.
 1. Azoische Formation ohne alle organischen Einschlüsse;
 2. Eozoische Formation (auch protozoische Formation, Algonkium oder Präkambrium genannt) mit den ersten Spuren organischen Lebens.
- II. Paläozoische Formationsgruppe.
 1. Kambrium;
 2. Silur;
 3. Devon;
 4. Karbon oder Steinkohlenformation:
 - a) Unter-Karbon (Kulm),
 - b) Ober-Karbon (produktive Steinkohlenformation);
 5. Perm oder Dyas;
 - a) Rotliegendes,
 - b) Zechstein.
- III. Mesozoische Formationsgruppe:
 1. Trias:
 - a) Buntsandstein,
 - b) Muschelkalk,
 - c) Keuper (oberste Stufe: Rhät);
 2. Jura:
 - a) Lias oder schwarzer Jura,
 - b) Dogger oder brauner Jura,
 - c) Malm oder weißer Jura;
 3. Kreide oder kretazeische Formation:
 - a) Untere Kreide,
 - a) Neocom und Wealden,
 - β) Gault;
 - b) Obere Kreide:
 - a) Cenoman,
 - β) Turon,
 - γ) Senon,
 - δ) Danien.
- IV. Känozoische Formationsgruppe:
 1. Alt-Tertiär oder Eogen:
 - a) Eozän,
 - b) Oligozän;
 2. Jung-Tertiär oder Neogen:
 - a) Miozän,
 - b) Pliozän;
 3. Quartär:
 - a) Diluvium (Pleistozän),
 - b) Alluvium (Jetztzeit).

Diese Formationen sind in den einzelnen Teilen der Erde in verschiedener Ausbildung (Fazies), aber nirgends in lückenloser Reihe entwickelt.

Die geologische Erforschung wird in den Kulturländern von den staatlichen geologischen Landesanstalten betrieben, denen die geologischen Aufnahmen und deren Verarbeitung obliegt. Zu letzterer gehört vor allem die Darstellung des geologischen Aufbaues in geologischen Spezialkarten, die alle bekannten geologischen Tatsachen für das dargestellte Gebiet in klarer und scharfer Form graphisch zum Ausdruck bringen. Man benutzt auf diesen Karten zur Unterscheidung der verschiedenen

geologischen Formationen eine Farbenskala, über deren Grundlagen eine internationale Einigung erfolgt ist.

O. Baschin.

Näheres s. W. Salomon, Grundzüge der Geologie. 2 Bde. 1924—1926.

Geometrie, nichteuklidische s. Nichteuklidische Geometrie und vierdimensionale Welt.

Geometrische Optik heißt die Behandlungsart der Optik, die von allen Annahmen über die Natur des Lichts absieht und nur, vom Begriffe des Lichtstrahls ausgehend, die Gesetze der Fortpflanzung des Lichts voraussetzt. Es sind dies: Die geradlinige Fortpflanzung des Lichts im homogenen Mittel, das Reflexionsgesetz, das Brechungsgesetz. Über die Zusammenfassung der drei Gesetze in eins vgl. man den Artikel „Optische Abbildung“.

Die geometrische Optik gestattet, die Theorie der meisten optischen Instrumente und viele meteorologische Erscheinungen mit großer Annäherung richtig zu geben. Sie versagt, sowie die Beugung des Lichts eine merkliche Rolle spielt.

H. Boegehold.

Geomorphologie. Die Wissenschaft von den Formen der Erdoberfläche, ein Hauptteil der physischen Geographie, der zu deren wichtigster Nachbarwissenschaft, der Geologie, überleitet. Der Geomorphologie fällt die Aufgabe zu, die verschiedenartigen Formen zu beschreiben, nach Kategorien zu ordnen und ihre Entstehung zu erklären. Sie beschäftigt sich demnach hauptsächlich mit der horizontalen und vertikalen Gliederung der festen Erdoberfläche, den einzelnen Typen der Oberflächenformen und den Kräften (s. Endogene Vorgänge und Exogene Vorgänge), welchen dieselben ihre Entstehung verdanken.

Ein wichtiger Unterschied besteht zwischen den erhabenen oder Vollformen, deren Krümmungsradius kleiner ist, als der des Geoids an der betreffenden Stelle, und den zwischen ihnen gelegenen Hohlformen. Die Terminologie ist außerordentlich mannigfaltig und noch keineswegs einheitlich. Weite Gebiete mit geringem Wechsel in der Oberflächenneigung pflegt man als Ebenen zu bezeichnen, denen einerseits als Vollformen Hügel, Berge, Gebirge, Massive, Käme, Rücken, Horste, Landstufen, Landschwellen, Kuppen usw., andererseits als Hohlformen Senken, Täler, Becken, Mulden, Wann, Gräben, Krater, Dolinen usw. gegenüberstehen.

Nach der Art der Entstehungen unterscheidet man hauptsächlich folgende Formengattungen:

1. Tektonische, durch Dislokationen (s. d.) geschaffene. Zu ihnen gehören z. B. als Vollformen Faltengebirge und Schollengebirge (s. Gebirge), als Hohlformen Gräben (s. Täler), Einbruchswannen usw.

2. Vulkanische. Als Vollformen Vulkanberge, als Hohlformen Krater (s. Vulkanismus).

3. Äolische (s. Winderosion). Als Vollformen Dünen, als Hohlformen Dünenwannen (s. Dünen).

4. Fluviale (s. Flußerosion). Als Vollformen Erosionsgebirge (s. Gebirge), als Hohlformen Flußtäler (s. Täler).

5. Glaziale (s. Gletschererosion). Als Vollformen Moränen, Drumlins, Asar (s. Gletscher), als Hohlformen Trogtäler (s. Gletscher), Kare (s. d.).

Die beiden ersten Formengattungen faßt man wohl auch als Strukturformen, die drei letzten als

Destruktionsformen zusammen. Meist haften diesen verschiedenen Formen die Kennzeichen ihrer Entstehungsweise noch so deutlich an, daß ein geübtes Auge ihnen sofort die Art ihrer Entstehung ansieht. Dies hat manche Forscher dazu verführt, sich zur Beschreibung von Einzelformen einer Terminologie zu bedienen, die eine bestimmte Entstehungsweise für die betreffende Form in Anspruch nimmt. Dagegen ist von anderer Seite Widerspruch erhoben worden, so daß gegenwärtig das Gebiet der Geomorphologie ein vielumstrittener Kampfplatz zwischen Geologen und Geographen, sowie der letzteren untereinander geworden ist. Zu diesem Streit hat eine von W. M. Davis vorgeschlagene „deduktive“ Beschreibungsart der Landformen viel beigetragen. Er verfolgt die Formen nach ihrer von ihm angenommenen Entwicklung von Urformen durch Folgeformen zu den Endformen und faßt diese stark schematisierte Entwicklung als einen „Zyklus“ auf. Die Stadien eines solchen Zyklus werden durch die Zeitbegriffe jung, reif und greisenhaft gekennzeichnet. Dieser sehr einseitigen Fassung hat S. Passarge eine physiologische Morphologie gegenübergestellt, in denen die physikalischen Gesichtspunkte mehr zur Geltung kommen.

Über die Morphologie der Meeresräume s. d.

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der Physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—30.

Geophon ist ein Apparat, der zum Abhören von Bodenschall dient. Beispielsweise sind derartige Apparate nach den Grundsätzen des Stethoskops (s. d.) gebaut worden, eventuell in Verbindung mit einem Mikrophon zwecks Fernbeobachtung. Ein von Siemens-Waetzmann zum Abhören von Minergeräuschen konstruierter Apparat ist während des Krieges viel benutzt worden. Er eignet sich auch zur Aufnahme von Schallsignalen aus dem Wasser, sowie zur Hörbarmachung von Herztönen für einen größeren Hörerkreis.

E. Waetzmann.

Geotherme Tiefenstufe. Die Temperaturbeobachtungen in den uns zugänglichen Teilen der Erdrinde zeigen, daß, abgesehen von einer mehrere Meter dicken Schichte, in welcher sich noch der Einfluß der Sonnenwärme geltend macht, die Temperatur nach innen zunimmt. Die Strecke, auf welcher die Temperatur um 1°C wächst, bezeichnet man als geotherme Tiefenstufe. Ihre Größe ist sehr verschieden und schwankt zwischen etwa 20 m und 120 m. Sie hängt von dem Wärmeleitungsvermögen des Gesteins ab. Je größer dieses ist, desto größer ist auch die geotherme Tiefenstufe. Im Mittel nimmt man etwa 35 m an. Die Beobachtungen reichen bis zu einer Tiefe von beiläufig 2 km. Über den weiteren Verlauf der Temperatur im Erdinnern sind wir vollständig ununterrichtet. Jedenfalls muß man annehmen, daß die Größe der geothermen Tiefenstufe nach innen sehr stark zunimmt, wenn man nicht zu unwahrscheinlich hohen Temperaturen kommen will.

A. Prey.

Näheres s. M. P. Rudzki, Physik der Erde. Leipzig 1911.

Geozentrische Breite s. Breite.

Geradlaufapparat s. Gyroskop.

Geradichtsprisma s. Dispersionsprismen.

Geräusch ist eine spezielle Art von Schall (s. d.). Das Charakteristische an einer Geräuschempfindung ist nicht nur das unangenehm Unharmonische,

sondern in vielleicht ebenso hohem Grade das Unruhige, schnell und unregelmäßig Wechselnde. Es gibt sehr verschiedene Arten von Geräuschen; man denke nur daran, wie reich die Sprache an Ausdrücken für Geräuschempfindungen ist. Nicht alle Geräusche sind gleich unangenehm, sondern manche nähern sich schon mehr dem Eindruck von Klängen. Im extremen Falle sind Geräusch und Klang aber doch ganz verschiedene Empfindungen.

Die Ansicht, ein Geräusch sei ein Konglomerat von vielen Klängen, deren Höhe, Stärke und Phasen schnell und unregelmäßig wechseln, hat manches für sich. Ebenso wie bei den übrigen Arten von Schall (Klang, Knall) wird auch der Ausdruck „Geräusch“ im doppelten Sinne gebraucht; erstens für die Empfindung und zweitens für das Reizmittel. Während nun ein Klang im physikalischen Sinne des Wortes eine periodische Bewegung eines elastischen Körpers ist, ist ein Geräusch eine nicht periodische Bewegung eines elastischen Körpers.

E. Waetzmann.

Näheres s. O. Weiss und R. Sokolowsky, Plügers Archiv 180, 1920.

Gerichteter Empfang. Empfang mit Anordnungen, die es ermöglichen, elektrische Wellen aus einer einstellbaren Richtung besonders kräftig, aus davon abweichenden stark geschwächt zu empfangen.

Eine wesentliche Rolle spielen dabei Art und Aufstellung der Empfangsluftleiter. Für Richtungsempfangszwecke erweisen sich als besonders geeignet: Rahmenantenne, V-Antenne und mehrere gleichzeitig an einer Empfangsanordnung benutzte Luftleiter gewöhnlicher Art, die in einer gewissen Entfernung voneinander aufgestellt sind.

Die günstigste Entfernung der Luftleiter voneinander hängt ab von der Wellenlänge der ankommenden Schwingungen; für Doppelantennen ist sie gleich der halben Wellenlänge. Die Wirkungsweise der gerichteten Anordnungen erklärt sich aus den Phasenverschiebungen zwischen den Strömen, die in den einzelnen Leitern durch den über das Luftleitergebilde wandernden Wellenzug erregt werden. Bei Rahmenantennen liegt die Richtung des stärksten Empfanges in der Ebene des Rahmens. Siehe auch Peilempfänger.

Der Vorteil des gerichteten Empfanges gegenüber dem allseitigen ungerichteten liegt in der erheblich größeren Störungsfreiheit gegenüber fremden Sendern.

E. Alberti.

Gerichtete Telegraphie. Das Senden in einer bestimmten Richtung oder Empfangen aus einer bestimmten Richtung; beides wird erreicht durch besondere Antennenformen, gerichtete Antennen.

a) **Unsymmetrische Antennen.** Markoni-antennen (L = Antenne — englische Großstationen für lange Wellen). Die Antenne hat nach einer Richtung sehr große Längendimensionen z. B. bei einer Höhe von 80 m und einer Breite von 200 m eine Länge von 1200 bis 1500 m. Die Antenne strahlt bei gutleitendem Boden in der Richtung senkrecht zur Länge bei der Eigenschwingung etwa 30% weniger Energie aus als in der Längsrichtung. Wenn die Antenne auf die mehr als 1,3fache Eigenschwingung verlängert ist, macht sich die Richtwirkung nicht mehr bemerkbar.

b) **Symmetrische Antennen.** V-Antennen. Eine horizontale Antenne wird in der Mitte erregt, so daß jeweils immer die eine Hälfte positiv, die

andere Hälfte negativ geladen ist. Die Ladungen schwingen gewissermaßen gegen Erde (Spiegelbild) und das System ist gleichwertig zwei ungleichnamigen Dipolen im Abstände d ; die Richtwirkung berechnet sich aus der mittleren Entfernung d der Dipole im Verhältnis zur Wellenlänge. Die Strahlungen addieren sich also in der Ebene der Antenne und heben sich auf in der Senkrechten zur Antennenebene. Die Antenne ist gut für Empfang, wegen der großen Erdverluste aber ungünstig für Senden. Für Empfang können solche Antennen auch unmittelbar auf den Boden gelegt werden; siehe Erdantennen.

c) Rahmenantennen s. Rahmen.

d) Strahlwerfer oder Bimenantenne. Es sind die in der Kurzwellentechnik für Sender und Empfänger verwendeten großflächigen Richtantennen. Da sich ergeben hat, daß die Energie nahezu horizontal ausgestrahlt werden muß und ebenso einfällt, verwendet man große vertikale Flächen, die ausgefüllt sind mit vertikalen oder horizontalen, eine halbe Welle langen Drähten, Dipole, die auch voneinander einen Abstand von einer halben Wellenlänge haben und durch gemeinsame Energieleitung miteinander verbunden sind. Die Sender oder Empfänger stehen bis zu 500 m (-10% Verlust) weit ab von den Flächenantennen und sind mit ihnen durch eine bifilare Rohrleitung oder Doppelleitung verbunden. Die Richtwirkung nimmt zu mit Zunahme der Zahl der Dipole in den Flächen. Die Strahlung nach rückwärts wird durch ein Reflektor-System in ein viertel Wellenlänge Entfernung hinter der Antenne aufgehoben. Es ist ebenso gebaut wie die Antenne.

A. Meißner.

Gerinne. Unter Gerinne versteht man die, eine abgegrenzte strömende Flüssigkeitsmenge längs ihres Weges begrenzende und führende Wandung. Man unterscheidet geschlossene und offene Gerinne, je nachdem die Wandung im Sinne eines Rohres die Flüssigkeit allseitig (von Zu- und Abflußquerschnitt abgesehen) umgibt oder sich eine freie Oberfläche (s. d.) mit Spiegelgefälle ausbilden kann (offener Kanal, Graben, Fluß). Als offenes Gerinne hat in diesem Sinne auch ein nicht vollgefülltes Rohr zu gelten, bei dem der freie Raum mit der Außenluft in Verbindung steht. Beim geschlossenen Gerinne wirkt der Flüssigkeitsdruck (s. d.) auf die Wandung und kann mittels Standrohren (s. d.) (Manometern) abgelesen werden; über den Druckverlust beim Durchfließen eines geschlossenen Gerinnes s. Druckabfall. In offenen Gerinnen wirkt sich ein Energieunterschied in der Lage des freien Spiegels aus, der eine Fläche konstanten Druckes (s. Niveaufläche) ist, nämlich gleichen Druckes wie das angrenzende Medium (im allgemeinen also atmosphärische Luft). Hierüber s. hydraulische Fließformeln, Energielinie, sowie Fließen, Schießen, Strömen, Staukurve; für nichtstationäre Vorgänge in geschlossenen Gerinnen s. Druckrohr, in offenen Gerinnen (Schwall und Sunk) s. Hebungswellen, Hochwasserwellen bzw. Oberflächenwellen.

Eisner.

Gerstnersche Wellen (Trochoidenwellen) sind periodische Bewegungen einer Wasseroberfläche, die den hydrodynamischen Gleichungen (und zwar den Lagrangeschen) genügen und auch bei endlicher Amplitude die Oberflächenbedingung konstanten Druckes exakt erfüllen, was die aus

der Theorie des Geschwindigkeitspotentials gewonnenen Wellenbewegungen (s. Oberflächenwellen) nur näherungsweise tun. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ergibt sich für sehr tiefes Wasser in beiden Theorien gleich. Die Gerstnerschen Wellen haben aber deswegen keine physikalische Bedeutung, weil sie nicht wirbellos sind, was nach dem Helmholtzschen Satz bei wirklichen Wellenbewegungen unbedingt der Fall sein muß.

L. Hopf.

Gesamtstrahlung s. Strahlungsgesetze.

Gesangstechnik s. Stimmorgan.

Geschichtete Lichtsäule. In bestimmten Gebieten des Gasdruckes und der Stromstärke der Glimmentladung in Röhren besteht die positive Lichtsäule (s. d.) aus einzelnen leuchtenden, durch dunkle Zwischenräume getrennten Schichten. Man unterscheidet die Form der Schichten, die außerordentlich mannigfaltig, am häufigsten einem flachen gegen die Kathode gewölbten Teller ähnlich ist, den Schichtabstand, der durch die ganze Länge der Entladung in zylindrischen Röhren konstant ist, und die ebenfalls konstante Schichtpotentialdifferenz. Die der Kathode zugekehrte meist sehr scharf begrenzte Seite der Schicht heißt Scheitel oder Schichtkopf. Die andere Seite endet meist mehr oder weniger diffus. Die nebenstehende Figur gibt ein Bild geschichteter Entladungen. Ferner wird je nach den Entladungsbedingungen und der Gasart unterschieden: einfache Schichten von einheitlichem Aussehen und Farbe, Doppelschichten, bei denen jede Schicht in zwei deutlich voneinander abgegrenzte Zonen geteilt ist, die verschiedene Färbung haben, und Schichtpaare, die aus zwei nahe zusammenstehenden verschiedenartigen Schichten bestehen, die untereinander gleichen Abstand haben.

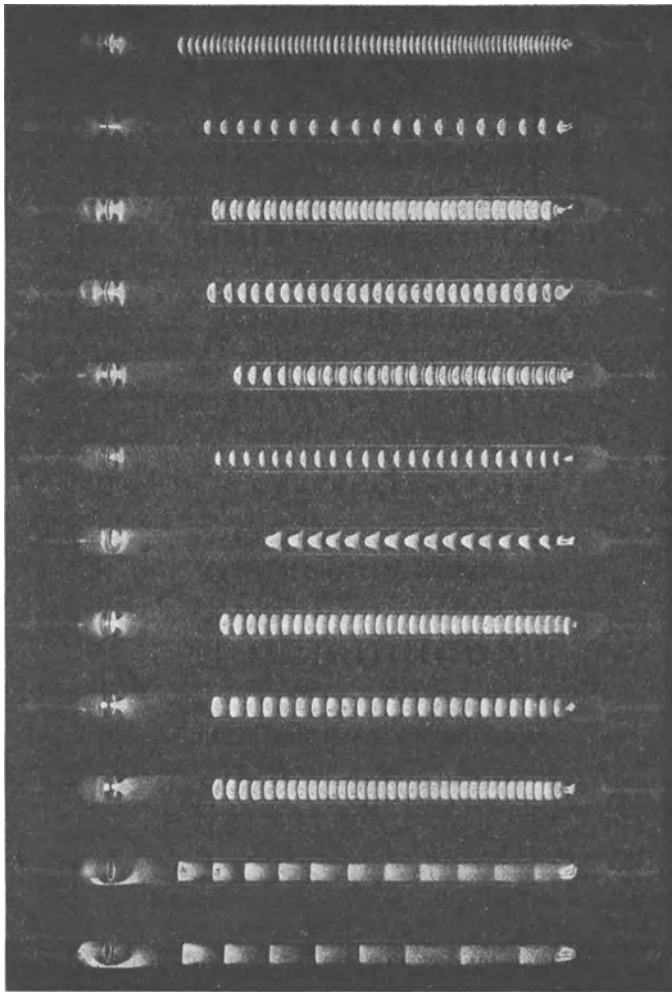
Die der Kathode nächste Schicht weicht vielfach in Farbe und Form von den folgenden Schichten ab.

Die Schichtlänge nähert sich mit steigender Stromstärke einem konstanten Endwert und ist um so kleiner, je kleiner der Rohrdurchmesser ist. Als allgemeine, selten durchbrochene Regel gilt, daß der Schichtabstand nicht größer als der Rohrdurchmesser werden kann.

Die Schichten werden als Äquipotentialflächen angesehen. Ihre Krümmung beweist, daß diese Flächen in Entladungsrohren gekrümmt sind, was auch theoretisch aus der Wirkung der auf den Gefäßwänden vorhandenen negativen Ladungen folgt.

Von größtem Einfluß ist ferner die Art und Reinheit des benutzten Gases. Die einzigen Gase, die die Erscheinung noch zeigen, wenn sie völlig rein sind, sind Wasserstoff und vielleicht Quecksilber. Alle anderen Gase zeigen nur dann eine geschichtete Lichtsäule, wenn sie durch Wasserstoff, Quecksilber oder durch elektropositive Gase verunreinigt sind, und zwar genügen von den elektropositiven Gasen um so geringere Mengen, je elektropositiver sie sind. Von Jod genügen schon ganz außerordentlich geringe Mengen.

Die elektrische Feldstärke und die Temperatur schwanken in der geschichteten Entladung in dem gleichen Rhythmus wie die Helligkeit. Die Schichten hängen gewissermaßen an der Kathode. Jede Bewegung der Kathode wird von ihnen mitgemacht, während die Bewegung der Anode wirkungs-



Schichtformen bei der Glimmentladung in Wasserstoff nach de la Rive und Müller.

los ist. Wird die Anode der Kathode genähert, so verschwinden die Schichten, die sie erreicht, in ihr, ohne daß die anderen Schichten sich irgendwie ändern; wird sie von der Kathode entfernt, so wachsen immer neue Schichten in gleichem Abstand aus ihr heraus.

Die Theorie der geschichteten Entladung steht noch nicht hinreichend fest. Bisher sind nur einige rein empirische Gesetzmäßigkeiten bekannt. Die geschichtete Entladung gehört zu den farbenprächtigsten Erscheinungen der Gasentladung.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger und Scheel, Handbuch der Physik, Bd. XIV, Julius Springer 1927.

Geschiebe. In Flußläufen mit beweglicher Sohle geraten die die Sohle bildenden Teile bei Überschreitung einer gewissen Wassertiefe und einem gleichzeitig vorhandenen Mindestspiegelgefälle (bzw. einer gewissen mittleren Abflußgeschwindigkeit, die gemäß den hydraulischen Fließformeln [s. d.] bei bestimmter Wandbeschaffenheit dazu gehört) in Bewegung. Das längs des Grundes schleifend oder rollend, bzw. hüpfend bewegte Material heißt Ge-

schiebe (häufig ist die gesamte Sohle bis zu einer bestimmten Eindringungstiefe in flußabwärtiger Bewegung); die in den Flußquerschnitt hineingeführten und dort schwebend erhaltenen Bodenteilchen heißen Schwemmstoffe. Die in Richtung der Fließbewegung verlaufende Komponente des Gewichts der abwärtsbewegten Wassermasse bezogen auf ein Quadratmeter der Sohlfläche ist $= \gamma t \sin \alpha$, wenn t die Tiefe der über dem Sohlflächenstück befindlichen Wassermasse, γ deren spezifisches Gewicht und α die Neigung ist. Mit dieser, in die Hydraulik von Kreuter eingeführten „Schleppkraft“ bringt man die Bewegung des Geschiebes, ihre Stärke (Menge und Größe der bewegten Körner), ihre Wanderungsgeschwindigkeit usw. in Zusammenhang. Die Bewegung soll nach dieser Auffassung bei einer gewissen „Grenzschleppkraft“ beginnen, wobei nicht das „erste Hüpfen“ eines Kornes, sondern „lebhaftere Bewegung“ maßgebend sein soll. Auf Grund von Modellversuchen setzt Krey innerhalb der Modelldimensionen die Geschiebemenge, die durch einen Querschnitt geht, proportional der fünften bis siebenten Potenz der Schleppkraft, während man früher vielfach die zweite Potenz annahm; für große Dimensionen (in der Natur) ist nach Krey eine niedrigere Potenz zu wählen. Diese Überlegung führt nicht zu dimensionsrichtigen Beziehungen (vgl. die Quelle im Zusatz). Der am häufigsten in einem Jahre vorkommende Wasserstand bei gleichzeitig so großem Gefälle, daß Geschiebebewegung statthat, heißt „bettbildender Wasserstand“.

Entsprechend dem flußab abnehmenden normalen Spiegelgefälle nimmt auch die Größe der am Boden gerade noch ruhenden Teile vom Block, Schotter, Kies, Sand bis zum Schlack ab und man war bemüht (Sternberg), für diesen „Geschiebeabtrieb“ eine analytische Beziehung (z. B. Exponentialfunktion) zu finden.

Die in Laboratorien gefundenen Werte für alle diese vermuteten Gesetzmäßigkeiten gehen noch stark auseinander. Die Geräte zur Beobachtung in der Natur sind sehr unvollkommen; zuverlässiger sind die Aufmessungen von Mündungsdeltas (Rhein im Bodensee, Maggia im Lago Maggiore usw.) in bestimmten Zeitabständen.

Die wirklichen Verhältnisse hängen mit der Verteilung der „Quergeschwindigkeiten“ im Wasserlauf (Struktur des ausgebildeten turbulenten Zustandes, s. d.), sowie mit den bei Umströmung von Körpern, insbesondere auch Umströmung in Bodennähe auftretenden Erscheinungen (Ablösung, Widerstand, Auftrieb usw.) zusammen und dürften äußerst schwierig zu klären sein; besonders ist das Herauslösen des ersten, nicht unbedingt hervorstehenden

Kornes aus dem Verbande heute noch nicht verständlich, geschweige zahlenmäßig faßbar. Wahrscheinlich wird man die Erscheinungen mit dem Quadrat der Geschwindigkeit in Zusammenhang bringen müssen, was aus dem Ansatz mit γtsina durch Umformung übrigens leicht zu erreichen ist, s. hierzu die unten erwähnte Literatur.

Die besondere Wichtigkeit aller hiermit zusammenhängenden Fragen für den praktischen Flußbau (Fahrwassertiefe in Flüssen und in Häfen, Auskolkung an Bauwerken, Sohlenangriffe aller Art, Aufhöhung durch Ablagerung in Becken oberhalb von Stauwerken, Bestand von Uferbauten gegen Unterspülung usw.), sowie insbesondere die Schwierigkeit modellähnlicher Nachbildung in wasserbaulichen Versuchsanstalten (die besondere empirische Ähnlichkeitsgesetze (s. d.) erforderlich macht), gestaltet die Erforschung dieser Verhältnisse zu einer der dringendsten Aufgaben der praktischen Hydraulik. Zusatz bei der Korrektur: Verf. glaubt, in seinem inzwischen erschienenen Beitrag zum Handb. d. Experimentalphysik von Wien & Harms, Bd. IV, 2, „Offene Gerinne“ wesentliche Neuansätze in qualitativer und quantitativer Hinsicht haben geben zu können. Die obigen Überlegungen an sich bleiben zwar bestehen, doch kann man jetzt genauere Angaben über die wirklichen Vorgänge machen. *Eisner.*

Geschoßabweichungen, konstante. Um mathematischen Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen, berechnet man in der äußeren Ballistik die Flugbahn eines Geschosses zunächst unter der vereinfachenden Annahme, daß die Geschossmasse im Geschossschwer-

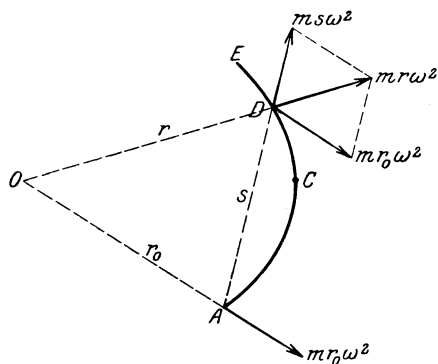


Fig. 1. Zur Theorie der Geschosßabweichungen.

punkt vereinigt sei und daß auf das Geschosß an Kräften nur die nach Größe und Richtung konstant gesetzte Schwerkraft und — längs der Bahntangente — der Luftwiderstand wirksam sei. Will man die so vereinfachte Lösung mit der Wirklichkeit in nähere Übereinstimmung bringen, so muß man die gleich zu erwähnenden sekundären Einwirkungen auf das Geschosß in einer Störungsrechnung berücksichtigen, also ähnlich vorgehen, wie es in der Astronomie bei der Berücksichtigung sekundärer Einflüsse auf die Planetenbahnen geschieht. Sekundäre Einflüsse, welche konstante Geschosßabweichungen hervorbringen, sind 1. die Scheinkräfte, welche durch die Erdrotation hervorgerufen werden, 2. die konischen Pendelungen des Geschosses und der Magnuseffekt, 3. die Krümmung der Erde.

Zu 1. Man bezieht die Geschosßflugbahnen aus praktischen Gründen stets auf ein mit der Erde fest verbundenes, durch ihren Mittelpunkt gehendes, mit ihr also mit konstanter Drehgeschwindigkeit rotierendes Koordinatensystem. Will man eine beliebige Bewegung bezüglich eines solchen Systems richtig beschreiben, so muß man nach den Grundsätzen der Relativbewegung bekanntlich zwei Scheinkräfte den äußeren Kräften zufügen, die Zentrifugalkraft und die Korioliskraft. Erstere weist senkrecht von der Erdachse weg nach außen; ihre Größe ist $m r \omega^2$, wenn m die Geschosßmasse, r der augenblickliche Abstand des Geschosses von der Erdachse, $\omega = \frac{1}{13717}$ die Rotationswinkelgeschwindigkeit der Erde ist. Ist ACE die Projektion der Flugbahn auf die Parallelkreisebene, O der Durchstoßpunkt der Erdachse durch diese Ebene, r_0 der Abstand des Anfangspunktes der Flugbahn von O , so kann man $m r \omega^2$ zerlegen in zwei Kräfte $m r_0 \omega^2$ und $m s \omega^2$. Erstere $m r_0 \omega^2$ ist bei der ungestörten Flugbahn mitberücksichtigt, da die gewöhnliche konstante Schwerkraft schon die Resultante der Gravitationskraft und der Kraft $m r_0 \omega^2$ ist. $m r_0 \omega^2$ ist nicht sehr klein, weil ω^2 zwar sehr klein, dafür r_0 aber sehr groß ist. Die Kraft $m s \omega^2$ ist dagegen von zweiter Ordnung

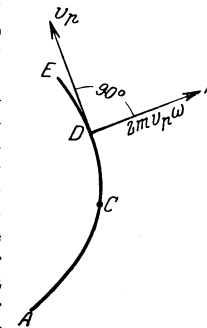


Fig. 2. Zur Theorie der Geschosßabweichungen.

klein in ω . Sie wird demzufolge im allgemeinen vernachlässigt. Nicht vernachlässigt werden darf dagegen die Corioliskraft $2 m v_p \omega$, welche von erster Ordnung klein in ω ist. v_p bedeutet die Geschwindigkeitskomponente längs der Bahnprojektion ACE. Die Corioliskraft DF in dem Punkt der Bahn, dessen Projektion D ist, steht senkrecht auf der Bahntangente im Bahnpunkte und auf der Erdachse, ist also parallel der Ebene AOC und zwar weist sie, wenn man sich im Bahnpunkte parallel der Erdachse so aufstellt, daß die Richtung Süd-Nord von den Füßen zum Kopf geht, nach rechts, wenn man in Richtung der Geschwindigkeitskomponente v_p blickt. Wie man leicht aus den Figuren erkennt, hat die Corioliskraft in mittleren Breiten der nördlichen Erdhälfte stets eine Komponente senkrecht zur vertikalen Schußebene, welche eine Rechtsabweichung des Geschosses hervorruft. Aber auch eine Änderung in der Schußweite wird durch die Corioliskraft bewirkt, da diese eine Komponente in der vertikalen Schußebene besitzt, welche teils positiv, teils negativ ist. Die Gesamtwirkung der Erdrotation auf der nördlichen Erdhälfte spricht sich für den luftleeren Raum in folgenden Formeln aus:

Schußweitenänderung =

$$\frac{4 \omega v_0^3}{3 g^2} \cos \varphi_0 \sin a [4 \cos^2 a - 1] \sin \psi,$$

Rechtsabweichung =

$$\frac{4 \omega v_0^3 \sin^2 a}{g^2} \left[\cos a \sin \varphi_0 + \frac{\sin a \cos \varphi_0}{3} \right] \cos \psi.$$

Dabei bedeutet g die Erdbeschleunigung, v_0 die Anfangsgeschwindigkeit, φ_0 die geographische Breite, a den Abgangswinkel, welchen das Geschosß beim Verlassen des Rohrs mit dem Horizont macht, ψ den

Winkel, welchen die Bahnprojektion auf den Horizont mit der Südrichtung in Horizont bildet, positiv gemessen von Süden über Osten nach Norden.

Zu 2. Das Geschoß erhält zu seiner Stabilisierung Drall, d. h. Rotation um seine Längsachse. Es ist infolgedessen ein schnell rotierender Kreisel mit großem Drehimpuls, dessen Richtung jedenfalls zu Anfang mit der Geschoßachse nahezu übereinfällt. Da das Geschoß kein Massenpunkt, sondern ein räumlich ausgedehnter Körper ist, geht die Luftwiderstandsresultante im allgemeinen nicht durch den Schwerpunkt, sondern übt auf das Geschoß in jedem unendlich kleinen Zeitteil einen unendlich kleinen Drehstoß aus, dessen Achse nahezu auf dem Drehimpuls senkrecht steht und somit im wesentlichen nur dessen Richtung im Raum, nicht dessen Größe abändert. Da nun bei großen Drehimpulsen die Hauptsache kleinsten Trägheitsmoments (die Figurenachse des Geschosses), wenn sie ursprünglich nahe der Impulsrichtung lag, dauernd der jeweiligen Impulsrichtung nahebleibt, so folgt die Geschoßachse im wesentlichen der Bewegung der Impulsachse. Letztere aber wird infolge der dauernden Drehstöße bei Rechtsdrall in einem Kegel nach rechts und nach abwärts geführt, wenn man dauernd vom Schwerpunkt aus in Richtung der Anfangstangente der Geschoßflugbahn blickt. Da sich die Bahntangente gleichzeitig senkt, beschreibt die Geschoßspitze relativ zur Bahntangente Schleifen, die fast dauernd rechts der Flugbahn liegen.

Die Wirkung ist die, daß die Luftwiderstandsresultante fast dauernd eine nach rechts gerichtete Komponente hat, deren resultierende Wirkung ist, daß sie das Geschoß nach rechts abdrängt. Die Rechtsabweichung oder Derivation wächst rascher als die Schußweite.

Mit dem Einfluß des Magnuseffekts auf die Gestaltung der Geschoßbahnen haben sich in neuester Zeit besonders C. Cranz u. W. Schmidt theoretisch und experimentell beschäftigt; es hat sich gezeigt, daß der Magnuseffekt zwar bei Flachbahnen im allgemeinen geringere Bedeutung hat, als der Kreiseffekt, aber daß er um so mehr den letzteren der Größe nach überwiegt, je größer die Rohrerhöhung gewählt ist; die Tatsache, daß im Fall einer Rohrerhöhung über 55° oder 60° die Geschoßabweichung bei Rechtsdrall schließlich in eine Linksabweichung oder bei Linksdrall schließlich in eine Rechtsabweichung übergeht, erklärt sich durch den bei großer Rohrerhöhung überwiegenden Einfluß des Magnuseffekts.

Zu 3. Die Einwirkung der Erdkrümmung und der Abnahme der Schwerkraft mit der Höhe wird erst bei großen Schußweiten merklich. Man berücksichtigt beide, indem man den Unterschied zwischen der Flugbahnparabel im luftleeren Raum (unter Annahme horizontaler Begrenzung der Erdoberfläche und nach Richtung und Größe konstanter Schwerebeschleunigung) und der astronomischen elliptischen Bahn eines mit gleicher Anfangsgeschwindigkeit und Richtung geworfenen Körpers bezüglich der Schußweite auf der Erde berechnet.

Der Schußweitzuwachs beträgt angenähert

$$\Delta X = X \frac{1}{\frac{2 r_0 \operatorname{tga}}{X} - 1},$$

wo X die Schußweite, ΔX die Schußweitenänderung, r_0 den Erdradius, α den Abgangswinkel bedeutet.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Näheres s. Cranz, Ballistik. Bd. I.

Geschoßabweichungen, zufällige. Gibt man aus einer Waffe unter den gleichen Bedingungen eine Anzahl Schüsse ab, so treffen dieselben trotz aller Sorgfalt beim Richten nicht auf den gleichen Punkt, denn es sind eine sehr große Anzahl von Fehlerursachen vorhanden, welche die Geschoßflugbahn variieren. Solche Ursachen sind z. B. die Variationen in den Anfangsgeschwindigkeiten infolge der Ungleichmäßigkeit der Pulververbrennung, der Pulverzusammensetzung, des Ladungsgewichts und der Pulvertemperatur, das vorzeitige Zerbrecen der Pulverröhren während der Pulververbrennung, Verschiedenheit des Geschoßgewichts u. dgl. m. Sehr ins Gewicht fällt z. B. die Größe des Einpreßwiderstandes der Geschoßführung. Je nach der Kraft, die notwendig ist, um das Geschoß in die Felder und Züge des Rohrs einzupressen, je nachdem also mehr oder weniger Pulver verbrennen muß, ehe das Geschoß sich in Bewegung setzt, variiert nämlich die Gasdruckkurve, d. h. der Gasdruck als Funktion des Geschoßweges im Rohr. Ist so die Anfangsgeschwindigkeit von einer Unzahl Faktoren beeinflusst, so wechselt andererseits der Abgangswinkel infolge der Ungenauigkeit des Richtens, und infolge der Variationen des Abgangsfehlerwinkels, d. h. des Winkels, um welchen das Rohr bockt, ehe das Geschoß das Rohr verlassen hat und der noch durch die selbst variierenden seitlichen Schwingungsgeschwindigkeiten des beim Schuß in Schwingungen geratenden Rohrs vergrößert wird.

Endlich wird das Geschoß durch seitliche Stöße beim Verlassen des Rohrs und infolge der beim Verlassen des Rohrs voreilenden Pulvergase zu kleinen Nutationspendelungen veranlaßt, welche den auf das Geschoß ausgeübten Luftwiderstand in wechselnder Weise beeinflussen.

Die große Anzahl von zufälligen, voneinander unabhängigen Fehlerursachen bringt es mit sich, daß nach der Theorie der Beobachtungsfehler der aus allen Ursachen entstehende Gesamtfehler mit großer Annäherung das Gaußsche Fehlergesetz befolgen muß. Dieses Gesetz besteht in folgendem: Gibt man eine unendlich große Anzahl von Schüssen ab, und fängt man sie beispielsweise in einer Horizontalebene auf, so entsteht ein sog. Trefferbild. Betrachtet man alle Treffpunkte als Massenpunkte von gleicher Masse, so bezeichnet man den Schwerpunkt dieses Trefferbildes als den mittleren Treffpunkt. Legt man durch diesen mittleren Treffpunkt in der Ebene des Trefferbildes zwei zueinander senkrechte Koordinatenachsen ξ, η , so hat die Wahrscheinlichkeit, mit einem Schuß ein bestimmtes unendlich kleines Rechteck $d\xi d\eta$ mit den Koordinaten ξ_1 und η_1 zu treffen, die Form $A e^{-a\xi_1^2 - b\xi_1\eta_1 - c\eta_1^2} d\xi d\eta$, wo A, a, b, c Konstanten sind. Zu dieser Form gelangt man übrigens am bequemsten durch die plausible Annahme, daß auch bei einer beschränkten Zahl n von Schüssen die wahrscheinlichste Lage des mittleren Treffpunktes mit dem Schwerpunkt der n Treffpunkte übereinfällt.

Durch Drehung des Koordinatensystems ξ, η , um einen bestimmten Winkel α , der aus der Gleichung

$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{b}{a-c}$ folgt, läßt es sich erreichen, daß

das Fehlergesetz die Form annimmt:

$$A e^{-h_x^2 x^2 - h_y^2 y^2} dx dy,$$

was bedeutet, daß bezüglich der aufeinander senkrechten „Gruppierungsachsen“ x, y, die Wahrscheinlichkeit der Fehler in der x-Richtung

unabhängig von der y -Koordinate ist und umgekehrt. Beachtet man noch, daß die Summe der Wahrscheinlichkeiten aller möglichen Lagen eines einzelnen Treffpunktes, also die Wahrscheinlichkeit, daß der Treffpunkt irgendwo auf der x , y -Ebene liegen muß, zur Gewißheit wird, also gleich 1 sein muß, so ergibt sich das Fehlergesetz in der Form

$$\frac{h_x}{\sqrt{\pi}} e^{-h_x^2 x^2} dx \frac{h_y}{\sqrt{\pi}} e^{-h_y^2 y^2} dy.$$

Die x - und die y -Richtungen fallen in der Praxis mit der Schußrichtung und der dazu senkrechten Richtung nahezu überein.

Die Kurve $z = \frac{h_x}{\sqrt{\pi}} e^{-h_x^2 x^2}$ bezeichnet man in der Fehlertheorie als die Gaußsche Fehlerkurve oder als Trefferberg. Je größer das Präzisionsmaß h ist, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit eines innerhalb kleiner Grenzen bleibenden Fehlers und um so rascher fällt die Kurve mit wachsendem x zu verschwindend kleinen Werten nach beiden Seiten hin ab.

Im Schießwesen verwendet man statt des Präzisionsmaßes h , meist die „50prozentige Streuung“, d. h. die Breite eines parallel zur y -Richtung und symmetrisch zum mittleren Treffpunkt liegenden Streifens, innerhalb dessen bei unendlich großer Schußzahl 50% aller Schüsse liegen würden. Die sog. wahrscheinliche Abweichung r ist die Hälfte der 50prozentigen Streuung x_m . Es ist

$x_m = \frac{1}{1,049 h_x}$ also dem Präzisionsmaß umgekehrt proportional.

Die 50prozentige Streuung x_m in der x -Richtung hängt mit dem arithmetischen Mittel E_1 der Absolutwerte der einzelnen Abweichungen (x) vom wahren mittleren Treffpunkt (also demjenigen mittleren Treffpunkt, der sich bei unendlich großer Schußzahl ergeben würde) nach der Formel zusammen:

$x_m = 1,6907 \varepsilon_1 = 1,6907 \frac{\sum |x|}{n}$ (für $n = \infty$), ebenso mit der Wurzel ε_2 aus dem arithmetischen Mittel der Fehlerquadrate $\varepsilon_2 = \sqrt{\frac{\sum (x_2^2)}{n}}$ nach der

Formel $x_m = 1,349 \varepsilon_2$. Zur Bestimmung der 50prozentigen Streuung, also der Treffgenauigkeit einer Waffe stehen aber stets nur eine beschränkte Zahl von Schüssen zur Verfügung, und von dem mittleren Treffpunkt ist nur bekannt, daß seine wahrscheinlichste Lage der Schwerpunkt des Trefferbildes ist. Unter diesen Umständen besitzt man nur Kenntnis von der Abweichung λ der einzelnen Schüsse von diesem Schwerpunkt, von den sog. scheinbaren Fehlern, und man ist nur imstande, den wahrscheinlichsten Wert der Größen ε_1 oder ε_2 zu berechnen. Die Wahrscheinlichkeitsrechnung ergibt, daß diese Werte für endliche n durch folgende

Beziehungen gegeben sind $\varepsilon_2 = \sqrt{\frac{\sum (\lambda^2)}{n-1}}$ und $\varepsilon_1 = \frac{\sum |\lambda|}{\sqrt{n \cdot (n-1)}}$. Auch hier ist $x_m = 1,349 \varepsilon_2 = 1,6907 \varepsilon_1$.

Die so ermittelten Werte von ε_2 bzw. ε_1 sind selbst wieder mit wahrscheinlichen Fehlern behaftet. Eine genauere Analyse zeigt, daß der wahrscheinliche Fehler von ε_2 etwas geringer ist als der von ε_1 . Hieraus erklärt es sich, daß man für genauere

Rechnungen die umständlichere Ermittlung von x_m mit Hilfe von ε_2 , der bequemeren mit Hilfe von ε_1 vorzieht.

Bis hierher wurden nur zufällige Fehler ins Auge gefaßt. Es kommt aber beim Schießen vor, daß durch allmählich vor sich gehende Änderungen, z. B. langsame Erwärmung des Geschützrohres, Wetteränderungen ein Wandern des mittleren Treffpunktes stattfindet. In solchen Fällen bedient man sich zur Ermittlung der von diesem Wandern befreiten 50prozentigen Streuung statt der Abweichungen λ vom mittleren Treffpunkt der sukzessiven Differenzen in den Lagen zweier aufeinanderfolgender Schüsse, welche ein Fehlergesetz befolgen, welches $\sqrt{2}$ mal so große Streuung aufweist, wie die einzelnen Schüsse.

Die Ermittlung der wahrscheinlichsten Lage des mittleren Treffpunktes selbst erfolgt stets mit einem Präzisionsmaß h , welches \sqrt{n} mal so groß ist, als dasjenige des einzelnen Schusses.

Ist ein Ziel um x Meter vom Geschütz entfernt, und liegt der mittlere Treffpunkt auf der Entfernung a , so ist die Wahrscheinlichkeit eines Kurz-

schusses $W_1 = \frac{h_x}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{x-a} e^{-h_x^2 x^2} dx = F(x-a)$, die

Wahrscheinlichkeit eines Weitschusses $1 - W_1 = 1 - F(x-a) = F(a-x)$.

Hat man mit den Richtelementen für die Lage a_1 des mittleren Treffpunktes k_1 Kurzschüsse und w_1 Weitschüsse erhalten, ferner mit den Richtelementen für die Entfernung a_2 k_2 Kurzschüsse und w_2 Weitschüsse usw., so ist die Wahrscheinlichkeit, daß alle diese Schüsse zusammentreffen, dem Produkt

$$[F(x-a_1)]^{k_1} \cdot [F(a_1-x)]^{w_1} \cdot [F(x-a_2)]^{k_2} \cdot [F(a_2-x)]^{w_2} \dots$$

proportional. Diejenige Lage des Zieles x — also diejenigen Richtelemente für die beabsichtigte Lage des mittleren Treffpunktes im Ziele — ist die wahrscheinlichste, welche obigen Ausdruck zu einem Maximum macht. Es läßt sich auch der wahrscheinliche Fehler berechnen, mit dem die so bestimmte Zielentfernung x behaftet ist, der sog. wahrscheinliche Einschießfehler.

Indem man in ähnlicher Weise vorgeht, gelingt es, Schießregeln aufzustellen, welche mit der geringsten Schußzahl die Schußelemente mit möglichster Genauigkeit zu ermitteln gestatten.

Für das Schießen mit Luftprennpunkten finden die obigen Darlegungen, auf drei Dimensionen erweitert, sinngemäße Anwendung.

Schwierig ist die Feststellung und Ausschaltung von Ausreißern, insofern als die Gaußsche Fehlertheorie nur gestattet anzugeben, wie gering die Wahrscheinlichkeit einer Abweichung über bestimmte Grenzen hinaus ist. Es sind von verschiedenen Autoren Regeln aufgestellt worden. Der Beseitigung von Ausreißern haftet stets eine gewisse Willkürlichkeit an; sie ist mit großer Vorsicht durchzuführen. C. Cranz und O. v. Eberhard. Näheres s. Sabudski u. v. Eberhard, Die Wahrscheinlichkeitsrechnung, ihre Anwendung auf das Schießen und auf die Theorie des Einschießens. Stuttgart 1906.

Geschosse heißen diejenigen Munitionsbestandteile, welche die Wirkung einer Schußwaffe ins Ziel tragen sollen. In neuerer Zeit verwendet man nur noch Langgeschosse. Kugelgeschosse kommen ledig-

lich noch als Füllung der Schrapnells, Kartätschen und Einheitsgeschosse und bei Schrotpatronen vor. Je nach der Konstruktion unterscheidet man Vollgeschosse und Hohlgeschosse. Über mit Sprengladung versehene Geschosse s. den Artikel über Sprenggeschosse.

Für die Geschosskonstruktion sind folgende Gesichtspunkte maßgebend: Das Geschos muß genügende Haltbarkeit gegen den Druck der Pulvergase und gegebenenfalls genügende Festigkeit beim Eindringen in widerstandsfähige Ziele (Panzer, Beton) erhalten. Ferner ist eine günstige Geschosform zur Überwindung des Luftwiderstandes erforderlich. Außerdem muß das Geschos, damit es stabilisiert wird, d. h. mit der Spitze voraus am Ziele ankommt, im Geschützrohr eine entsprechende Drehung um seine Achse, den Drall, erhalten.

Die Infanteriegeschosse bestehen meist aus einem widerstandsfähigen Mantel von Stahl oder Kupfer und aus einer Bleifüllung. Das Geschos liegt vor dem Schuß mit einem geringen Spielraum im Lauf und taucht sich beim Schuß durch den Druck der Pulvergase, so daß es sich in die flachen, schraubenförmigen Züge des Laufes innig einpreßt, wodurch gasdichter Abschluß der Pulvergase erzielt wird. Die Spitzenform des Geschosses ist meist ein Ogival von 10 Kaliber Radius. Das heißt: Zieht man von einem Punkt A des oberen Endes des zylindrischen Geschossteiles eine Gerade AB senkrecht zur Mittelachse hin durch diese hindurch und macht AB 10 Kaliber lang, schlägt ferner im Punkte B als Mittelpunkt einen Kreisbogen vom Radius AB durch A nach der Geschosspitze hin, und benutzt diesen Bogen als Meridianlinie einer Rotationsfläche um die Geschosachse, so entsteht die „Ogival“ genannte Fläche, welche leicht maschinell herzustellen ist und einen günstigen Formwert (vgl. Luftwiderstand) ergibt. Das hintere Geschosende ist oft verjüngt, um die Luftfäden leichter abfließen zu lassen. Ist der Mantel vorne offen, so entsteht Dum-dum-Wirkung (s. d.). — Für Jagdzwecke bleibt die beste Waffe der Drilling, bestehend aus 2 Schrotläufen und 1 Büchsenlauf. Damit gelegentlich auch der Schrotlauf einer Flinte als Büchsenlauf verwendet werden kann, werden von den Jägern mitunter Spezialgeschosse, sog. Flintenlaufgeschosse, benutzt. Hiervon sind die bekanntesten die Brennecke-, die Kettner-, die Witzleben- und die Stendebach-Geschosse. Die drei ersten sind Bolzengeschosse, die aus einem schweren Geschoskopf und einem daran nach hinten schließenden leichteren Bolzen bestehen; der Schwerpunkt liegt deshalb weit nach vorne, und der Flug des Geschosses ist aus diesem Grund ein pfeilartiger. Das Witzleben-geschos enthält einen Geschoskopf aus Blei und einen Holzschaft mit Längsrillen; statt des Holzschafes verwendet Brennecke einen Filzpfropfen, Kettner eine Papphülse. Das Stendebach-geschos besteht ganz aus Metall, ist der Länge nach durchbohrt und besitzt innerhalb 4 schräge Rippen, durch welche dem Geschos eine Rotation erteilt werden soll; in Wirklichkeit scheint es sich bei diesem Geschos um eine Kombination des Pfeilprinzips und des Rotationsprinzips zu handeln.

Die Geschosse der Artillerie bestehen aus Stahl und sollen sich im allgemeinen nicht stauchen. Die Führung der Geschosse im Rohr erfolgt deshalb anders als beim Infanteriegeschos. Um den vordern Teil des Geschosses zentrisch in den Feldern (den zwischen den schraubenförmigen Zügen stehenden

Rippen) zu lagern, verdickt man die Geschosse am unteren Ende der Spitze wulstförmig, durch die „Zentrierwulst“, während der übrige Teil des Geschosses, um gefährliche Erscheinungen bei Stauchungen zu vermeiden, mit Spiel im Rohre liegt. Die Zentrierwulst ist notwendig, weil Geschosse mit exzentrischer Lage des Schwerpunkts größere Streuungen ergeben. Hinten umgibt man das Geschos mit Ringen aus Kupfer, in welche sich die Felder einschneiden, während die in den Zügen stehen gebliebenen Kupferrippen dem Geschos die Rotation um seine Längsachse aufzwingen. Um das Vorbeistreichen der Pulvergase von vorn herein zu vermeiden, ist das Geschoslager hinter dem Beginn der Felder konisch und die Geschosse werden durch einen Stoß „angesetzt“, d. h. die Führungsbänder sind mit einem Übermaß, der Forcierung, fertiggestellt, welches Übermaß beim Schuß durch die Rohrwandung weggedrückt werden muß. Die Kraft, welche infolgedessen notwendig ist, das Geschos in Bewegung zu setzen, bezeichnet man als „Einpressewiderstand“. Der Einpressewiderstand muß bei Geschossen gleicher Art, welche aus einem Geschütz verfeuert werden sollen, für alle Einzel-exemplare möglichst der gleiche sein, wenn man will, daß die Pulverladung sich bei allen Geschossen gleichmäßig verwertet, die Anfangsgeschwindigkeiten also möglichst wenig voneinander abweichen sollen. Bei Artilleriegeschossen schwankt die Spitzenform des Ogivals von 2—10 Kaliber Ab-rundungsradius. Bei Steilfeuergeschützen mit Anfangsgeschwindigkeiten bis zu etwa 500 m verwendet man die stumpferen Geschosse, ebenso bei Panzer-geschossen, der größeren Haltbarkeit der Spitze beim Auftreffen in Ziele wegen; bei Flachbahngeschützen verwendet man die schlanken Spitzen, oder mit Rücksicht auf sonstige Umstände stumpfere Geschosse mit spitzen Geschoshauben aus dünnem Stahlblech (von der Firma Friedr. Krupp A.G. während des Weltkrieges zur Erreichung großer Schußweiten vorgeschlagen). Auch die Form des rückwärtigen Geschoszapfens ist nicht ohne Einfluß auf die Schußweite; ein konischer Zapfen erleichtert den Abfluß der vorbeistreichenden Luft. Je größer allerdings die Geschosgeschwindigkeit ist, um so mehr verschwindet der günstige Einfluß eines konischen Zapfens, der auch sonstige Nachteile hat, gegenüber dem Einfluß der Geschosspitzenform.

Panzergranaten, welche mit größeren Endgeschwindigkeiten in zementierte Stahlplatten eindringen sollen, werden, um die Spitze haltbarer zu machen, mit Kappen aus weicherem Material versehen.

Für besondere Zwecke werden Geschosse entsprechender Bauart verwendet, wie z. B. Kartätschen, Flugzeugabwehrgeschosse mit Leuchthülsen, Gasgeschosse, Nebelgeschosse, Rauchgeschosse, Brandgeschosse, Signalgeschosse usw.

C. Cranz und O. v. Eberhardt.

Geschosgeschwindigkeit. Die Geschosgeschwindigkeit, einer der bestimmenden Faktoren für die Schußweite der Geschosse, konnte seit Einführung der rauchschwachen Pulver gegenüber der vorhergehenden Zeit beträchtlich gesteigert werden. Geschwindigkeiten von 900 m/sec waren vor dem Weltkriege für Marinegeschütze nichts Unerhörtes mehr, und man hatte zu Versuchszwecken auch schon Geschwindigkeiten von 1200 m/sec erzielt. Die Erfordernisse des Weltkrieges veranlaßten die Firma Krupp, Geschütze zu bauen, deren An-

fangsgeschwindigkeiten diesen Geschwindigkeitsbereich noch weit überschritten. Nach Rechnungen, die von verschiedenen Seiten angestellt worden sind, müssen Geschoßgeschwindigkeiten von etwa 1500—1600 m/sec erreicht worden sein. Was das bedeutet, macht man sich am besten klar, wenn man die Energie berechnet, welche ein Geschoß von etwa 100 kg bei einer derartigen Geschwindigkeit besitzt. Sie beträgt rund 11300000 mkg, entspricht also der Wucht eines 250-Tonnen-Eisenbahnzugs bei einer Stundengeschwindigkeit von 108 km. 30 m Geschwindigkeitszuwachs bedeuten ferner bei 1500 m/sec Geschwindigkeit eine Energievermehrung von 4%, also von 450000 mkg. Aus dieser Überlegung geht klar hervor, daß jede auch nur verhältnismäßig geringe Geschwindigkeitssteigerung bei derartigen Anfangsgeschwindigkeiten nur unter beträchtlicher Ladungsvermehrung erzielt werden kann.

Sehr wichtig für die Ballistik ist die Möglichkeit, große Geschoßgeschwindigkeiten einwandfrei messen zu können. Die experimentelle Ballistik hat eine ganze Anzahl von brauchbaren Methoden ausgearbeitet, von denen nur die wichtigsten hier kurz dargelegt werden können.

Der am meisten verwendete Apparat ist der Geschwindigkeitsmesser von le Boulengé: Ein mit einer Zinkhülse umkleideter Eisenstab wird an die konische Spitze des Kerns eines Elektromagneten angehängt und die Stromstärke so reguliert, daß der Eisenstab eben noch hängt. Der Strom, welcher den Elektromagneten betätigt, geht durch einen ersten Gitterrahmen, dessen Draht das fliegende Geschoß zerschneidet und damit eine Stromunterbrechung, welche den Eisenstab vom Magnetkern abfallen läßt, bewirken soll. Durch einen zweiten Drahtrahmen fließt ein zweiter Strom zu einem zweiten Elektromagneten, der ein Fallgewicht festhält. Wird der zweite Strom unterbrochen, so fällt das Fallgewicht auf eine Tellervorrichtung, welche ein Messer vorschnellen läßt, so daß dieses eine Marke auf der Zinkhülse des bereits im Fallen begriffenen Eisenstabes hervorruft. Je nach der Zeit, die zwischen beiden Stromunterbrechungen verfließt, wird die Marke auf der Zinkhülse weiter oben oder unten liegen, und aus ihrer Lage findet man die Zeit, die das Geschoß braucht, um die Strecke zwischen beiden Drahtrahmen zu durchfliegen. Das Zeitintervall, das verstreicht, bis das Fallgewicht auf den Teller herabgefallen ist und das Messer die Zeitmarke erzeugt hat, wird erhalten, indem in einem besonderen Versuch mittels eines „Disjunktors“ die beiden Ströme gleichzeitig unterbrochen werden. Das zu messende Zeitintervall berechnet sich alsdann als die Differenz zweier Fallzeiten. Durch diese Maßnahme werden gleichzeitig die Fehler, die von dem nicht momentanen Freilassen der Stäbe, sowie von dem temporären und permanenten Magnetismus des weichen Eisens herrühren, nahezu ausgeschaltet. Der le Boulengé-Apparat arbeitet am genauesten bei einer Zeitspanne von etwa 0,1 sec. Die wahrscheinliche Abweichung der Einzelmessung vom arithmetischen Mittel ist dann etwa 0,2%. Zu dem Apparat gehören noch eine Anzahl Nebenapparate, die zu seiner Justierung und Prüfung dienen. Statt der Drahtrahmen kann man zur Stromunterbrechung auch Luftstoßanzeiger benutzen (Gossot, Frankreich); das sind empfindliche Mikrophone, welche durch die Kopfwelle

des Geschosses in Tätigkeit gesetzt werden. Sie haben den Vorteil, daß der Geschoßflug nicht (wie es beim Durchschießen von Drähten bisweilen eintritt), gestört werden kann, dafür den Nachteil, daß die Lage des Geschosses in dem Augenblick, wo die Kopfwelle den Luftstoßanzeiger überstreicht, nicht immer genau bestimmt werden kann.

Mit den Sekundärströmen von Induktoren, deren Primärströme durch Drahtgitterrahmen laufen und vom Geschoß unterbrochen werden, arbeitet der Funkenchronograph: Der Öffnungsfunke der einzelnen Sekundärkreise springt von Metallspitzen auf eine rotierende berußte Trommel über, welche mit großer Geschwindigkeit (bis 12000 Touren p. Min.) rotiert. Aus der mit Resonanztoureuzählern gemessenen Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel und dem Abstand der Funkenmarken läßt sich die Zeit zwischen 2 Stromunterbrechungen berechnen. Dieser Apparat gestattet, Geschwindigkeitsdifferenzen mit großer Genauigkeit zu ermitteln. Er ist deshalb zu Luftwiderstandsmessungen sehr geeignet.

Eine dritte Methode benutzt den Umstand, daß die Entladungsdauer einer mit statischer Elektrizität gefüllten Kapazität aus der Anfangs- und der verbliebenen Restladung berechnet werden kann. Man bezeichnet den Apparat als Kondensatorchronographen (Radaković).

Auch die Elektronenröhren können zur Zeitmessung und damit zur Geschwindigkeitsmessung verwendet werden. Th. Roßmann ist (bisher Assistent im Institut für techn. Physik, dem ehemaligen ballistischen Laboratorium) zur Zeit damit beschäftigt, die moderne Röhrentechnik, speziell das sog. Kipprelais hierzu zu benutzen; durch zwei in kleinem Abstand hintereinander aufgestellte flache Spulen wird hindurchgeschossen und an einem ballistischen Galvanometer wird die Geschoßgeschwindigkeit direkt abgelesen.

Bei dem Polarisationschronographen (Crehore, Squier) wird ein mittels eines Nicols polarisiertes paralleles Lichtstrahlenbüschel durch eine mit Schwefelkohlenstoff gefüllte Glasröhre gesendet, die den Kern eines Solenoides bildet. Das Solenoid ist von Strom durchflossen und dreht infolgedessen die Polarisationssebene des Lichtes. Ein zweiter Nicol ist so gestellt, daß das Licht nach einer photographischen Kamera mit rotierendem Filmband durchgehen kann. Bei Stromunterbrechung wird die Drehung der Polarisationssebene und damit der Lichtdurchgang aufgehoben; sowohl im Anfang, wie am Ende der zu messenden Zeit findet Stromunterbrechung statt. An Stelle des Solenoids mit Schwefelkohlenstoff-Röhre kann auch eine neuere Kerrzelle nach Karolus Verwendung finden.

Eine Methode, welche das Geschoß ungestört läßt und doch gute Meßresultate gibt, ist die mehrmals hintereinander erfolgende Photographie des Geschosses mit Hilfe der Beleuchtung einer Anzahl aufeinanderfolgender elektrischer Funken im verdunkelten Raum, und zwar auf mit bekannter Geschwindigkeit bewegte Platten oder Filmbänder (Cranz).

Der Apparat von Neesen arbeitet ähnlich. Auch hier wird das Geschoß während der Nacht mehrmals auf rotierendes Filmband photographiert, aber die Beleuchtung des Geschosses erfolgt durch einen von innen heraus brennenden Satz und die Lage im Raum wird durch 2 Phototheodolite bestimmt. Die

Methode gibt außer der Bahngeschwindigkeit auch die Flugbahn selbst und die Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit des Geschosses.

Neuere photographische Geschwindigkeitsmesser, die nicht nur ausreichende Genauigkeit der Messung gestatten, sondern auch leicht transportabel sind und geringe Empfindlichkeit gegen Erschütterungen zeigen, sind die beiden Typen des Ballistographen von Duda, zusammen mit dem Dudaschen Mikrozeitmeßgerät, sowie der Geschwindigkeitsmesser von Rumpff.

Die Untersuchungen über die Geschößgeschwindigkeit haben genaue Luftwiderstandsmessungen ermöglicht. Sie haben auch gestattet, festzustellen, daß die größte Anfangsgeschwindigkeit nicht in dem Augenblick eintritt, wo das Geschöß die Mündung verläßt, sondern erst dann, wenn die Einwirkung der nachfolgenden Pulvergase der Größe nach dem Luftwiderstand gleich geworden ist.

Für Messung größerer Flugzeiten bedient man sich anderer Apparate. Ein solcher ist z. B. die Klepsydra, die übrigens jetzt wenig mehr verwendet wird. Sie beruht auf der Messung der Menge Quecksilber, welches aus einem sehr weiten Gefäß durch eine sehr enge Öffnung ohne wesentliche Senkung des Flüssigkeitsspiegels in der zu messenden Zeit ausgeflossen ist. Ein bequemeres Instrument zur Messung länger dauernder Vorgänge ist die Tertienuhr: Eine Uhr mit sehr rasch umlaufendem Zeiger, der zu Beginn der zu messenden Periode mit dem Uhrwerk verbunden und am Ende des Zeitraums vom Uhrwerk wieder gelöst wird; ferner die Hippsche Uhr.

Neben der Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses ist von Wichtigkeit seine Scheitelgeschwindigkeit oder was beinahe damit zusammenfällt, die Geschwindigkeit im Punkt der größten Flugbahnkrümmung, und zwar insofern, als eben durch diese Geschwindigkeit der Luftwiderstand in diesen Punkten bedingt wird; und von der Größe des Luftwiderstandes in diesen Punkten hängt es ab, ob das Geschöß mit seiner Längsachse genügend rasch der an diesen Punkten der Flugbahn besonders raschen Änderung der Flugbahnrichtung zu folgen vermag, d. h. ob es mit der Spitze voran am Erdboden ankommt, ob es querschlägt, oder ob es schließlich den absteigenden Ast mit dem Boden voran durchheilt, also sich im absteigenden Ast wie ein Geschöß mit Linksdrahl verhält, wenn es im aufsteigenden Ast Rechtsrotation besaß. Ein derartiges Geschöß kommt nicht wie ein normal fliegendes mit Rechtsabweichung, sondern mit sehr großer Linksabweichung an. Die Erscheinung tritt bei richtig konstruierten Geschossen und Geschützen regelmäßig auf, wenn mit Abgangswinkeln von über etwa 65° geschossen wird.

Endlich von sehr großer Bedeutung ist die Endgeschwindigkeit des Geschosses. Sie bedingt bei Schrapnells und bei Panzergranaten und bei Geschossen gegen Beton die Möglichkeit, die Geschößwirkung bis ins Ziel hinein zu tragen. Bei Schrapnells muß die Endgeschwindigkeit in Verbindung mit der Zusatzgeschwindigkeit, welche die Kugeln beim Ausstoßen aus der Geschößhülle erhalten, ausreichen, um auf eine Entfernung vom Sprengpunkt, wo die Dichte der Kugelgarbe noch ausreicht, eine Auftreffwucht von etwa 8 mkg zu liefern, wenn diese durchschnittlich ausreichen soll, um einen Menschen außer Gefecht zu setzen. Diese Endgeschwindigkeit und ebenso der Auffallwinkel kann

mit Hilfe der Apparate von Duda und von Rumpff gemessen werden.

Die Geschwindigkeit kleinerer Geschosse läßt sich auch mit Hilfe des ballistischen Pendels ermitteln: Ein Pendel trägt an seinem unteren Ende einen mit Sand oder dergleichen gefüllten Kasten, oder eine Stahlplatte. Mit diesem Kasten oder dieser Platte fängt man das Geschöß auf, derart, daß der Stoß als unelastischer Stoß wirkt. Das Pendel macht infolge des Auftreffens des Geschosses einen gewissen Ausschlag, aus dessen Größe man auf die vom Geschöß auf das Pendel übertragene Bewegungsmenge schließt.

Große Schwierigkeiten bietet die Messung der Anfangsgeschwindigkeiten während der Verwendung der Geschütze im Kriege. Die großkalibrigen Geschütze mit großen Anfangsgeschwindigkeiten sind einer großen Abnutzung durch die Ausbrennungen unterworfen. Infolge dieser Ausbrennungen rutscht das Geschöß im Rohr beim Ansetzen immer weiter nach vorn. Leider gibt das Maß des Vorrutschens kein genaues Kriterium für die Anfangsgeschwindigkeit. Denn neben dem anfänglichen Verbrennungsraum bildet der Einpreßwiderstand des Geschosses einen sehr stark beeinflussenden Faktor für die Pulververbrennung. Die Anfangsgeschwindigkeit zu kennen ist aber notwendig, wenn man ohne oder bei mangelhafter Beobachtung richtig schießen will. Andererseits ist es bei der beschränkten Lebensdauer der Geschütze untunlich, einzelne Schüsse nur zur Ermittlung der Anfangsgeschwindigkeit im übrigen nutzlos zu verfeuern. Aus diesem Grunde mußte das Streben dahingehen, auch während der feldmäßigen Verwendung die Anfangsgeschwindigkeit dauernd kontrollieren zu können. Dies ist jetzt mit den Verfahren von Duda, Rumpff und Ladenburg möglich geworden.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Näheres s. Cranz, Ballistik. III.

Geschoßknall s. Kopfwelle.

Geschützzielfernrohr s. Zielfernrohr.

Geschwindigkeit. Die Lage eines Massenpunktes im Raume R kann für jeden bestimmten Zeitpunkt $t = t_1$ z. B. dadurch gegeben werden, daß man einen Ortsvektor r bezüglich eines im Raume „festliegenden“ Nullpunktes angibt. Ist der Ortsvektor eines Massenpunktes P unabhängig von der Zeit t , so ist der Massenpunkt P bezüglich R in Ruhe, ist dagegen $r = r(t)$, so ist P in Bewegung (Relativbewegung bezüglich des Raumes R), der Ortsvektor $r = r(t)$ eines Massenpunktes ist im allgemeinen eine stetige Funktion der Zeit t . Der geometrische Ort aller Lagen r des Massenpunktes heißt *Bahnkurve*, kurz *Bahn*; $r = r(t)$ ist deren Gleichung. Die zwischen zwei Bahnpunkten $r_1 = r(t_1)$ und $r_2 = r(t_2)$ liegende Bogenlänge $\Delta s = s_2 - s_1$ der Bahnkurve heißt *Weg* des Punktes in dem Zeitintervall $\Delta t = t_2 - t_1$. Der Quotient $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ wird als *mittlere Bahngeschwindigkeit* während des Zeitintervalls Δt bezeichnet. Die Größe der mittleren Bahngeschwindigkeit ist im allgemeinen sowohl mit der Zeit t_1 als auch mit der Größe des Intervalls Δt veränderlich. Unter *Geschwindigkeit* zu einer bestimmten Zeit t oder an einer bestimmten Stelle $r = r(t)$ der Bahnkurve versteht man den Grenzwert des Vektors

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left\{ \frac{r(t + \Delta t) - r(t)}{\Delta t} \right\} = \frac{dr}{dt}$$

Der Vektor der Geschwindigkeit v des Massenpunktes fällt also an jeder Stelle der Bahn in die Richtung der Tangente an die Bahnkurve.

Die Bewegung eines starren Körpers heißt *Translationsbewegung*, wenn die Wege $\Delta r = r_2 - r_1$ aller Punkte des Körpers zu jeder beliebigen Zeit t_2 gleich groß und gleich gerichtet sind. Bei einer Translationsbewegung haben somit alle Punkte des Körpers jeweils gleiche Geschwindigkeit v . Ist der Vektor dieser sog. Translationsgeschwindigkeit konstant, $v = v_0$, so heißt die Bewegung *gleichförmig*.

Bewegt sich ein starrer Körper derart, daß die Punkte einer im Körper festliegenden Geraden (Richtung a) während der Zeitdauer der Bewegung die Geschwindigkeit null haben, d. h. also im Raume festliegen, so heißt die Bewegung *Rotation um die feste Achse* a . Dabei sind die Bahnkurven aller Punkte des starren Körpers Kreise, deren Ebenen normal zur Rotationsachse a sind. Die Beträge v der Geschwindigkeiten mehrerer Punkte des Körpers zum gleichen Zeitpunkt t verhalten sich wie die Abstände x der betreffenden Punkte von der Rotationsachse. Der Proportionalitätsfaktor ω in der Gleichung $v = \omega x$ heißt *Winkelgeschwindigkeit*. Bezeichnet r den Ortsvektor eines beliebigen Punktes zur Zeit t in bezug auf einen (festen) Punkt der Rotationsachse, so läßt sich der Vektor der augenblicklichen Geschwindigkeit v des Punktes r durch die Gleichung

$$v = \omega [a r] = [d r]$$

darstellen. Der Vektor der Winkelgeschwindigkeit $v = \omega a$, mit $a^2 = 1$, ist für alle Punkte des rotierenden Körpers der gleiche.

Zwei oder mehr Translationsgeschwindigkeiten eines Massenpunktes (z. B. Führungsgeschwindigkeit v_f und Relativgeschwindigkeit v_r) addieren sich wie Kräfte (Absolutgeschwindigkeit $v = v_r + v_f$). Zwei oder mehr Winkelgeschwindigkeiten δ_1, δ_2 um sich schneidende Achsen lassen sich durch die resultierende Winkelgeschwindigkeit $\delta = \delta_1 + \delta_2$ um die zu δ parallele Achse durch den Schnittpunkt der Rotationsachsen δ_1 und δ_2 ersetzen. Zwei Winkelgeschwindigkeiten δ_1 und δ_2 um parallele Achsen können durch eine resultierende Winkelgeschwindigkeit $\delta = \delta_1 + \delta_2$ um eine parallele Achse ersetzt werden, welche in der Ebene der beiden Teilgeschwindigkeiten liegt und den Abstand der beiden Achsen im umgekehrten Verhältnis der beiden Winkelgeschwindigkeiten ω_1 und ω_2 teilt. Die Teilung ist eine innere, wenn δ_1 und δ_2 gleichen Drehsinn haben und eine äußere, wenn δ_1 und δ_2 entgegengesetzt drehen. Der Sonderfall $\delta_1 = -\delta_2$ (parallele Achsen mit einem von Null verschiedenen Abstand) entspricht einer Translation (Rotation um den unendlich fernen Punkt). Zwei Winkelgeschwindigkeiten um windschiefe Achsen, d. i. ein sog. *Drehkreuz*, können nicht zu einer resultierenden Winkelgeschwindigkeit zusammengesetzt werden. Winkelgeschwindigkeiten addieren sich also wie Kräfte.

F. Schleicher.

Näheres s. die Lehrbücher der Kinematik, z. B. Heun, Kinematik, Leipzig 1906 oder Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912.

Geschwindigkeit der Ionen s. Leitvermögen der Elektrolyte.

Geschwindigkeit der Molekeln (vgl. Kinetische Theorie der Materie). In der Gleichung für den Gasdruck (s. Boyle-Charlessches Gesetz)

$p = \frac{Nm\bar{c}^2}{3}$ ist $Nm = \rho$ die Masse der Volumseinheit, also die Dichte des Gases. Daher ist $p = \frac{\rho \bar{c}^2}{3}$

oder $\bar{c}^2 = \frac{3p}{\rho}$. Da man $\frac{p}{\rho}$ für jedes Gas experimentell bestimmen kann, so kann auch das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit \bar{c}^2 zahlenmäßig dargestellt werden. Die Wurzel aus diesem Wert darf zwar nicht mit dem Mittelwert (s. Maxwell'sches Gesetz) der Geschwindigkeit verwechselt werden, wird aber der Größenordnung nach mit der mittleren Geschwindigkeit der Gasmolekeln übereinstimmen. Man findet so bei 0° C für Luft 485 m, Sauerstoff 461 m, Stickstoff 492 m, Wasserstoff 1844 m.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Die Fortschr. d. kinet. Gas-theorie, 2. Aufl. Braunschweig 1919.

Geschwindigkeit, kritische, s. Kritische Geschwindigkeit.

Geschwindigkeitsdreieck s. Stoppdreieck.

Geschwindigkeitshöhe. Schreibt man die Bernoullische Gleichung (s. d.) in der Form

$$\frac{w^2}{2g} + \frac{p}{\rho} + h = \text{const.},$$

so haben sämtliche Glieder die Dimension einer Länge und erhalten dadurch eine besonders anschauliche Bedeutung. Das erste Glied, in dem w die Strömungsgeschwindigkeit und g die Erdbeschleunigung ist, nennt man *Geschwindigkeitshöhe*. Die Bezeichnung ist aus der Lehre vom freien Fall übernommen. $\frac{w^2}{2g}$ ist nämlich die

Höhe, an deren Ende ein unter der Wirkung einer Beschleunigung g freifallender Körper die Geschwindigkeit w erlangt.

Das zweite Glied $\frac{p}{\rho}$ nennt man *Druckhöhe*. p bedeutet hierin den statischen Druck, ρ das Raumgewicht der Flüssigkeit. $\frac{p}{\rho}$ ist die Höhe einer Flüssigkeitssäule vom Raumgewicht ρ , die auf ihrer Grundfläche mit dem Druck p lastet.

Das dritte Glied nennt man *Ortshöhe*, es mißt die Höhe des betrachteten Flüssigkeitsteilchens über einer irgendwie festgelegten Horizontalebene.

S. Erk.

Geschwindigkeitskoordinaten s. Koordinaten der Bewegung.

Geschwindigkeitskurve s. Hodograph.

Geschwindigkeitsmessung (am Flugzeug). 1. Vom Flugzeug aus: Die gebräuchlichen Meßinstrumente (s. Anemometer, Saugdüse) messen alle die Geschwindigkeit des Flugzeugs gegen die Luft. Ein brauchbares Instrument, das unmittelbar die Geschwindigkeit gegen die Erde anzeigt, ist nicht bekannt. Die Anemometer sind so anzuordnen, daß ihre Beanspruchung nicht durch die Tragflügelzirkulation und sonstige Strömungsstörungen beeinflusst sind, also entweder genügend hoch über dem Flugzeug, oder zwischen den Flügeln eines Doppeldeckers an einer Stelle, wo die Geschwindigkeit den Wert der ungestörten Strömung hat.

2. Messung der Flugzeuggeschwindigkeit von der Erde aus. Wenn man die Geschwindigkeit zur Prüfung der Flugeigenschaften eines Flugzeugs genau feststellen will, mißt man die Zeit, die das Flugzeug zum Umfliegen eines bestimmten

Quadrates oder Dreiecks braucht (s. auch Stoppdreiecke). Bei dieser Messung kann der Einfluß der Windgeschwindigkeit eliminiert werden.

L. Hopf.

Geschwindigkeitspotential. Die drei Komponenten u, v, w der Geschwindigkeit v an einem bestimmten Punkt der Flüssigkeitsströmung lassen sich auf eine Potentialgröße Φ so zurückführen, daß $v = \text{grad } \Phi$, wenn die Flüssigkeit wirbellos ist, also $\text{rot } v = 0$. Man nennt Φ das Geschwindigkeitspotential und die wirbellose Strömung daher auch Potentialströmung. Die Bedeutung der Potentialströmung beruht auf dem Helmholtzschen Wirbelsatz, wonach unter Einfluß konservativer äußerer Kräfte in der Flüssigkeit keine Wirbel entstehen können. Eine Flüssigkeitsbewegung, die von der Ruhe aus erfolgt, muß somit wirbelfrei sein, solange nicht die Reibungskräfte in der unmittelbaren Nähe fester Körper (s. Grenzschicht) Wirbel erzeugen. Die Anströmung an einen festen Körper und die Wellenbewegungen, die in großer Entfernung von festen Körpern vor sich gehen, können daher als reine Potentialströmungen betrachtet werden. Aber auch andere, wichtige Bewegungen — wie z. B. die Umströmung eines Flügelprofils oder die Strömung in Turbinen — lassen sich mit guter Näherung als Potentialströmungen erfassen, die nur in einzelnen singulären Bereichen keine Potentialströmungen sind; physikalisch gesprochen wird die ganze Bewegung als wirbellos bis auf einzelne gegebene (meist unendlich dünn angenommene) Wirbellinien aufgefaßt.

Setzt man

$$(1) \quad v = \text{grad } \Phi,$$

so ergibt die Kontinuitätsgleichung (s. d.) für Φ die Differentialgleichung

$$(2) \quad \Delta \Phi = 0$$

und die Eulerschen Gleichungen (s. d.) liefern eine Beziehung zwischen dem Druck p und der Geschwindigkeit, die dem Bernoullischen Theorem (s. d.) gleicht:

$$(3) \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} + p/\rho + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \Omega = F(t),$$

wobei noch Ω das Potential der äußeren Kräfte (Schwere) bedeutet; für stationäre Strömung wird $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$ und $F(t)$ eine Konstante. Man hat durch

Lösung der Gleichung (2) mit den Grenzbedingungen $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$ an der Oberfläche (mit der Normalen n) des

festen Körpers die Geschwindigkeit zu bestimmen und kann dann an jeder Stelle aus (3) den Druck p berechnen (wenn Druck und Geschwindigkeit an einer Stelle, etwa im Unendlichen, bekannt sind) und schließlich durch Integration über die Druckkräfte zur resultierenden Kraft auf feste Körper gelangen. Man vereinfacht diese Integrationen mit Hilfe des Impulssatzes (s. d.), der sie auf Integrationen über unendlich ferne Flächen zurückführen läßt.

Dreidimensionale Probleme der Potentialtheorie werden meist mit Hilfe der Quellen- und Senkenmethode (s. d.) behandelt, so z. B. das praktisch wichtige Problem des Luftschiffkörpers. Bei zweidimensionalen Problemen kann man sich die Methoden der Funktionentheorie, besonders der konformen Abbildung zunutze machen, wenn man neben dem Geschwindigkeitspotential Φ eine „Stromfunktion“ Ψ (s. d.) derart einführt, daß

$$(4) \quad u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}.$$

Dann ist die Kontinuitätsgleichung erfüllt und es muß infolge der Gleichung $\text{rot } v = 0$ auch Ψ der Gl.

$$(5) \quad \Delta \Psi = 0$$

genügen. Man faßt nun das „komplexe Potential“ $\chi = \Phi + i\Psi$ (i imaginäre Einheit) als Funktion der komplexen Variablen $z = x + iy$ auf. Das orthogonale Netz der Linien

$\Phi = \text{const.}$ (Äquipotential- oder Niveaulinien) und der Linien

$\Psi = \text{const.}$ (Stromlinien)

läßt sich für einfache Fälle leicht angeben und mittels konformer Abbildung auch in schwierigen Fällen (z. B.

Flügelkonturen) zeichnen.

Die Geschwindigkeit läßt sich dann aus der Formel

$$(6) \quad \frac{d\chi}{dz} = u - iv$$

berechnen und daraus die Kraftresultierenden. Die Durchrechnung zeigt nun, daß ein von einer reinen Potentialströmung umfaßter Körper keine Kraft von der Flüssigkeit erfährt, was der Erfahrung widerspricht und zeigt, daß wirkliche Strömungen keine reinen Potentialströmungen sein können. Der Auftrieb (s. d., Kraft senkrecht zur Anströmrichtung, Grundlage der Flugtechnik, sowie der Wirkung von Schrauben, Turbinen und Rotoren) wird verstanden, wenn man einzelne Wirbelfäden von bestimmter Zirkulation (s. d.) in die Potentialströmung einbettet. Die Potentialströmung um einen geraden Wirbel senkrecht zur x - y -Ebene ist gegeben durch den Ausdruck

$$\Phi + i\Psi = \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln(x + iy) = \frac{i\Gamma}{2\pi} (\ln r + i\varphi).$$

Die Stromlinien sind Kreise um den Nullpunkt, durch welchen der Wirbelfaden geht, die Niveaulinien gerade Linien durch den Nullpunkt, Γ die Zirkulation. Weitere Potentialströmungen, die an anderer Stelle behandelt werden, sind die un stetigen Flüssigkeitsbewegungen (s. Diskontinuitätsschicht, Strahl) und die Wellenbewegungen (s. d.)

L. Hopf.

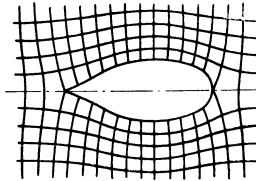
Geschwindigkeitsprofil s. Geschwindigkeitsverteilung in einer Strömung.

Geschwindigkeitsraum ist der auf die Geschwindigkeiten beschränkte Phasenraum (s. Ergodenhypothese).

Geschwindigkeitschraube s. Bewegungsschraube.

Geschwindigkeitsverteilung in einer Strömung (Geschwindigkeitsprofil) — Laminare Strömungen (s. d.) zeigen eine bestimmte Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit in der allgemeinen Stromrichtung, die durch die Reibungskräfte erzwungen und aus den Navier-Stokesschen Gleichungen zu berechnen ist. Die bekannteste ist die parabolische Verteilung der Geschwindigkeit u in einem Kreisrohr vom Halbmesser R über den Radius r : $u = u_{\text{max}} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$, die „Poiseuillesche Verteilung“.

Eine noch einfachere lineare Verteilung tritt zwischen zwei relativ zueinander bewegten ebenen Platten auf; diese wurde vielfach schwierigen Rechnungen (Turbulenz) zugrunde gelegt. In der turbulenten Strömung (s. d.) kann man nur von einer Ver-



Äquipotential- und Stromlinien bei Umströmung eines Streifenprofils.

teilung der mittleren Geschwindigkeit reden; diese hängt in Nähe einer Wand nur von der Schubkraft an dieser Wand ab, nicht von der Wirkung entfernterer Berandungen. Für glatte Berandungen gilt in weiten Bereichen $u \sim y^{1/2}$, wenn y den Abstand von der Wand bedeutet. *L. Hopf.*

Gesichtsfeld. Als Gesichtsfeld bezeichnet man die Gesamtheit aller Punkte des Außenraums, die bei bestimmter fester Lage des Auges gleichzeitig auf funktionstüchtigen Stellen der Netzhaut zur Abbildung gelangen und wahrgenommen werden können. Dem Gesichtsfeld sind seine Grenzen gesetzt z. T. durch Teile des Gesichts in der nächsten Umgebung des Auges, z. T. durch die vordere Begrenzung der Netzhaut an der Ora serrata bzw. in dem (durch die Brechkraft der Augenmedien) bestimmten Grenzwert des Einfallswinkels, bei dessen Überschreitung das Auge kein Licht mehr bekommt. Die Bestimmung der Gesichtsfeldgrenze wird vermittelt eines kleinen Objekts vorgenommen, das man an einer am besten kugelförmig um das Auge gelegten Fläche wandern läßt, bis es dem Beobachter im peripheren Sehen verschwindet. Der zu dieser Untersuchung am meisten gebrauchte Apparat ist das Perimeter von Förster, bei dem die als Projektionsfläche für die Netzhaut dienende Kugeloberfläche durch einen durch Drehung um die Gesichtslinie in die verschiedenen Meridiane einstellbaren Halbkreis ersetzt ist. Die Ausdehnung des Gesichtsfeldes in den verschiedenen Richtungen wird durch die Größe des Winkels angegeben, den die Gesichtslinie mit dem äußersten noch zur Perception kommenden Lichtstrahl einschließt. Nach der temporalen Seite hin beträgt dieser Winkel vielfach bis zu 100°, nach unten bleibt er trotz des Fehlens äußerer Hindernisse meist unter 75°. Nach innen und oben ist das Gesichtsfeld beim Blick geradeaus durch die Nase und den Augenbrauenbogen wesentlich eingeengt, doch findet man es auch bei entsprechend geänderter Blicklage niemals so ausgedehnt wie nach außen. *Dittler.*
Näheres s. Nagels Handb. d. Physiol., Bd. 3, 1904.

Gesichtsfeld, Gesichtsfeldblende eines optischen Instruments s. Strahlenbegrenzung.

Gestaltänderung s. Verzerrungszustand.

Gesteine. Gemenge verschiedener Mineralien oder auch einzelne Mineralmassen, soweit sie in erheblicher Menge an dem Aufbau der festen Erdkruste beteiligt sind. Nach ihrer Entstehung teilt man sie ein in:

1. Eruptiv- oder Massengesteine, die aus dem geschmolzenen Zustande durch Erstarrung oder Auskristallisieren entstanden sind. Sie drängen und dringen auch heute noch hier und da als feurigflüssige Massen (Magma) empor. Sie erfüllten unterirdische Räume oder wurden explosionsartig aus vulkanischen Öffnungen herausgeschleudert, überfluteten auch oft Teile der festen Erdoberfläche.

2. Sediment- oder Schichtgesteine, die meist von ihrer ursprünglichen Lagerstätte durch Wind oder Wasser entfernt und an anderen Stellen in übereinanderliegenden Schichten abgelagert worden sind.

3. Metamorphe Gesteine, die durch Umwandlungsvorgänge, namentlich durch hohen Druck und hohe Temperatur aus einer der beiden ersten Typen entstanden und sich in ihrer Zusammensetzung mehr dem ersten, in ihrer Struktur mehr dem zweiten Typus nähern. Man bezeichnet sie daher meist als kristalline Schiefer. Die Frage

nach ihrer Entstehung bildet ein noch vielfach umstrittenes Kapitel der Gesteinskunde.

In größerer Tiefe werden die Gesteine unter dem Druck der überlagernden Massen plastisch und schon bei 2000 m Tiefe ist die Druckfestigkeit vieler, in 10000 m diejenige aller Gesteine überwunden. Dann befinden sie sich in einem plastischen Zustand, in dem sich der Druck hydrostatisch, wie in einer Flüssigkeit, allseitig fortpflanzt, so daß langsam fließende Bewegungen ohne Bruch auch beim festesten Gestein möglich werden. Diese Druckplastizität der Tiefe wird, wie Experimente beweisen, durch die dort herrschende hohe Temperatur gefördert. Ausgedehnte Gesteinschichten können daher ohne Bruch in kleinste Falten gelegt werden.

Mit der Beschaffenheit der Gesteine beschäftigt sich die Wissenschaft der Petrographie, mit ihrer geologischen Altersfolge die Stratigraphie oder Spezielle Geologie. Erleichtert wird die Feststellung des geologischen Alters der Schichtgesteine durch die in ihnen enthaltenen Versteinerungen, die das Forschungsgebiet der Paläontologie, der Lehre von den fossilen Tieren (Paläozoologie) und Pflanzen (Paläophytologie) bilden.

Die Methoden der Gesteinsuntersuchungen beruhen neben der chemischen Analyse und mikrochemischen Untersuchungen hauptsächlich auf den physikalischen Eigenschaften, Dichte, Härte, Schmelzbarkeit usw. Von besonderer Bedeutung sind die optischen Untersuchungen von Dünnschliffen in parallelem und konvergentem, linear polarisiertem Licht. *O. Baschin.*

Näheres s. F. Rinne, Gesteinskunde. 5. Aufl. 1920.

Gesteinsmagnetismus. Der Eigenmagnetismus der Gesteine. Die am stärksten magnetisierten Gesteine verdanken ihre Kraft ihrem Gehalt an Magnetit, d. i. Fe_3O_4 , der als Mineral auch „Magnetisenstein“ genannt wird; alle „natürlichen Magnete“ sind solche. Auch der „Magnetkies“ $6\text{FeS} + \text{Fe}_2\text{S}_3$ ist noch stark magnetisch, weniger Brauneisenerze und Eisenglanz; die anderen Eisenminerale sind unmagnetisch. Sodann sind die Eruptivgesteine, vorab die jüngeren, meist magnetisch bzw. die dunklen und basischen. Man kann sie nach der abfallenden Reihe ordnen: Basalt, Diorit, Melaphyr, Gabbro, Serpentin, Granit, Trachyt usw. Auch Sande und besonders die Tone können stark magnetisch sein. Der Gesteinsmagnetismus ist der Träger des Gebirgsmagnetismus und der meisten lokalen Störungen oder Anomalien in der Verteilung des Erdmagnetismus (s. Erdmagnetismus, magnetische Landesaufnahmen). Die Suszeptibilität erreicht in Mineralien 0,001 bei losen Gesteinen; dagegen hat der reine Magnetit unter allen Körpern, einschließlich der technischen Eisensorten, den größten spezifischen Magnetismus. In einzelnen, hervorragenden Klippen können sehr starke magnetische Felder bestehen, die sich nur durch besondere magnetisierende Ursachen erklären lassen, wahrscheinlich häufige Blitzschläge. *A. Nippoldt.*
Näheres s. H. Reich, Jahrb. Geol. Landesanst. Bln. 46, 1925.

Gesteuerte Wellen bzw. Schwingungen. Ein Verfahren zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß Löschfunken-sender höherer Entladungszahlen (meist 1000) verwendet werden, nicht zu stark gedämpfte Antennen bzw. längere Wellen, und die einzelnen Wellenzüge der aufeinanderfolgenden Funken in

richtiger Phase aneinandergereiht werden (Fig. 1), so daß an der Empfangsstelle durch Überlagerung ein reiner Interferenzton entsteht. Die Steuerung läßt sich noch gut durchführen, wenn beim Ein-

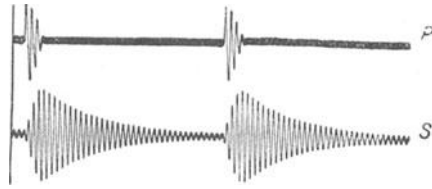


Fig. 1. Gesteuerte Wellen.

setzen des Funkens vom vorhergehenden Wellenzug noch $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ % der Amplitude vorhanden ist. Die Grenze ist hier z. B. bei einem mit dem Ton 1000 arbeitenden Funkensender die Welle 2000 m und die Dämpfung 0,06. Fig. 2 zeigt eine Steuerungschaltung. An der Funkenstrecke liegt ein wenig gedämpfter Kreis I, auf welchen ganz schwach die

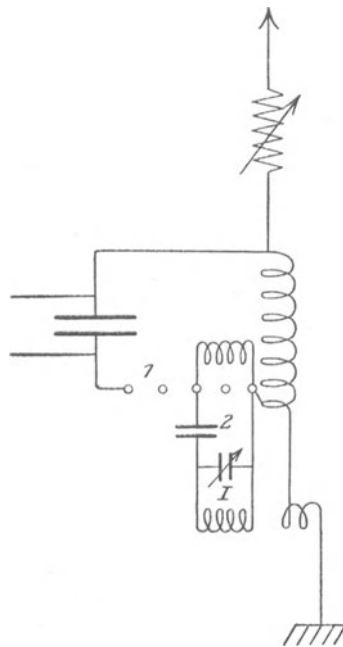


Fig. 2. Steuerungschaltung für Wellen.

Antenne induziert. Dieser Kreis hat noch fast volle Energie, wenn die Antenne schon abgeklungen ist. Bei zunehmender Ladespannung an der Funkenstrecke fügt er also zur Ladespannung eine zusätzliche Hochfrequenzspannung, die in Phase mit der abklingenden Schwingung der Antenne steht und löst so den Funken in Phase mit der ursprünglichen Schwingung aus.

Bei den technischen Steuerungschaltungen für kürzere Wellen liegt parallel zu den Funkenstrecken 2 eine Löschdrossel und in der Zuführung zu I ein Begrenzungskondensator.

A. Meissner.

Gewicht und Masse s. Kilogramm.

Gewicht einer Messung s. Quadrate, Methode der kleinsten.

Gewichtsanalyse s. Analyse, chemische.

Gewichtsaräometer s. Aräometer.

Gewichtssätze s. Massensätze.

Gewitter s. Gewitterelektrizität.

Gewitter, magnetisches. Bezeichnung für eine magnetische Störung (s. Variationen des Erdmagnetismus).

Gewitterelektrizität. Die Gewitter und ihre Begleiterscheinungen haben von jeher als die sinnfälligsten Zeichen der luftelektrischen Phänomene das Interesse der Meteorologen und Physiker erregt und die Versuche, ihre Entstehung möglichst detailliert qualitativ und quantitativ theoretisch zu erklären, zählen nach Dutzenden. Nachdem die Meteorologie gezeigt hat, daß zwischen Böen und Gewittern kein qualitativer, sondern nur ein gradueller Unterschied besteht, liegen die Verhältnisse für die Aufstellung einer einheitlichen, alle elektrischen Erscheinungen der atmosphärischen Kondensationsvorgänge (Regenelektrizität, Wolkenelektrizität, Gewitter) umfassenden Theorie wesentlich günstiger.

Wolken- und Gewitterbildung ist an das Auftreten eines aufsteigenden Luftstromes (Zyklone) gebunden. Solche Zyklone können entweder lokaler Natur, verursacht durch starke Erwärmung der Erdoberfläche, sein (Wärmegewitter) oder sie gehören einer weiter verbreiteten Wirbelbewegung der Atmosphäre an, welche die Luft von unten nach oben saugt und deren Rotationszentrum (Zentrum des barometrischen Tiefdruckgebiets) selbst in bestimmten Richtungen weiter wandert (Wirbelgewitter). Der aufsteigende staub- und wasserdampfhaltige Luftstrom kühlt sich adiabatisch ab und sobald der Taupunkt des Wasserdampfes erreicht ist, erfolgt die erste Kondensation, welche nach den Forschungen von Aitken u. a. an den Staubteilchen und ähnlichen, in normaler Luft zu tausenden pro cem anwesenden Kondensationskernen erfolgt. So bildet sich eine zunächst ungeladene Wolke, deren Elemente (Nebelteilchen) sich bei weiterem Steigen des Luftstromes durch Zusammenfließen und neue Kondensation vergrößern, bis die Tropfen so schwer geworden sind, daß sie im aufsteigenden Luftstrom schweben oder langsam zu fallen beginnen. Wie kommt es nun, daß die Tropfen und die sonstigen Wolkenelemente elektrische Ladungen annehmen und durch welchen Prozeß vollzieht sich die räumliche Trennung dieser Ladungen, die schließlich bei weiterem Anwachsen derselben zur Ausbildung der riesigen Potentialdifferenzen führen, die den Blitzentladungen vorausgehen?

Es kommen hierzu folgende Vorgänge in Betracht, die teils für sich, teils nebeneinander wirkend die Wolkenladungen hervorrufen: 1. Der Lenard-Effekt oder die Wasserfallelektrizität (Ladungserzeugung durch Zerreißen größerer Tropfen im aufwärts gerichteten Luftstrom), 2. Elektrizitätserzeugung durch Abreißen von Teilchen von Eis und Schneekristallen und in Staubwolken (Rudge, Stäger) und 3. Ladungserzeugung durch Influenzwirkung an sich berührenden Tropfen im normalen elektrischen Feld der Atmosphäre (Elster und Geitel). Bei allen diesen Effekten wird die räumliche Trennung der geladenen Teilchen im aufsteigenden Luftstrom dadurch bewirkt, daß die abgetrennten positiv und die negativ geladenen Teilchen sehr verschieden groß sind, dabei auch teils nach aufwärts mitgerissen werden, teils im Luftstrom schweben oder fallen. Endlich sei auch noch einer vierten Möglichkeit gedacht, von der

man heute allerdings weiß, daß sie zur Erklärung der Regen- und Wolkenladungen nicht genügt: die Kondensation von Wasserdampf an Ionen (C. T. R. Wilson, H. Gerdien). Diese Wilson-Gerdienische Kondensationstheorie sei hier aber doch kurz erwähnt, da sie längere Zeit eine große Rolle gespielt hat: Nach Wilson findet bei Abwesenheit von anderen Kondensationskernen und Übersättigung der Luft an Wasserdampfkondensation derselben in aufsteigender Luft eher an den negativen wie an den positiven Ionen statt. Dadurch würden sich zuerst negativ geladene Tröpfchen bilden, während positive erst bei höheren Graden der Übersättigung in höheren Regionen entstehen könnten. Die Beobachtung der Zahl der Kondensationskerne in verschiedenen Höhen bei Ballonfahrten hat aber das Resultat geliefert, daß stets eine noch genügende Zahl von Kernen vorhanden ist, daher in der Natur fast nie die zur Kondensation an Ionen erforderlichen Bedingungen der Übersättigung an Wasserdampf erfüllt wären. Außerdem wäre je nach der Wilson-Gerdienischen Theorie eine größere Häufigkeit negativ geladenen Regens zu erwarten, während die Beobachtungen unzweifelhaftes Überwiegen von positiv geladenen Niederschlägen ergeben haben. Man hat daher diese Theorie heute gänzlich aufgegeben und zur Erklärung der Gewitterelektrizität die drei ersterwähnten Effekte herangezogen.

1. Elektrizitätserregung durch Zerreißen von Tropfen (Lenard, Simpson): Wenn ein Wassertropfen etwa durch Auftreffen auf einen festen Körper einen heftigen Stoß erleidet, so lösen sich von ihm eine Anzahl winziger negativ geladener Tröpfchen ab, deren Ladung von der äußeren Belegung einer elektrischen Doppelschicht her stammt, die ihren Sitz in der äußersten Flüssigkeitsschicht hat (Lenard). Dieser Vorgang tritt aber auch dann ein, wenn ein Tropfen in einem tumultuarisch aufsteigenden Luftstrom zerblasen wird. Hierzu ist nur nötig, daß der Luftstrom genügend stoßweise bläst; z. B. wird ein Tropfen von 5,5 mm Durchmesser von einem Luftstrom gerade schwebend erhalten, der eine Geschwindigkeit von 8 m/sec nach aufwärts besitzt. Wächst diese Geschwindigkeit plötzlich auf 10,9 m/sec, so wird er bereits wirksam zerblasen: der Tropfen stülpt sich zuerst hutartig auf und wird an der dünnsten Stelle der sich bildenden Wasserhaut durchlöchert. Vom Innenrand der entstehenden Öffnung lösen sich winzige negativ geladene Tröpfchen ab, die mit dem Luftstrom rasch nach oben entführt werden, während der übrigbleibende ringartige Wasserrest in eine Reihe größerer positiv geladener Tropfen zerfällt; die so erzeugten Ladungen betragen etwa 1 elektrostat. Einheit pro Gramm Wasser. Durch die Untersuchungen von Simpson und von Hochschwender ist gezeigt worden, daß die Vorbedingungen zum Zustandekommen des genannten Effekts in der freien Atmosphäre von Gewittern unzweifelhaft erfüllt sind. Auch quantitativ reichen die erzeugten Ladungen hin, um die Gewitterentladungen schließlich hervorzurufen (Seeliger).

2. Zur Erklärung der Ladungserzeugung bei Schneefällen und bei Wintergewittern wird analog die Elektrizitätserregung an festen Körpern durch Zerstäubung von Oberflächenteilchen („Rudge-Effekt“) herangezogen. Untersuchungen von Dorno und Kähler und besonders von Stäger

haben gezeigt, daß feste Schneeteilchen elektrisiert werden, wenn sie zerpulvert oder durcheinander geblasen werden, wobei offenbar ähnlich wie bei den flüssigen Teilchen eine Losreißung von kleinsten Teilchen aus der äußersten Oberflächenschicht das wesentlich wirksame ist.

Die kleinsten Eis- und Schneeteilchen werden so negativ elektrisch, während die größeren Teilchen mit positiver Ladung im Luftstrom zurückbleiben. Vielleicht bringt das Zerblasen der einzelnen Schneekristalle durch stoßweise blasende Luftströme allein schon denselben Effekt hervor. Jedenfalls ist darin eine äußerst stark wirkende Quelle der Elektrizitätserregung gefunden, die nicht nur im Winter, sondern auch im Sommer in größeren Höhen — oberhalb der 0°-Isotherme — die maßgebende Rolle spielt und die heftigen Blitzentladungen bei Hagelwettern verursacht.

3. Die Elster-Geitelsche Influenztheorie: Diese stützt sich auf die Grundtatsache, daß, wenn ein einfallender Tropfen im normalen Erdfeld sich befindet, er durch Influenz an der Oberseite negativ, an der Unterseite positiv elektrisch wird. Trifft er nun mit einem kleineren, schwebenden oder langsamer fallenden Tropfen zusammen, so nimmt dieser bei leitender Berührung negative Ladung mit sich fort nach oben; dadurch wird die positive Raumladung der unteren Wolkenteile fortgesetzt verstärkt, die Feldstärke vergrößert, bis selbständige Entladungen einsetzen. Der Vorgang ist also ähnlich, wie bei einer Wasser-Influenzmaschine. Nähere Aufklärung über den Mechanismus des Zusammentreffens von Tropfen im elektrischen Felde brachten in letzter Zeit Laboratoriumsversuche des Amerikaners Schumann (1925). Dieser zeigte, daß, wenn ein größerer Tropfen auf einen kleineren auftrifft, der kleiner als 0,5 mm im Durchmesser ist, einfach ein Zusammenfließen der Tropfen eintritt, ohne daß irgendwelche Ladungseffekte erzeugt werden. Ist dagegen der eingeholte kleine Tropfen mehr als 0,5 mm im Durchmesser groß, so lösen sich, wie Schumann direkt durch Photographie der Tropfen zeigen konnte, an der Oberseite des großen, schnellfallenden Tropfens eine große Anzahl an kleinen Tröpfchen ab und nehmen die an der Oberseite des großen Tropfens bei normalem Erdfeld erzeugte negative Influenzladung mit. Der große Tropfen nimmt also dann positive Ladung an und der Vorgang kann sich beliebig oft beim weiteren Fallen wiederholen. Bei Landregen wurde das Zerspritzen der Tropfen aneinander bei seitlicher Beleuchtung durch Sonnenlicht von Maché direkt beobachtet.

Der große Wert der Elster-Geitelschen Theorie besteht darin, daß sie zur Erklärung der Ladung des Landregens ausreicht, wogegen die Simpson-Lenardsche Zerblasung der Tropfen bei ruhig fallendem Landregen wegen der vollkommenen Abwesenheit turbulenter Luftbewegung wohl nicht zustandekommen kann. Bei Gewittern werden wohl beide Vorgänge — das Zerblasen und die Zerteilung bei Influenzwirkung — nebeneinander wirken.

Nachdem so das Zustandekommen der Ladungen erklärt ist, müssen wir noch ihre Trennung durch die Gravitation und die dann erzielten Feldstärken ins Auge fassen: der aufsteigende Luftstrom, der jeder Gewitterbildung eigentümlich ist, nimmt die kleineren, negativ geladenen Tröpfchen oder

Eisteilchen mit sich nach oben, während der untere Teil der Wolke durch die positiven größeren Tropfen gebildet wird, die im aufsteigenden Luftstrom schweben oder ganz langsam fallen. So werden die Ladungen räumlich voneinander getrennt, es bildet sich ein immer stärker werdendes elektrisches Feld sowohl zwischen Wolke und Erde als auch zwischen dem unteren und dem oberen Teile der Gewitterwolke. Der Höchstwert, den ein elektrisches Feld in Luft von normaler Dichte erreichen kann, beträgt 3000000 Volt pro Meter. Ist dieser Wert erreicht, so tritt Blitzentladung ein. Tatsächlich sind die Feldstärken in der Umgebung von Gewitterwolken nicht viel geringer, als dieser Grenzwert: Norinder findet in der unmittelbaren Nähe von Gewitterwolken Feldstärken von 400000 Volt/m, in größerer Entfernung noch 100000 Volt, m. C. T. Wilson schätzt den Elektrizitätsgehalt einer Gewitterwolke auf 20 Coulomb. Ladungen dieser Größenordnung sind es daher auch, die in einem einzigen Blitze zum Ausgleich gelangen können.

V. F. Hess.

Näheres s. A. Gockel, Das Gewitter. 3. Aufl. 1925 (Ferd. Dümmler, Berlin und Bonn). — K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter. 1924.

Gezeiten s. Ebbe und Flut, s. auch dynamische Theorie der Gezeiten.

Gezeiten der festen Erde s. Festigkeit der Erde.

Gezeitenbewegung s. Ebbe und Flut.

Gezeitenströmungen. Bei allen Wellenbewegungen in Flüssigkeiten beschreiben die Teilchen geschlossene Bahnen um eine Ruhelage. Bei dem Gezeitenphänomen sind diese Bahnen sehr langgestreckte Ellipsen, die um so flacher werden, je seichter das Meer ist. In sehr seichten Gewässern resultieren nach Börgen Horizontalgeschwindigkeiten der Teilchen bis zu mehreren Seemeilen in der Stunde. Diese Bewegungen sind die Ursache der sog. Gezeitenströmungen. Sie sind in der Richtung des Fortschreitens der Flutwelle am stärksten zur Zeit des Hochwassers, in der Gegenrichtung am stärksten zur Zeit des Niedrigwassers. Es wird daher in Flußmündungen eine flußaufwärts gerichtete Strömung noch zu einer Zeit beobachtet, wo das Wasser schon lange im Sinken ist.

Die Gezeitenströmungen können gerade so interferieren, wie die Wellen des Gezeitenhubes. Es können so Drehströme entstehen (s. d.), welche den sog. Amphidromien (s. d.) analog sind.

Es kann auch der Fall eintreten, daß sich zwei entgegengesetzte Strömungen ganz aufheben. Das Gezeitenphänomen besteht dann nur in einem Steigen und Sinken des Meeresspiegels ohne Strömungen. Ein Beispiel hierfür bietet die Fluterscheinung bei der Insel Man. Es kann aber der Vorgang auch nur in Strömungen ohne Gezeitenhub bestehen. Dies tritt z. B. in Surabaja für die halbtägigen Gezeiten ein.

A. Prey.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. Bd. II, S. 272.

Gibbssche Flächen s. Thermodynamisches Potential und Thermodynamische Blätter.

Gibbssche Gleichung. Sie ist eine Differentialgleichung ersten Grades zwischen Oberflächenspannung γ einer Lösung und der Gleichgewichtskonzentration c eines adsorbierbaren gelösten Stoffes. Ist die pro Flächeneinheit adsorbierte Menge q , so lautet die Gleichung

$$\frac{d\gamma}{dc} = - \frac{RTq}{c}$$

q ist natürlich als Funktion von c aufzufassen. Ist diese Funktion, nämlich die Adsorptionsisotherme (s. d.) bekannt, so läßt sich die Gibbssche Gleichung integrieren. Geht man z. B. von der Langmuirschen Isotherme aus, so liefert die Integration:

$$\gamma_0 - \gamma = RT q_\infty \ln \left(1 + \frac{kc}{q_\infty} \right)$$

(γ_0 = Oberflächenspannung für $c = 0$, q_∞ = adsorbierte Menge für große Konzentrationen c , k = Konstante, die Adsorbierbarkeit).

Die Gibbssche Gleichung läßt sich rein thermodynamisch auf Grund eines Kreisprozesses ableiten ohne jede spezielle Voraussetzung. Darin besteht ihr Wert. Nur muß man streng genommen für höhere Konzentrationen mit den Aktivitäten rechnen.

Die ursprüngliche Darstellung, s. in J. W. Gibbs Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 1, S. 336.

A. Gemant.

Gibbs-Appellsche Funktion s. Impulssätze.

Giebische Brücke. Eine für Wechselstrommessungen bestimmte Form der Wheatstoneschen Brücke (s. d.). Damit die verschiedenen Zweige der Brücke sich nicht infolge ihrer Induktivität beeinflussen, sind die vier Eckpunkte der Brücke nahe zusammengelegt (Fig. 1). Von diesen Punkten A, B, C, D gehen die Zuleitungen zu den einzelnen Brückenverzweigen. An den Stellen A, D wird der Strom zugeführt, zwischen B und C befindet sich das Null-

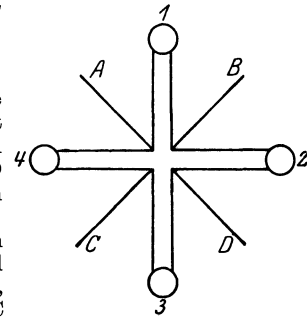


Fig. 1. Giebische Brücke.

instrument (Telephon, Vibrationsgalvanometer usw.) oder umgekehrt. Die Zuleitungen müssen nach Widerstand, Induktivität und Kapazität bekannt sein oder irgendwie eliminiert werden. Zum Vergleich von Selbstinduktionen oder Kapazitäten kann eine Brücke nach Fig. 2 benutzt werden, bei der die Widerstandszweige 1 und 2 aus dünnen, nahe

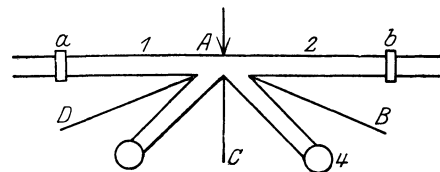


Fig. 2. Giebische Brücke.

beieinander in konstanter Entfernung ausgedehnten Manganindrähten bestehen, deren Länge durch verschiebbare Klemmen a, b verändert werden kann. Diese beiden Brückenverzweige besitzen dann definierte Induktivität und Kapazität und haben bei jeder Länge gleichen Phasenwinkel. Wegen der Teilkapazitäten gegen Erde usw. ist es häufig nötig, die einzelnen Zuleitungen, das Nullinstrument und die zu messenden Größen noch durch geerdete metallische Umhüllungen besonders

zu schützen. Aus demselben Grund wird meist der Punkt A bzw. D, oder B bzw. C geerdet.

W. Jaeger.

Näheres s. Giebe, Ztschr. f. Instrumentenk. 31, 6. 33; 1911.

Gipfel s. Flugbahnelemente.

Gipfelhöhe eines Flugzeugs ist diejenige Höhe, in welcher es gerade noch horizontal zu fliegen, aber nicht mehr zu steigen vermag. Diese Grenze ist allerdings nicht durch die Höhe gesetzt, sondern durch die Luftdichte; die Gipfelhöhe ist daher von Tag zu Tag verschieden. Mit abnehmender Luftdichte werden die Luftkräfte kleiner, da sie der Luftdichte proportional sind; das Gewicht des Flugzeugs bleibt aber natürlich ungeändert; dadurch schon ist die Steigfähigkeit begrenzt. Noch stärker fällt ins Gewicht, daß die Leistung des Motors, welcher mit Hilfe der Schraube die nötige Geschwindigkeit erzeugt, bei abnehmender Luftdichte rasch nachläßt. Man kann die Gipfelhöhe am wirksamsten vergrößern durch Maßnahmen, welche den Motor auch bei kleiner Luftdichte voll arbeiten lassen (Überverdichtung, Überbemessung, Sauerstoffzufuhr, Anwendung von Kompressoren); wirksam ist ferner — wenn auch nicht im gleichen Maß — Gewichtersparnis, Vergrößerung der Flächen und der Motorleistung und Vermeidung großen aerodynamischen Widerstandes. L. Hopf.

Gitter, Beugung durch s. Beugungsgitter.

Gitter s. Verstärkerröhre, Senderöhre, Audion.

Gitterelektronenröhre s. Elektronenröhre, Mehrgitterröhre, Audion, Senderöhre, Verstärkerröhre.

Gitterenergie. Mit Gitterenergie bezeichnet man die am absoluten Nullpunkt bestehende Energiedistanz zwischen einem Kristall und seiner in unendlicher Differenz befindlichen Bestandteilen. Die Gitterenergie polar gebauter Kristalle, das ist die bei der Bildung des Kristalls aus gasförmigen Ionen freiwerdende Energie, kann nach Born und Landé mittels der elektrostatischen Gittertheorie (Madelung'sches Gitterpotential) unter Zuhilfenahme der experimentellen Daten über Gitterabstände und Kompressibilitäten berechnet werden. In der elektrostatischen Gittertheorie wird angenommen, daß der Zusammenhalt des Kristallgitters durch die Coulombsche Anziehung der Ionen bedingt ist, daß ferner, wie man aus der Tatsache der Kompressibilität schließen muß, bei größerer Annäherung der Kristallbausteine auch Abstoßungskräfte wirksam sind. Mit der Annahme, daß die Anziehungsenergie mit r^m , die Abstoßungsenergie mit r^n umgekehrt proportional gehe (r = Ionenabstand), ergibt sich für die Gitterenergie U der allgemeine Ansatz:

$$U = \frac{A}{r^m} - \frac{B}{r^n} \dots \dots (1)$$

Der Exponent m wird = 1, wenn die Anziehung eine rein Coulombsche ist; es ist dann also:

$$U = \frac{A}{r} - \frac{B}{r^n} \dots \dots (1a)$$

Beim Gleichgewicht muß die potentielle Energie U ein Minimum sein, also:

$$\frac{dU}{dr} = -\frac{A}{r^2} + \frac{nB}{r^{n+1}} = 0 \dots \dots (2)$$

daraus:

$$B = \frac{1}{n} A r_0^{n-1} \dots \dots (2a)$$

wenn r_0 der tatsächlich sich einstellende Gitter-

abstand ist. Durch Einsetzen in (1a) erhält man:

$$U = \frac{A}{r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \dots \dots (3)$$

Der Faktor A hängt nur von der Ladung und der geometrischen Anordnung der Kristallbausteine ab; er wurde für eine Reihe von Gittertypen von Madelung, Born, Landé, Bormann, Emersleben, Bollnow und Hund berechnet. Der Exponent n wurde von Born aus den experimentellen Kompressibilitätsdaten berechnet; er ist für Alkalihalogenide im Mittel ~ 9 . Zu demselben Wert kamen Born und Landé bei einer modellmäßigen Berechnung des Abstoßungsexponenten, wobei die vereinfachende Annahme gemacht wurde, daß die acht Außenelektronen edelgasähnlicher Ionen in den Ecken eines Würfels angeordnet seien und daß die Abstoßung durch die Wirkung zweier solcher Elektronenkuben hervorgerufen würde. Wie Unsöld gezeigt hat, lassen sich mit Hilfe der Quantenmechanik ähnliche Ergebnisse ohne die speziellen Annahmen von Born und Landé errechnen.

Aus dem A-Werte für das NaCl-Gitter und mit dem Exponenten $n \sim 9$ (die Gitterenergien sind gegen Schwankungen dieses Wertes sehr wenig empfindlich, wie man aus (3) ersieht), können die Gitterenergien der meisten Alkalihalogenide berechnet werden. Eine direkte Prüfung dieser Werte an der Erfahrung ist bis jetzt nicht möglich,

Gitterenergien in kcal/Mol.

	Na	K	Rb	
Cl	181	165	160	$U_{\text{beob.}}$
	182	163	155	$U_{\text{ber.}}$
Br	168	154	150	$U_{\text{beob.}}$
	172	155	149	$U_{\text{ber.}}$
J	156	143	139	$U_{\text{beob.}}$
	158	145	139	$U_{\text{ber.}}$

sie können aber mit den Werten der Gitterenergien verglichen werden, die mit Hilfe des Born'schen Kreisprozesses aus thermochemischen und optischen Daten berechnet wurden. Die so erhaltenen Gitterenergien (in vorstehender Tabelle mit $U_{\text{beob.}}$ bezeichnet) stimmen mit den aus der Gittertheorie berechneten ($U_{\text{ber.}}$) befriedigend überein.

Bei der Berechnung der Gitterenergien der Alkalihalogenide wurde die Deformierbarkeit der Ionen (s. Ionendeformation) nicht berücksichtigt; diese Vernachlässigung ist bei diesen Stoffen auch gestattet. Bei Stoffen, mit stark deformierend wirkenden Kationen ist die elektrostatisch berechnete Gitterenergie noch um die Deformationsenergie zu vergrößern. Die letztere wächst mit steigender Deformierbarkeit des Anions; daher ist der Gang der Gitterenergien bei Verbindungen der stark deformierend wirkenden Ionen mit 18 Außenelektronen ein ganz anderer als bei entsprechenden Verbindungen der Ionen mit 8 Außenelektronen (Fajans und Stelling).

Die Gitterenergien zeigen nach Grimm sehr nahe Beziehungen mit Bau, Ladung und Größe der Ionen, und damit auch mit der Stellung der Bausteine im periodischen System. Sie sind daher für die Chemie viel wichtiger als die experimentell

zugänglichen Bildungswärmen, bei denen man oft vergeblich eindeutige Beziehungen gesucht hat.

Wolff.

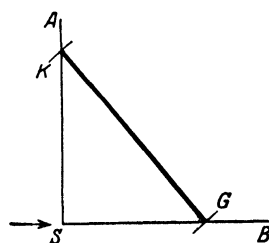
Näheres s. M. Born, Probleme der Atomdynamik. Berlin 1926. Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XXIV, Kap. 5 von M. Born und O. F. Bollnow, Kap. 6 von H. G. Grimm, Berlin 1927. A. Sommerfeld, Wellenmechanischer Ergänzungsband, Braunschweig 1929.

Gitterkonstante (Kristalle). Bei Kristallen, welche zur Reflexion von Röntgenstrahlen benutzt werden, der Abstand zweier gleichwertiger Reflexionsebenen des Raumgitters voneinander, meist mit d bezeichnet. Sie ist mit der Wellenlänge λ der reflektierten Röntgenstrahlen und dem Glanzwinkel φ durch das Bragg'sche Gesetz (s. d.) $n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \varphi$ verknüpft, wo n die Ordnungszahl ist. Bei bekanntem λ kann also d durch einen Reflexionsversuch ermittelt werden. Wenn die Kristallstruktur bekannt ist, läßt sich d auch aus der Dichte und der Avogadro'schen Zahl berechnen. Auf diese Weise berechnete Bragg für den Abstand der Würfebenen im Steinsalz den Wert $d = 2,814 \times 10^{-8}$ cm, der seither nach dem Vorschlage von Siegbahn den Wellenlängenmessungen der Röntgenstrahlen konventionell zugrunde gelegt wird. Behnken.

Gitterkonstante s. Beugungsgitter.

Gitterspektroskope. Spektralapparate, bei denen zur Zerlegung des Lichts Beugungsgitter (s. d.) benutzt werden, heißen Gitterspektroskope. Je nachdem man mit ebenen oder Konkavgittern arbeitet, ist die Anordnung verschieden. Beim ebenen Gitter braucht man wie beim Prismenspektroskop (s. Spektralapparate) Kollimatorrohr und Fernrohr.

Letzteres kann zur photographischen Aufnahme des Spektrums auch durch eine photographische Kamera ersetzt werden. Je nach der Art des verwendeten Gitters hat man Kollimatorrohr und Fernrohr auf derselben Seite des



Rowlands Konkavgitter.

Gitters (Reflexionsgitter) oder auf entgegengesetzter Seite desselben (durchsichtiges Gitter) anzuordnen.

Die Aufstellung eines Konkavgitters zur Erzielung eines normalen Spektrums ist die folgende: Gitter, Spalt und photographische Platte befinden sich auf einem Kreise, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Gitters ist. Meist trifft man die Anordnung so, daß Gitter und photographische Platte auf den Enden eines Durchmessers liegen. Rowland erfüllte diese Bedingungen dadurch, daß er das Gitter G und die photographische Kamera K im Abstand des Krümmungsradius auf den Enden einer Schiene parallel zueinander befestigte. Die Schiene lag beiderseitig auf Wagen, die sich um eine zur Schiene vertikale Achse gegen die Schiene drehen konnten. Die Wagen liefen auf zwei zueinander senkrechten Bahnen SA und SB , so daß die Verbindung Gitter-Kamera immer die Hypotenuse eines rechtwinkligen Dreiecks bildete. Der Spalt befand sich beim rechten Winkel S , die Beleuchtung erfolgte in der Pfeilrichtung. Durch Verschieben der Hypotenuse wird dann der Einfallswinkel der Strahlen gegen die Gitterfläche geändert und in der Kamera er-

scheinen andere und andere Teile des Spektrums. Für die größten Rowlandschen Konkavgitter von etwa $6\frac{1}{2}$ m Krümmungsradius ist die Aufstellung schon sehr groß. Andere Aufstellungen sind von Abney, Paschen und anderen angegeben worden; sie sollen hier nicht besprochen werden.

L. Grebe.

Näheres s. Handbuch der Spektroskopie von H. Kayser. Bd. I.

Gittertheorie in der Hydrodynamik s. Flügeltgitter.

Glan-Thompsonsches Prisma s. Polarisiertes Licht.

Glanzwinkel Der Winkel φ im Bragg'schen Gesetz: $n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \varphi$ (s. d.). Das Wort ist aus dem Englischen übernommen, wo dieser Winkel als „glancing angle“ bezeichnet wird. Behnken.

Glas. Den glasigen Zustand kann grundsätzlich jeder Stoff — wenn auch oft unter schwer zu verwirklichenden Bedingungen — annehmen. Die Stoffe sind dann amorph, richtungsfrei, d. h. im Glase sind, im Gegensatz zum Kristall, alle von einem Punkt ausgehenden Richtungen in bezug auf alle physikalischen Eigenschaften gleichwertig.

Der glasige Zustand eines Stoffes hängt mit dessen ebenfalls richtungsfreiem flüssigem Zustand in stetiger Weise zusammen: das Glas geht beim Erhitzen unter stetiger Abnahme der Zähigkeit allmählich in die flüssige Schmelze über, wobei sich alle sonstigen physikalischen Eigenschaften ebenfalls in stetiger Weise ändern.

Der glasige und der flüssige Zustand stehen in so engen Beziehungen zueinander, daß man beide zusammen als den richtungsfreien oder amorphen Zustand dem Kristallzustand gegenüberstellen kann. Im richtungsfreien Zustand haben wir ein ungeordnetes Durcheinander der aufbauenden kleinsten Teile anzunehmen, im kristallisierten kann ein nach bestimmten Gesetzen geordnetes Gefüge als Ursache der gesetzmäßigen Richtungsverschiedenheiten nachgewiesen werden.

Der Übergang des richtungsfreien Zustandes eines Stoffes in den kristallisierten oder umgekehrt vollzieht sich unstetig; im allgemeinen findet er an einem bestimmten Temperaturpunkte, beim Schmelzpunkt statt. Oberhalb des Schmelzpunktes ist nur der richtungsfreie Zustand beständig, unterhalb nur der kristallisierte. Der Übergang ist mit einer plötzlichen Änderung der physikalischen Eigenschaften, besonders mit einer Energieänderung verknüpft (Schmelzwärme); der bedeutende Unterschied in der Zähigkeit, der zwischen Glas und normalen Flüssigkeiten besteht, bedingt manche Besonderheit im Verhalten des Glases beim Übergang in die kristallisierte Phase und umgekehrt.

Der amorphe Zustand eines Stoffes läßt sich vermöge der Unterkühlbarkeit auch unterhalb des Schmelzpunktes der kristallisierten Phase erhalten. Bei glasig erstarrenden Schmelzen ist eben diese Fähigkeit sehr stark ausgebildet und Gläser befinden sich in der Regel im Zustande der Unterkühlung.

Der stetige Übergang des flüssigen Zustandes in den glasig-festen, der bei abnehmender Temperatur vor sich geht, ist gleichbedeutend mit der Zunahme der inneren Reibung der Schmelze bis zu den sehr hohen Beträgen des festen Glases, das Formelastizität aufweist. Eine große Zähflüssigkeit, wenigstens unterhalb des Schmelzpunktes, kennzeichnet die eigentlichen Glasschmelzen. Die große innere Reibung müssen wir als den Faktor ansehen, der hauptsächlich den Übergang des glasigen Zu-

standes in den kristallisierten verhindert, indem sie den Kräften, die zur Kristallisation drängen, einen Widerstand entgegenstellt, den diese schließlich nicht mehr überwinden können. Liegt der Schmelzpunkt eines kristallisierten Stoffes in einem Temperaturgebiet, wo die innere Reibung der amorphen Phase sehr groß ist, so treten Überschreitungserscheinungen ein, die sonst beim Schmelzen nicht beobachtet werden; der Übergang erfordert, auch wenn die Übergangstemperatur wesentlich über dem Schmelzpunkt liegt, lange Zeit. Umgekehrt nehmen solche glasig-feste Schmelzen nur schwierig den kristallisierten Zustand an.

Große Zähigkeit beim Schmelzpunkt besitzt z. B. das Kieselsäureanhydrid (s. Quarzglas). Von den Feldspäten Orthoklas und Albit konnten lange dünne Splitter im Platintiegel eingespannt drei Stunden lang auf 1225° erhitzt werden, ohne daß sie eine Durchbiegung zeigten, obwohl sie vollständig amorph geworden waren. Borsäureanhydrid ist überhaupt nur im glasigen Zustand bekannt.

Wie chemisch einfache Stoffe können auch Gemische glasig erstarren; die von der Technik hergestellten Gläser sind der Regel nach solche glasig erstarrte Schmelzlösungen. Auf die Glasschmelzen finden daher die Lösungsgesetze sinngemäß Anwendung.

Da der Schmelzpunkt eines Stoffes zunächst erniedrigt wird, wenn man in diesem einen zweiten Stoff auflöst, ohne daß dabei die Zähigkeit der Schmelze in gleichem Maße sich ändert, so sind die Vorbedingungen für das glasige Erstarren von Gemischen, soweit sie Lösungen sind, sogar günstiger als die für reine Stoffe.

Beim Erkalten kann sich ein Teil eines bei höherer Temperatur gelösten Stoffes abscheiden. Bilden sich dabei vereinzelte Kristallkerne aus, die schnell anwachsen, oder vereinigen sich diese zu größeren zusammenhängenden drusigen Bildungen, so wird dadurch die Schmelze als Glasschmelze unbrauchbar. Sind aber die Kerne gleichmäßig in der Schmelze verteilt und bleiben sie durch die glasige Grundmasse getrennt und klein, so kann die Homogenität der Schmelze praktisch gewahrt bleiben: diese kann sich bei der Verarbeitung wie eine Glasschmelze verhalten. Solche Gläser können als kolloide Systeme aufgefaßt werden, z. B. Goldrubinglas, Milchglas. Unterbleibt die Ausscheidung ganz, wie bei den gewöhnlichen Klargläsern, so ist das Glas eine übersättigte Lösung.

Glasartige Stoffe können auch aus Flüssigkeiten durch Verdunstung flüchtiger Lösungsbestandteile entstehen, z. B. in der Natur bei der Harzbildung; ferner durch chemische Einwirkung der Lösungsbestandteile aufeinander z. B. bei der Bildung von Kunstharzen aus Formaldehyd und Phenol.

Bestandteile.

In den glasigen Zustand lassen sich viele Stoffe ohne Schwierigkeit überführen, besonders die feuerbeständigen Oxyde des Siliziums, des Bors, des Phosphors ferner die salzartigen Verbindungen dieser Oxyde und viele Verbindungen des Kohlenstoffes.

Das technische Glas ist eine erstarrte Schmelzlösung, deren Hauptbestandteile im folgenden gruppenweise geordnet und in der Reihenfolge ihrer Wichtigkeit aufgeführt sind:

1. Kieselsäure und Silikate, einfache und zusammengesetzte, namentlich die der Alkalien, des

Kalziums, des Bleies, des Aluminiums, des Bariums, des Zinks, des Eisens usw. Diese Stoffe sind Bestandteile der Gläser, die im täglichen Gebrauch in größerem Umfang Anwendung finden.

2. Borate, meist in Gläsern, an die besondere Anforderungen gestellt werden.

3. Phosphate und Fluoride; meist in getrübten, auch in einigen optischen Gläsern.

Glasfabrikation.

Als Rohstoffe verwendet der Glasmacher natürlich vorkommende Gesteine und Erzeugnisse der chemischen Industrie. Zur Begünstigung der Läuterung werden dem Gemenge gern Salpeter und arsenige Säure — diese letztgenannte oft auch erst der Schmelze — zugesetzt; deshalb enthält das Glas häufig geringe Mengen von Arsen. Diese Mittel wirken auch günstig auf die Färbung des Glases ein, indem sie die aus den Rohstoffen und dem Tone des Schmelzgefäßes stammenden färbenden Eisenverbindungen in eine weniger färbende Oxydationsstufe überführen. Die unerwünschte, aber schwer zu vermeidende Eisenfärbung sucht man auch durch besondere Entfärbungsmittel zu beseitigen. Es sind das Stoffe, die dem Glase selbst eine Farbe erteilen und zwar eine, die der zu beseitigenden möglichst komplementär ist, so daß eine weniger auffallende Graufärbung entsteht. Es werden dazu besonders Mangansuperoxyd, die Oxyde des Kobalts und Nickels und Selen benutzt.

Das Gemenge wird in Häfen aus feuerfestem Ton geschmolzen. Im Großbetrieb bürgert sich mehr und mehr die „Wanne“ ein, die in der Anlage zwar kostspieliger ist, dafür aber wirtschaftlicher arbeitet. Beim Wannenbetrieb ist der Ofenraum, in dem sonst die Häfen stehen, als Schmelzgefäß ausgebildet; die in die engen Mauerfugen eindringende Schmelze erstarrt infolge der Abkühlung durch die umspülende Luft: so wird die Wanne zu einem dichten Schmelzgefäß.

Nachdem die Schmelze bis zu einer für die Verarbeitung günstigen Zähigkeit abgekühlt und ihre Oberfläche gesäubert ist, kann der Glasmacher mit seiner Tätigkeit beginnen. Mit der „Pfeife“, einem eisernen Rohre, berührt er die Schmelze und wickelt, indem er sie um ihre Achse dreht, einen Strang auf das Pfeifenende auf. Die zu einem Klumpen zusammengelaufene Glasmasse verteilt er dann durch Wälzen auf einer eisernen Platte gleichmäßig um die verlängert gedachte Achse der Pfeife und bläst sie mit dem Munde zu einer Hohlkugel, dem „Köbel“ auf. Dadurch verhindert er das Verstopfen der Pfeife mit erstarrtem Glase, wenn er, das oben geschilderte Verfahren wiederholend, die an der Pfeife hängende Glasmasse vergrößert. Durch Drehen in einem angefeuchteten ausgehöhlten Holze formt er sodann die Masse zu einem Rotationskörper, der schließlich unter geschickter Benutzung der Oberflächenspannung, der Schwerkraft, der Fliehkraft bei fortwährendem Drehen und Schwenken der Pfeife weiter aufgeblasen wird und schließlich, meist durch Ausblasen in eine Form, seine endgültige Gestalt erhält.

Zur Herstellung von Fensterscheiben werden zunächst große walzenförmige Hohlkörper in der beschriebenen Weise ohne Benutzung einer Form aufgeblasen. Nach dem Erkalten sprengt man die beiden Endstücke ab und schlitzt die Walze in der Längsrichtung mit dem Diamanten auf. Im Streck-

ofen wird sie dann bis zum Erweichen wieder angewärmt, auf dem Streckstein zur Scheibe gestreckt und mit einem Holz eben gebügelt.

Glasröhren werden aus einem an der Pfeife geformten dickwandigen Hohlkegel durch mehr oder weniger schnelles In-die-Länge-ziehen, gegebenenfalls unter Einblasen von Luft, hergestellt.

Die fertigen Gegenstände müssen gewöhnlich — die Röhren sind ausgenommen — gekühlt werden, um die Spannungen, die das Springen verursachen könnten, zu beseitigen. Zu diesem Zweck kommen sie in den Kühlöfen, wo man sie wieder bis fast zur beginnenden Erweichung anwärmt und dann langsam abkühlen läßt.

Ausführlicher sei auf das optische Glas eingegangen. Es soll sich dem Idealglase so weit wie möglich nähern, d. h. es soll homogen, frei von Schlieren und von Spannung sein; an seine Lichtdurchlässigkeit und an seine Widerstandsfähigkeit gegen den chemischen Einfluß der Atmosphären werden hohe Anforderungen gestellt. Der Optiker verlangt eine große Mannigfaltigkeit der Glassorten, die ihm eine Auswahl in der Höhe der Lichtbrechung, in der Höhe der Dispersion und in deren Gang in den verschiedenen Abschnitten des Spektrums bietet. Dies setzt eine große Mannigfaltigkeit in der chemischen Zusammensetzung voraus. Optische Gläser weichen darin von den gewöhnlichen Gläsern oft sehr ab. Neben Kali, Natron, Kalk, Bleioxyd spielen Borsäure, Phosphorsäure, Tonerde, Baryt, Zinkoxyd, Antimonoxyd, Fluor eine große Rolle.

Das optische Glas wird aus reinsten Rohstoffen in Häfen geschmolzen. Nach dem Läutern wird die Schmelze, um die Schlieren (Fäden und Streifen anderer Zusammensetzung, daher auch anderer Lichtbrechung), die sich durch die Glasmasse ziehen, nach Möglichkeit zu entfernen, mit einem Rührer aus Ton bei langsamer Abkühlung gerührt, bis sie steif geworden ist. Die vollständige Entfernung der Schlieren gelingt nicht, ein beträchtlicher Teil des Glases bleibt davon durchsetzt und muß verworfen werden.

Nach dem Rühren wird der Hafen samt Inhalt aus dem Ofen gefahren und in einen anderen vorher angewärmten Ofen gesetzt, worin er langsam abkühlt. Dabei springen Hafen und Inhalt. Die Glasstücke werden einer erstmaligen Prüfung unterworfen und Schlieren und Steine (nichtglasige Teile) herausgeschlagen. Die gutbefundenen Glasbrocken kommen nunmehr in hohle Schamottenformen und werden mit diesen in den Senkofen gebracht, wo sie langsam angewärmt werden, bis die Glasmasse erweicht und in der Form zusammengesunken ist. Die Brocken werden so zu viereckigen oder runden Platten, auch gleich zu größeren Prismen „gesenkt“.

Vom Senkofen kommen die heißen Senkformen mit ihrem Inhalt in den bis zur Rotglut angeheizten Kühlöfen. Durch Drosselung und Regelung der Gaszufuhr senkt man die Temperatur des Kühlöfens ganz langsam und gleichmäßig, so daß der Kühlvorgang 4—6 Wochen und noch länger dauert; große Stücke müssen langsamer gekühlt werden als kleine.

Die erkalteten Platten werden nunmehr noch an zwei gegenüberliegenden Schmalseiten zur Durchsicht geschliffen und poliert, dann auf Schlieren und Spannung untersucht. Die Untersuchung auf Schlieren geschieht mit freiem Auge, die Spannung

wird im polarisierten Lichte mit Hilfe des Nikols festgestellt. Die Ausbeute an gutem, brauchbarem Glase beträgt bis zu einem Drittel der gesamten Glasmasse.

Die Platten sind nunmehr verkaufsfertig. Der Optiker schneidet davon die Stücke mit der Diamantsäge ab, aus denen er die Linsen schleift.

Bearbeitung.

Glasblasen. Die Tätigkeit des „Glasbläfers“ unterscheidet sich von der des „Glasmachers“ dadurch, daß dieser die Gegenstände aus der Schmelze anfertigt, jener vom Glasmacher gelieferte Halbfabrikate, meist in Gestalt von Röhren, weiter verarbeitet, wobei er die zu bearbeitende Stelle in der Gebläseflamme wieder erweicht; beide formen im wesentlichen durch Aufblasen mit dem Munde. Die Glasbläserei wird besonders im Thüringer Walde betrieben, von wo aus wissenschaftliche Apparate, Thermometer und Christbaumschmuck aus Glas in alle Welt verschickt werden.

Anleitung zum Glasblasen in Ostwald-Luther, Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physikochemischer Messungen.

Schleifen und Polieren. Optische Glaskörper, Spiegelglasscheiben, Verzierungen an Kristallgläsern erhalten ihre Form, ihre völlig ebenen oder gleichmäßig gekrümmten blanken Oberflächen durch Abschleifen oder Einschleifen und durch nachfolgendes Polieren. Als Schleifmittel dienen Quarzsand, Schmirgel und andere harte Stoffe von geeigneter Körnung; sie werden mit Wasser zwischen die rotierende Schleifscheibe und das Glas gebracht. Man beginnt mit grobem Korn (Schruppen, Raushschleifen) und schreitet zu immer feinerer Körnung vor (Feinschleifen) bis zu allerfeinster Körnung (Polieren). Zum Einschleifen von Verzierungen werden die Gegenstände gegen eine rotierende scharfkantige Scheibe aus Eisen oder Stein gedrückt; feine Gravierungen und Zeichnungen schneidet der Graveur in gleicher Weise mittels kleiner scharfkantiger rotierender Kupferscheiben und Schmirgel in das Glas ein.

Das Polieren ist die Fortsetzung des Schleifens mit feinsten Schleifmitteln. Poliermittel sind z. B. Eisenoxyd, Zinnasche usw. Die Polierscheiben sind mit Filz oder Tuch, die Polierschalen für Linsen auch mit Pech überzogen. Zum Polieren von eingeschnittenen Verzierungen dienen Scheiben aus Holz, Kork, Blei usw.

Dicke Glasblöcke lassen sich mit einem Sägeblatt durchsägen, wobei an Stelle der schneidenden Zähne der fortwährend mit Wasser zufließende schleifende Sand tritt. Zum Abschneiden der Linsen und Prismen aus den Platten des optischen Glases dient die Diamantsäge. Sie besteht aus einer rotierenden dünnen Metallplatte, deren Umfang mit Diamantsplittern besetzt ist.

Das Ätzen des Glases beruht auf der Eigenschaft des Fluorwasserstoffs, das Glas heftig anzugreifen. Fluorwasserstoff verbindet sich mit Kieselsäure zu gasförmigem Siliziumfluorid, das bei Gegenwart von genügend Wasser in Kieselflußsäure übergeht. Auf Silikate wirkt wässriger Fluorwasserstoff (Flußsäure) unter Bildung von Salzen der Kieselflußsäure ein. Einige dieser Salze sind schwer löslich, sie können sich beim Ätzworgang in Form von Kristallen fest an das Glas ansetzen; die Säure wirkt dann ungleichmäßig auf das Glas ein, die Ätzfläche bekommt ein mattes Aussehen. Gasförmiger Fluor-

wasserstoff gibt matte Ätzflächen. Man entwickelt das Gas aus Flußspatpulver, das in einem Bleitrog mit Schwefelsäure zu einem Brei angerührt wird. In der Technik wendet man zum Mattätzen konzentrierte Lösungen von sauren Alkalifluoriden an. Mit verdünnter wässriger Flußsäure werden blanke Ätzflächen erhalten, zumal wenn etwa sich ansetzende Salze durch Bewegen der Flüssigkeit oder durch Abpinseln der Flächen beseitigt werden. Auch die chemische Zusammensetzung des Glases hat einen Einfluß auf die Beschaffenheit der Ätzfläche.

Zum Einätzen von Schrift- und sonstigen Zeichen überzieht man das Glas mit einer dünnen Wachs-schicht, ritzt die Zeichen mit einem Griffel in das Wachs ein und überstreicht sie mittels einer Feder-fahne oder einem an Draht befestigten Wattebausch mit Flußsäure. Nach dem Abwaschen mit Wasser erwärmt man und wischt das Wachs ab.

Mit käuflicher Ätztinte, einer gesättigten Lösung von Fluorammon in Flußsäure, die mit gefällttem Schwerspatpulver versetzt ist, lassen sich auf Glas dauerhafte matte Schriftzeichen schreiben. — Matte Stempeldrucke erhält man, wenn man auf das Glas mit einem Stempel Fett aufdrückt, den Abdruck mit fein gepulvertem Ammonfluorid einpinselt und ge-linde erwärmt.

Das Mattieren von Glasflächen kann außer durch Ätzen mit Flußsäure durch Schleifen bewerkstelligt werden. In der Technik wird gewöhnlich das Sandstrahlgebläse benutzt, das darauf beruht, daß mit einem Dampf- oder meist Luftstrahl Sandkörnchen mit solcher Kraft an das Glas geschleudert werden, daß kleine Glasteilchen aus der Oberfläche heraus-splitteln. Durch Decken mit Schablonen lassen sich Muster erzielen.

Versilbern. Auf kaltem Wege stellt man Silber-spiegel her, indem man das Glas in eine silberhaltige Lösung legt und das Silber langsam mit einem Reduktionsmittel ausscheidet. Zur Herstellung der Silberlösung löst man 10 g Silbernitrat in Wasser und versetzt mit Ammoniak, bis der anfangs ent-stehende Niederschlag wieder fast verschwindet. Sollte der Niederschlag ganz verschwunden sein, so setzt man wieder tropfenweise Silbernitratlösung bis zur beginnenden Trübung zu. Die Flüssigkeit läßt man nach dem Verdünnen mit Wasser auf ein Liter durch Absetzen sich klären. Die Reduktions-flüssigkeit erhält man, wenn man zu einer siedenden Lösung von 2 g Silbernitrat in 1 l Wasser 1,66 g Seignettesalz gibt, und nach dem Grauwerden des Niederschlags filtriert. Zum Versilbern mischt man gleiche Teile der beiden Lösungen und legt das gut gereinigte Glas hinein.

In der Spiegelindustrie wird das Verfahren der Versilberung allgemein angewandt. Das früher übliche Verfahren, die Scheiben mit Zinnamalgam zu belegen, ist wegen der Giftigkeit der Quecksilber-dämpfe aufgegeben worden.

Eine fester haftende Silberschicht kann durch Einbrennen von käuflichem Glanzsilber (eine bal-samartige Lösung eines Silbersalzes in einer or-ganischen Flüssigkeit) erhalten werden. Auf die eingebrannte Silberschicht läßt sich auf galva-nischem Wege eine beliebig dicke Schicht eines anderen Metalls niederschlagen; Glas kann so bis zu einem gewissen Grade fest mit Metall verbunden werden.

In ähnlicher Weise kann auf Glas mit Glanzgold und Glanzplatin eine glänzende Schicht von Gold und Platin eingebrannt werden.

Chemische Eigenschaften.

Chemische Widerstandsfähigkeit. Glas soll in Berührung mit anderen Stoffen möglichst unverändert bleiben. Die meisten Glassorten ent-halten in Wasser lösliche und zersetzliche Be-standteile. Sind diese angreifbaren Bestandteile nur in geringem Betrage im Glas vorhanden, so werden sie von den wasserbeständigen Anteilen ziemlich weitgehend geschützt; eine Herauslösung erfolgt dann nur an der Oberfläche und in Spuren. Wird der Anteil an löslichen Bestandteilen zu groß, so ist eine vollständige Zerstörung der Glasmasse möglich.

Das Glas, soweit es ein Gemisch verschiedener Stoffe ist, verhält sich Lösungsmitteln gegenüber also anders, als reine Stoffe; es bildet mit dem Lösungsmittel im allgemeinen keine gesättigte Lösung, es bildet sich kein Gleichgewichtszustand zwischen beiden heraus. Neue Glasgegenstände geben an Wasser mehr lösliche Stoffe ab, als ge-brauchte; durch Auskochen oder Ausdampfen können Glasgefäße widerstandsfähiger gemacht werden, gute Gläser werden so praktisch unlöslich.

Der wässrige Auszug der gewöhnlichen Gläser enthält neben Alkali und Kieselsäure immer auch die übrigen im Glase anwesenden Oxyde. Diese können das Glas vor dem stärkeren Angriff der Alkalilösung dadurch schützen, daß sie einen un-löslichen Belag auf dem Glase bilden.

Enthält das Wasser andere Stoffe gelöst, so wird die Wirkung durch diese beeinflußt. Es ist ver-ständlich, daß Alkalilaugen stärker angreifen als reines Wasser. Ein dabei entstehender weißer Belag braucht nicht ein Zeichen von schlechtem Glase zu sein. Saure Flüssigkeiten wirken in der Regel schwächer als reines Wasser; Flußsäure zersetzt das Glas vollständig.

Mit steigender Temperatur nimmt die Schnellig-keit des Angriffs schnell zu, bei hoher Temperatur werden auch gute Gläser schnell zerstört, z. B. die Wasserstandsgläser an Dampfkesseln.

Bei der Verwitterung an der Luft ist ebenfalls das Wasser das zersetzende Mittel. An feuchter Luft bedeckt sich Glas mit einer feuchten Schicht, die in trockner Luft nur teilweise wieder verschwindet. Diese Feuchtigkeitsschicht wurde temporäre Wasserhaut genannt, im Gegensatz zur per-manenten Wasserhaut, die ihr Wasser erst beim Erhitzen auf über 500° völlig abgibt. Die Wasserhaut enthält im wesentlichen Alkali und Kieselsäure gelöst. Jenes geht an der Luft in Kar-bonat über, das sich bei Natrongläsern als kristal-linischer weißer Belag bemerkbar machen kann, wogegen das ungleich hygroskopischere Kalium-karbonat in Lösung bleibt. Die permanente Wasser-haut verhält sich bezüglich des Wasserverlustes beim Erhitzen wie Kieselsäuregel; die Verwitte-rungsschicht kann als wasserhaltiges Kieselsäuregel angesprochen werden. Bei alkalireichen Gläsern kann die Verwitterungsschicht stark anwachsen, ja es kann, besonders bei kalireichen Gläsern, die ganze Glasmasse Wasser aufnehmen, ohne daß die glasige Beschaffenheit verloren geht.

Die chemische Widerstandsfähigkeit ist um so besser, je geringer der Alkaligehalt und je höher der Kieselsäuregehalt des Glases ist. Andere Metall-oxyle, auch Borsäure, erhöhen im allgemeinen die Haltbarkeit, sofern ihr Anteil nicht zu groß wird. Ein größerer Gehalt an Metalloxyden macht das

Glas leicht für Säuren angreifbar; schwere Bleigläser werden durch wässrige Säuren leicht und vollkommen zersetzt. Prüfungsmethoden: Qualitativ nach Weber: Die Glasprobe wird unter einer Glasglocke feuchten Salzsäuredämpfen ausgesetzt. Gute Gläser zeigen nach dem Trocknen keinen oder einen kaum sichtbaren weißen Beschlag von Chloriden.

Quantitative Methoden. Am besten durchgearbeitet ist die Jodeosinmethode nach Mylius. Jodeosin ist ein in Wasser fast unlöslicher Farbstoff, der aber von Äther gelöst wird; er gibt mit Alkali in Wasser leicht, in Äther dagegen unlösliche Salze. Läßt man eine wasserhaltige ätherische Jodeosinlösung auf alkalihaltiges Glas einwirken, so entzieht die alkalihaltige Wasserhaut des Glases, deren Bildung durch die Feuchtigkeit des Äthers gesichert wird, der ätherischen Farbstofflösung Jodeosin und zwar in Mengen, die der Alkalimenge der Wasserhaut äquivalent sind. Der Farbstoff lagert sich als in Äther unlösliches Alkalisalz auf dem Glase ab, seine Menge wird nach dem Ablösen mit Wasser kolorimetrisch bestimmt und gilt als Maß der Zersetzlichkeit des Glases.

Mylius teilt die Gläser nach ihrem Verhalten gegen Wasser gemäß der folgenden Tabelle in 5 Klassen ein:

Klasse	Glasarten
I	Wasserbeständige Gläser, z. B. Jenaer Glas 59III.
II	Resistente Gläser, z. B. Stassches Glas.
III	Härtere Apparatengläser, z. B. Jenaer Normalglas 16III.
IV	Weichere Apparatengläser, z. B. Bleikristallglas.
V	Mangelhafte Gläser.

Erweichung. Es läßt sich keine bestimmte Temperatur angeben, bei der ein Glas erweicht; man kann nur die Temperatur feststellen, bei der es eine bestimmte Beweglichkeit seiner Teilchen, einen gewissen Grad der Zähflüssigkeit erreicht hat. In der Tabelle sind für einige Jenaer Gläser verschiedene Erweichungstemperaturen angegeben; unter Entspannung sind die von Schott bestimmten Temperaturen verzeichnet, bei der die Gläser nach 24stündigem Verweilen einen Teil ihrer Spannung verloren hatten. — Unter 1000 g- und 1 g-Zähigkeit sind Temperaturen angegeben, bei der sich ein Glasfaden, der auf eine Strecke von 50 mm mit bestimmter Geschwindigkeit des Temperaturanstiegs erwärmt wird, bei einer Belastung auf Zug von 1000 g bzw. 1 g für 1 mm² Querschnitt um 1 mm in der Minute verlängert.

Glasart	Entspannung	1000 g-Zähigkeit	1 g-Zähigkeit
Normalglas 16III	400—410°	562°	685°
Borosilikatglas 59III	430—440°	615°	733°
Verbrennungsröhrglas		697°	847°

Sehr leicht schmelzbar sind die bleireichen Silikat- und Boratgläser.

Entglasung. Darunter versteht man die Vorgänge, durch die das Glas seine homogene Beschaffenheit einbüßt. Das kann geschehen durch Zersetzungserscheinungen chemischer Natur, die Fremdstoffe verursachen können (s. Widerstandsfähigkeit), ferner dadurch, daß der glasige Zustand von selbst in den kristallisierten übergeht. Der zuletzt genannte Vorgang, die eigentliche Entglasung, tritt in der Regel innerhalb eines gewissen Temperaturbereichs ein. Sie ist nur möglich unterhalb der Sättigungstemperatur, wo die Schmelzlösung in bezug auf einen Bestandteil gesättigt ist, oder bei Gläsern, die reine Stoffe sind, unterhalb des Schmelzpunktes der kristallisierten Phase. Nach unten zu ist der Entglasung dadurch eine Grenze gesetzt, daß sich bei fallender Temperatur die Hindernisse (innere Reibung), die sich der Kristallisation entgegenstellen, rasch vermehren.

Physikalische Eigenschaften.

Spannung. Läßt man ein Stück durch Erwärmen erweichten Glases schnell abkühlen, so erstarrt zuerst die Außenschicht. Dadurch wird der Volumenverminderung, die mit der weiteren Abkühlung parallel gehen sollte, ein zu großer Widerstand entgegengestellt. Das schnell erkaltete Glas nimmt einen größeren Raum ein, als es einnehmen würde, wenn es langsam erkaltet wäre.

Die Masse einer schnell erkalteten Glaskugel ist daher in radialer Richtung gedehnt, in tangentialer Richtung aber in den äußeren Schichten zusammengepreßt, in den inneren gedehnt; außen herrscht Druckspannung, innen Zugspannung. Gegenstände anderer Gestalt nehmen eine entsprechende verwickeltere Spannung an.

Die Stärke der Spannung hängt außer von der Schnelligkeit der Abkühlung noch von der Dicke und von der Wärmeausdehnung des Glases ab. Je dicker die Schicht des Glases und je größer dessen Ausdehnungskoeffizient, zu um so höheren Beträgen kann die Spannung anwachsen. Die durch rasches Abkühlen hervorgerufene Spannung ist bleibend, solange das Glas nicht wieder bis zur Erweichung erhitzt wird. Vorübergehende Spannungen entstehen durch einseitiges Erwärmen oder durch Druck, wie bei allen Körpern mit Formelastizität.

Das unter Spannung stehende Glas ist physikalisch nicht mehr homogen, seine physikalischen Eigenschaften ändern sich im allgemeinen von Punkt zu Punkt entsprechend der Änderung des Spannungszustandes.

Gespanntes Glas verursacht Doppelbrechung des Lichtes. Bei der Mehrzahl der Gläser ist der Charakter der Doppelbrechung negativ, bei Bleigläsern nimmt der negative Charakter mit steigendem Bleigehalt ab und wird schließlich positiv.

Die mechanische Festigkeit wird durch Druckspannung erhöht. Schichten, die mit Zugspannung behaftet sind, sind dagegen äußerst empfindlich. Glastränen, in Wasser schnell erkaltete Glaskugeln, haben eine auffallend hohe Elastizität, besonders in ihrem fadenförmigen Ende; bricht man dieses ab, so zerfällt der ganze Glaskörper plötzlich zu Pulver. Bologneser Fläschchen, dickwandige schnell erkaltete Hohlgefäße, sind außen gegen mechanische Angriffe sehr widerstandsfähig, im Innern kann sie ein fallendes Sandkorn zertrümmern.

Man macht daher zuweilen Glasgegenstände dadurch widerstandsfähiger, daß man ihnen durch Erhitzen und folgendes schnelles Abkühlen (z. B. durch Eintauchen in ein angewärmtes Ölbad) eine Spannung erteilt (Härten).

Stärkere Spannung macht das Glas für manche physikalische Zwecke unbrauchbar, sei es, weil es physikalisch nicht mehr homogen ist, sei es, weil die latenten mechanischen Kräfte besonders bei Temperaturerhöhung wirksam werden und Gestaltsveränderungen verursachen auch in Temperaturgebieten, wo man dem Glase einen hohen Grad von Starrheit zuzuschreiben gewohnt ist.

Quecksilberthermometer z. B. verkleinern, wenn sie nicht vor dem Gebrauch gealtert, d. h. entspannt worden sind, beim Erwärmen auf höhere Temperatur ihr Quecksilbergefäß, was sich in einem Anstieg des Eispunktes bemerklich macht.

Die Beseitigung der Spannung wird durch Erwärmen des Glases bis zur beginnenden Erweichung und nachfolgende langsame Abkühlung bewirkt.

Zum Nachweis der Spannung wird die Doppelbrechung benutzt.

Die Dichte der Gläser bewegt sich etwa innerhalb der Grenzen 2,2 und 6,3. Die zuletzt genannte Zahl bedeutet das spez. Gewicht eines Glases, das 82 v. H. Bleioxyd enthält. Die Dichte der gewöhnlichen Apparatengläser beträgt etwa 2,5, die des Jenaer Normalglases 16^{III} 2,58, des Borosilikatglases 59^{III} 2,37.

Härte. Der Glasschmelzer spricht von harten und weichen Gläsern und meint damit schwer und leicht schmelzende. Er bringt die Härte mit der Erweichungstemperatur in Beziehung und er tut das nicht ganz ohne Berechtigung, da die leicht schmelzbaren Gläser weicher sind, von Schleifmitteln leichter angegriffen werden, als schwer schmelzende, an Kieselsäure reichere Gläser; klare Beziehungen bestehen aber nicht zwischen den beiden Eigenschaften. In die Härteskala nach Mohs eingereiht kommt das weichste Glas, ein Bleiglas, zwischen Flußspat und Apatit zu stehen; das härteste, ein Borosilikat, übertrifft den Quarz.

Elastizität. Der Elastizitätsmodul bewegt sich zwischen den Beträgen 4900 und 8000 kg/mm².

Jenaer Normalglas 16 ^{III}	7340 kg/mm ²
Jenaer Borosilikatglas 59 ^{III}	7260 „
Quarzglas	6970 „
Spiegelglas	7000—7200 kg/mm ² .

Die Poissonsche Zahl (s. d.), das Verhältnis von Querkontraktion und Längsdilatation liegt zwischen 0,319 und 0,197; für Jenaer Normalglas ist sie 0,228.

Die elastische Nachwirkung ist in Gläsern, die zugleich Kali und Natron enthalten, am größten. Reine Natrongläser haben größere Nachwirkung als reine Kaligläser. Die gleichen Regelmäßigkeiten gelten für die thermische Nachwirkung (s. Thermometerglas).

Lichtbrechung. Die Brechungsindizes für die D-Linie des Natriums n_D der verschiedenen Glasarten bewegen sich zwischen 1,458 (Quarzglas) bis gegen 2,0; die Liste der optischen Gläser des Jenaer Glaswerks führt als Glas mit niedrigster Brechung ein Kronglas mit $n_D = 1,465$, als Glas von höchster Brechung ein Silikatflint mit $n_D = 1,917$ auf.

Schmilzt man eine Anzahl von Gläsern, anfangend mit einem Alkali-Kalkglas, indem man darin den Kalk durch steigende Mengen Bleioxyd ersetzt und

schließlich den Gehalt an Bleioxyd auf Kosten des Alkalis vermehrt, so erhält man eine Reihe von Gläsern, in der das folgende immer eine höhere Brechung hat als das vorhergehende. Mit der Brechung wächst in derselben Reihenfolge auch die Dispersion und zwar so stark, daß man zwei Prismen aus verschiedenen Gläsern dieser Reihe durch geeignete Wahl ihrer brechenden Winkel so zusammenstellen kann, daß die Farbenzerstreuung aufgehoben wird, die Ablenkung des Lichtstrahls aber, wenn auch in verminderter Stärke, erhalten bleibt. Es ist somit die Möglichkeit gegeben, durch Kombination entgegengesetzter Linsen aus verschiedenen Gläsern Linsensysteme herzustellen, die keinen Farbenfehler haben (achromatische Linsen).

Abbe hat zur Kennzeichnung der Gläser in dieser Hinsicht die Zahl ν eingeführt: sie ist der reziproke Wert der relativen Dispersion. In der obigen Gläserreihe haben die mit niedrigster Brechung den höchsten ν -Wert, mit steigender Brechung nimmt dieser ab.

Bringt man das Spektrum eines Glases mit hohem ν (Kronglas) mit dem eines Glases mit niedrigem ν (Flintglas) z. B. durch geeignete Wahl der brechenden Winkel der Prismen, auf gleiche Länge und zur Deckung, so fallen zwar die Fraunhoferschen Linien, die das Spektrum begrenzen, zusammen, aber die zwischenliegenden Linien tun das nicht. Die Achromatisierung von Linsensystemen aus solchen Gläsern kann daher nicht vollständig sein. Die noch übrigbleibende Farbenabweichung bezeichnet man als sekundäres Spektrum.

Systematische Versuche zwecks Vermeidung dieses Fehlers brachten an neuen Glasarten: Borosilikatgläser, Krongläser mit gleicher Brechung wie die alten Gläser, aber geringerer Farbenzerstreuung; Borosilikatflinte mit verkürztem blauem Abschnitt des Spektrums; Barytflinte und Bariumsilikatkrongläser, in denen mit Zink und Barium eine höhere Brechung bei geringerer Farbenzerstreuung erzielt wird.

Lichtabsorption. Von dem in das Glas eindringenden Licht wird ein Bruchteil absorbiert. Die absorbierte Menge ist in der Regel sehr klein; das Glas erscheint farblos. Die Farblosigkeit ist aber niemals vollkommen, in genügend dicker Schicht macht sich immer eine Färbung bemerkbar, die gewöhnlich von unerwünschten Beimengen namentlich von Eisenverbindungen herrührt.

Die Kristallgläser des Handels zeichnen sich durch Farblosigkeit aus, daher ihr Name. Die Lichtdurchlässigkeit der optischen Gläser ist in neuerer Zeit besonders durch Einführung der Borsäure, des Bariums, des Zinks, und durch einen zweckmäßig geleiteten Schmelzprozeß soweit gesteigert worden, daß einige sogar in 10—20 cm dicker Schicht dem bloßen Auge farblos erscheinen. Die Jenaer Gläser, die für Feldstecherprismen und für photographische Objektive Verwendung finden, zählen zu den durchlässigsten Gläsern.

Die sogenannten Entfärbungsmittel (s. o. Glasfabrikation) heben natürlich die Absorption nicht auf, sie erweitern sie vielmehr auf den sichtbaren Teil des Spektrums annähernd gleichmäßig. Schwere Flintgläser mit hohem Bleigehalt sind gelblich gefärbt, sie absorbieren im blauen Ende des sichtbaren Spektrums. Ihre Färbung nimmt mit der Höhe des Bleigehalts an Tiefe zu.

Im ultravioletten Teile des Spektrums nimmt die Absorption der meisten Gläser schnell zu, um bei ca. 300 μ Wellenlänge praktisch vollständig zu werden. Quarzglas ist für ultraviolette Strahlen sehr durchlässig, es läßt in 2,81 mm dicker Schicht und bei der Wellenlänge 210 μ noch 56% hindurch, unterhalb 200 μ wird alles verschluckt.

Die Jenaer UV-Gläser (Uviolglas) lassen in 1 mm dicker Schicht bei 280 μ noch 50% durch.

Die Durchlässigkeit für Wärmestrahlen verschieden zusammengesetzter Gläser weicht nur wenig voneinander ab, doch lassen sich durch Einführung von Eisenoxydul praktisch undurchlässige Gläser herstellen.

Die Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen ist allein durch die Dichte des Materials gegeben; man hat daher als besonders durchlässig ein Lithium-Beryllium-Borat hergestellt (Lindemannglas).

Die Wärmeausdehnung spielt beim Glas eine besonders wichtige Rolle (vgl. Spannung). Sollen Glasteile mit Metall haltbar zusammengeschmolzen werden, so muß ihre Ausdehnung angenähert gleich sein. Die Werte für den mittleren Ausdehnungskoeffizienten zwischen 0° und 100° von Jenaer Gläsern, bewegen sich zwischen etwa 15 und 337×10^{-7} . Quarzglas zeichnet sich durch besonders kleine Ausdehnung aus. Die folgende Tabelle bringt die Koeffizienten einiger Gläser.

Quarzglas	15×10^{-7}
Jenaer Supremaxglas	105×10^{-7}
Jenaer Wolfram-Einschmelzglas	116×10^{-7}
Jenaer Molybdan-Einschmelzglas	145×10^{-7}
Jenaer Thermometerglas 59 ^{III}	177×10^{-7}
Jenaer Normalglas 16 ^{III}	244×10^{-7}
Fensterglas etwa	250×10^{-7}

Wärmeleitfähigkeit. Glas ist ein schlechter Wärmeleiter. Das absolute Leitungsvermögen Jenaer Gläser bewegt sich bei Zimmertemperatur zwischen 0,0017 und 0,0028 g cal/cm sec. Schweres Bleiglas besitzt besonders kleines Leitungsvermögen; Quarzglas hat den Wert 0,00332. Bei fallenden Temperaturen nimmt die Wärmeleitfähigkeit der Gläser im Gegensatz zu der der Kristalle ab.

Elektrische Eigenschaften. Leitfähigkeit. Glas als elektrolytischer Leiter der Elektrizität hat einen positiven Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit, die bei hohen Temperaturen merkliche Beträge annimmt.

Als niedrigster Wert des spezifischen Widerstand^s in Ohm pro cm bei 250° wurde gefunden 5×10^9 , als höchster 7×10^{13} . Das Leitvermögen von Gläsern mit großem Natrongehalt ist höher als von Gläsern mit niedrigerem Gehalt; Bleioxyd und Bariumoxyd vermindern es.

Zwischen Quecksilberelektroden scheidet der Strom bei einem Natronglas an der Kathode Natrium ab; an der Anode bildet sich eine schlecht leitende Schicht von Kieselsäure.

Das Isolationsvermögen der Gläser hängt in der Hauptsache von ihrem Verhalten gegen Wasser ab. Dielektrizitätskonstanten wurden an einer Anzahl Jenaer Gläser zwischen 5,25 und 9,14 gefunden; ein bestimmter Zusammenhang mit der chemischen Zusammensetzung konnte nicht gefunden werden.

Farbgläser.

Als Stoffe, die das Glas färben, werden gebraucht:

1. Oxyde von Metallen, deren Salze farbig sind,
2. Sulfide und Selenide,
3. Metalle in kolloidaler Form.

Bei 1. scheint der färbende Stoff in der Regel im Zustand einer wirklichen Lösung als Silikat im Glas vorhanden zu sein, bei 2. und 3. dagegen in kolloidaler Form. Die Farbe hängt in diesem Falle von der Art und Größe der kolloiden Teilchen ab. Daher kommt es, daß diese Gläser schwieriger in gleichmäßiger Farbbeschaffenheit herzustellen sind als die unter 1. fallenden.

Die hauptsächlichsten färbenden Stoffe sind folgende:

Kobaltoxyd; es färbt blau bis blauviolett. Alle Kobaltgläser sind für Rot durchlässig; sie absorbieren das gelbe Licht der Natriumflamme und lassen das rote der Kaliumflamme durchtreten, daher ihre Anwendung beim Nachweis vom Kalium mittels der Flammenfärbung. — Nickeloxyd färbt Natrongläser gelbbraun bis rotviolett, Kaligläser violett. — Manganoxyd, in Form von Braunstein in das Glas eingeführt, färbt violett. Der grüne Teil des Spektrums wird am meisten ausgelöscht, daher dient es in der Glasfabrikation als Entfärbungsmittel gegen das Grün der Eisenfärbung. Solche Gläser nehmen im Sonnenlicht oder überhaupt kurzweiliger Strahlung ausgesetzt, einen violetten Ton an, der beim Erhitzen wieder verschwindet. — Eisenoxyd. Die grüne Färbung der Weinflaschen rührt von Eisenverbindungen her. — Chromoxyd färbt grün; bei Anwendung starker Reduktionsmittel bekommt man ein schönes violettes Glas. — Sulfide. Es wird dem Gemenge meist Schwefel und ein Reduktionsmittel zugegeben, alkalihaltige Gläser färben sich dadurch unter Sulfidbildung gelb. — Kadmiumsulfid gibt ein besonders schönes Gelb. — Selen färbt rosenrot, mit Kadmiumsulfid zusammen liefert es ein prachtvolles feuriges Rot (Selenrubin). — Kupferoxyd färbt in geringen Mengen in der Regel blau, mit steigender Konzentration wird die Färbung je nach der Zusammensetzung des Glases mehr oder weniger schnell grün. — Uranoxyd färbt gelb; die Gläser besitzen eine prächtige grüne Fluoreszenz, die indes den Bleigläsern abgeht. — Gold und Kupfer (Rubingläser) färben rot, Silber gelb. Das letzte wird nicht mit dem Glase zusammen verschmolzen, sondern die Silberverbindung (z. B. Chlorsilber) wird mit einem indifferenten Mittel gemischt auf den Gegenstand aufgetragen und in einer Muffel bis zur beginnenden Erweichung des Glases erwärmt; das Silber wandert dabei in das Glas hinein und färbt dessen Oberfläche gelb. Die Goldglaschmelze bleibt beim schnellen Abkühlen farblos, sie ist optisch leer, d. h. ein mit einer Linse hineingeschickter Lichtkegel verursacht kein Aufleuchten; erst beim Wiederanwärmen bis zur Erweichung entwickelt sich die Rotfärbung. Nunmehr macht ein durchgehender Strahlenkegel das Glas grün aufleuchtend, indem das Licht von den abgeschiedenen Goldteilchen abgelenkt wird.

Ganz ähnlich verhält sich das Kupferrubinglas. Dieses ist in der Regel viel tiefer gefärbt, so daß die günstigste Färbung nur in dünner Schicht zu erreichen ist. Der Haltbarkeit wegen werden die Kupferrubingegenstände deshalb meist nach dem Überfangverfahren hergestellt, wobei der Glasmacher zuerst ein Kölbchen aus der Rubinschmelze

herstellt, dieses in einer Schmelze farblosen Glases verstärkt und dann wie gewöhnlich weiter verarbeitet. Die untenstehende Tabelle, die die Durchlässigkeitsfaktoren der folgenden Gläser enthält,

ist der Verkaufsliste des Jenaer Glaswerks entnommen. *Schaller.*
Näheres s. *Zschimmer*, Die Glasindustrie in Jena. — *Thiene*, Glas, Jena 1931.

Farbglas Typus	Glasart	Dicken- einheit mm	Wellenlänge in $\mu\mu$																
			Sichtbares Spektrum							Ultraviolettes Spektrum									
			644	578	546	509	480	436	405	366	334	$313/12$	302	281					
F 7822	Neutralglas hell	1	0,59	0,58	0,57	0,56	0,55	0,49											
F 7839	Neutralglas mittel	1	0,26	0,24	0,22	0,21	0,21	0,15											
F 3818	Neutralglas dunkel	0,1	0,34	0,33	0,34	0,33	0,32	0,26	0,15										
F 4512	Rotfilter	0,1	0,99	0,71	0,66	0,54	0,48	0,37	0,27										
F 2745	Kupfer Rubin	0,1	0,93	0,43	0,49	0,52	0,48	0,43	0,43										
F 4313	Gelbglas dunkel	1	0,98	0,97	0,96	0,89	0,70	0,19	0,10										
F 4351	Gelbglas mittel	1	0,98	0,98	0,96	0,93	0,41	0,15	0,10										
F 4937	Gelbglas hell	1	0,99	0,99	0,99	0,99	0,93	0,52	0,24	0,16	0,08	0,05	0,03						
F 4930	Grünfilter	1	0,18	0,45	0,64	0,62	0,44	0,11											
F 3873	Blaufilter	1	0,01	0,01	0,16	0,47	0,74	0,72	0,43	0,03	0,01								
F 3654	Kobaltglas durchläss. f. d. äußerste Rot	1	0,03	0,04	0,14	0,44	0,86	0,97	0,97	0,93	0,64	0,40	0,04						
F 3653	Blau-Violettglas	1	0,01	0,03	0,03	0,11	0,66	0,92	0,96	0,93	0,83	0,69	0,19						
F 3728	Didymglas m. stark. Bandenabsorption	1	0,99	0,72	0,99	0,96	0,96	0,96	0,99	0,97	0,79	0,45	0,24	0,02					

Glas für thermometrische Zwecke. Nicht jedes Glas ist zum Bau von Thermometern geeignet. Einerseits wird von dem Glase gefordert, daß sein Erweichungspunkt genügend hochliegt, damit es nicht in höheren Temperaturen dauernde Gestaltsänderungen erleidet, die das Thermometer für die spätere Benutzung unbrauchbar machen. Aber auch in tieferen Temperaturen — etwa im Intervall 0 bis 100° — soll andererseits das Glas eine genügende Unveränderlichkeit zeigen, damit innerhalb gewisser enger Grenzen die Konstanz der Angaben des Instruments erhalten bleibt.

Beobachtet man längere Zeit, durch Wochen und Monate hindurch, wiederholt die Angaben eines neu hergestellten Thermometers im schmelzenden Eise, so erkennt man, daß der Eispunkt langsam in die Höhe geht. Es rührt das daher, daß das als Quecksilberbehälter dienende Glasgefäß des Thermometers auch bei wenig veränderter Temperatur der Umgebung sich fortgesetzt ein wenig zusammenzieht; es wird also kleiner und treibt einen Teil seines Inhalts in die Kapillare des Instruments. Dieser sog. säkulare Anstieg des Eispunktes wird mit der Zeit immer schwächer und würde schließlich zum Stillstand kommen.

Bringt man das Thermometer vorübergehend auf eine höhere Temperatur, etwa auf 100°, und kühlt es dann schnell auf 0° ab, so erhält man einen Eispunkt, der tiefer liegt, als ein vor der Erwärmung beobachteter. Der Eispunkt erfährt also eine gewisse Senkung, die man als Depression bezeichnet. Sie rührt daher, daß das Quecksilbergefäß nach der Ausdehnung durch die höhere Temperatur bei der Abkühlung nicht sofort wieder auf sein Anfangsvolumen zurückkehrt. Überläßt man das Thermometer wieder der Ruhe, so tritt alsbald wieder ein Anstieg ein und die Depression beginnt, zuerst schnell, später langsamer zu verschwinden.

Der säkulare Anstieg, mehr noch die leichter zu beobachtende Depression des Eispunktes bilden ein Maß für die Güte des verwendeten Thermometerglases. Die Thermometer aus dem gewöhnlichen thüringer Röhrenglase zeigen die Depression in hohem Maße; sie beträgt nach der Erwärmung auf 100° nicht weniger als 0,4 bis 1°. Diese betrübliche Tatsache drohte zu Ende der siebziger Jahre des vorigen Jahrhunderts der deutschen Thermometerindustrie verhängnisvoll zu werden, um so mehr als es englische und französische Gläser gab, welche

dem thüringer Glas erheblich überlegen waren. Insbesondere ein französisches Hartglas (verre dur), aus dem der Pariser Tonnelot seine Thermometer herstellte, fand dank der Tätigkeit des internationalen Maß- und Gewichtsvereins in der Wissenschaft starke Verbreitung. Die Zusammensetzung dieses Glases ist weiter unten angegeben.

Es ist das Verdienst von O. Schott in Jena und H. F. Wiebe in Berlin, die Ursachen dieser störenden Erscheinung in gemeinsamer Arbeit aufgeklärt zu haben. Sie fanden, daß das Verhältnis der in dem Glase meist gleichzeitig vorhandenen Mengen von Natron- und Kalisilikaten wesentlich die Größe der Nachwirkung bedinge. Reine Kali- und reine Natrongläser sind nahezu nachwirkungsfrei; die größten Nachwirkungen treten auf, wenn das Glas gleiche Anteile von Natron- und Kalisilikaten enthält. Auch der Kalkgehalt übt einen nicht unwesentlichen, die Nachwirkung verringenden Einfluß aus.

In Verwertung dieser Erkenntnis unternahm Schott in seiner neugegründeten Hütte in Jena die systematische Erschmelzung einer großen Anzahl von Gläsern, die alle sorgfältig auf ihre Eigenschaften untersucht wurden, von denen aber naturgemäß nur wenige eine dauernde Bedeutung erlangten. Diese wenigen sind das Normal-Thermometerglas mit der Fabriknummer 16^{III}, welches als „Jenaer Glas“ die Schottsche Hütte in der ganzen Welt bekannt gemacht hat; die Röhren aus diesem Glase tragen als äußeres Kennzeichen einen violetten Längsstreifen. Sodann das Borosilikatglas 59^{III} mit geringerer Nachwirkung als das Normal-Thermometerglas, endlich das Verbrennungsröhrenglas, wie es für schwerschmelzbare Röhren und Bechergläser verwendet wird; dies Glas dient hauptsächlich zur Herstellung hochgradiger Quecksilberthermometer. Für die Gläser 16^{III} und 59^{III} sind die Zusammensetzung und die hier interessierenden Konstanten in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Zusammensetzung des Verbrennungsröhrenglases ist nicht allgemein bekannt; seine Erweichungstemperatur in unter Druck gefüllten Thermometern liegt etwa bei 560°, die Depression des Eispunktes für 100° beträgt 0,03°.

Neuerdings hat die Schottsche Hütte zwei Gläser hergestellt, die als Supremaxglas und Glas 2954 bezeichnet sind. Ihr Erweichungspunkt liegt

erst bei 660° und 550° und ihre Eispunktsdepression für 100° vorhergehende Erwärmung beträgt nur 0,01°; diese Gläser eignen sich in hervorragendem Maße zur Herstellung hochgradiger Thermometer.

Glas	verre dur	Thüringen I	Thüringen II	16III	59III
SiO ₂	71,5	68,6	66,7	67,5	72,0
Na ₂ O	11,0	16,9	12,7	14,0	11,0
K ₂ O	0,4	3,6	10,6	—	—
CaO	14,5	7,4	3,7	7,0	—
Al ₂ O ₃	1,5	2,9	0,5	2,5	5,0
ZnO	—	—	—	7,0	—
MgO	—	0,4	0,2	—	—
MnO	—	0,3	0,1	—	—
B ₂ O ₃	—	—	—	2,0	12,0
As ₂ O ₃	—	—	—	—	—
Erweichungs- temperatur Depression für 100°	— 0,6°	— 0,38°	— 0,66°	505° 0,04°	510° 0,03

Außer den Jenaer Gläsern sind nur noch wenige andere Glassorten für thermometrische Zwecke verwendet worden. Genannt sei das nur selten verarbeitete sog. Resistenzglas der Hütte von Greiner & Friedrichs in Stützerbach in Thüringen, ein ziemlich reines Natronglas, das in seinen thermometrischen Eigenschaften dem verre dur nahesteht, ferner ein Gege-Eff-Glas genanntes Produkt der Firma Gustav Fischer in Ilmenau sowie das Glas IX der Sophienhütte in Ilmenau, die in der Zusammensetzung und ihren sonstigen Eigenschaften dem Jenaer Normal-Thermometerglas 16III ziemlich gleichkommen (Erweichungstemperatur 505°; Eispunktsdepression für 100° 0,04°). Endlich hat man in neuerer Zeit vielfach das Quarzglas zum Bau von Thermometern verwendet. Instrumente aus diesem Glase haben eine sehr geringe, kaum nachweisbare Nachwirkung, sind gegen schroffe Temperaturänderungen unempfindlich und lassen sich bis 750° verwenden. Diesen guten Eigenschaften steht die schwierige Herstellung der Thermometer und demzufolge ihr hoher Preis nachteilig gegenüber; auch lassen sich die Kapillaren aus Quarzglas nicht so gut ziehen wie diejenigen der gewöhnlichen Glasthermometer; sie haben deshalb meist ein recht schlechtes Kaliber.

Um den Verlauf der Nachwirkungserscheinungen der Thermometer abzukürzen, unterwirft man die Thermometer einem künstlichen Alterungsprozeß, der darin besteht, daß man die Instrumente längere Zeit der höchsten, jemals vorkommenden Gebrauchstemperatur aussetzt und sie dann langsam, bei hochgradigen Thermometern während mehrerer Tage, abkühlen läßt. Man erhält dadurch einen beträchtlichen Anstieg des Eispunktes, hat aber andererseits den Vorteil, daß beim späteren Gebrauch das Thermometer seine Angaben nur noch wenig ändert und nur noch geringe Eispunktsdepressionen zeigt. Der durch den Alterungsprozeß hervorgebrachte dauernde Anstieg des Eispunktes kann bei hochgradigen Thermometern 20° und mehr betragen. Ein bereits fertiges Thermometer würde durch das Altern also unbrauchbar werden. Es empfiehlt sich deshalb, das Thermometer vor dem Einfüllen des Quecksilbers zu altern und erst nach der Beendigung des Prozesses endgültig fertigzumachen und abzuschmelzen.

Neuerdings wird vorgeschlagen, das Thermometer drei Stunden lang 30° über die „kritische Zone“, d. h. diejenige Temperatur zu erhitzen, bei

welcher der Ausdehnungskoeffizient plötzlich auf etwa den fünffachen Betrag ansteigt, dann in derselben Zeit langsam auf die Erweichungsgrenze abzukühlen und dort ungefähr sechs Stunden zu halten. Die Art der darauffolgenden Abkühlung soll von geringem Einfluß sein.

Man hat versucht, die Nachwirkungserscheinungen dadurch unschädlich zu machen, daß man zwei Glasarten von ungleicher Nachwirkung gleichzeitig anwendet, so daß die Nachwirkung der einen durch die der anderen kompensiert wird. Man stellt für diesen Zweck das Thermometergefäß aus dem Glase von geringerer Nachwirkung her und bringt in das Quecksilbergefäß ein richtig bemessenes Volumen des Glases von größerer Nachwirkung. Solche Kompensationsthermometer haben indessen keine größere Verbreitung gefunden. Das liegt wohl daran, daß sich die Thermometer schwer arbeiten lassen und daß die Kompensation doch nur für ein bestimmtes Temperaturintervall vollkommen erreicht werden kann; für andere Temperaturintervalle wird infolge des verschiedenen Verhaltens der Gläser meist ein nicht kompensierter Rest der Nachwirkung übrigbleiben. *Scheel.*
Näheres s. z. T.: Hovestadt, Jenaer Glas. Jena 1900.

Glaslattensatz s. Polarisiertes Licht.

Glaslattenspektroskop s. Interferometer und Photometrie im Spektrum.

Glattels. Glatter, klarer Eisüberzug auf dem Boden und anderen, dem Wetter ausgesetzten Gegenständen. Er entsteht nach vorausgegangenem strengen Frost durch sofortiges Gefrieren von Regentropfen, Nebel oder soeben kondensiertem Wasserdampf auf kaltem Boden, Mauern, Bäumen usw. Auch unterkühlter Regen, der beim Aufschlagen sogleich gefriert, kann Glattels bilden.

O. Baschin.

Gleichdruckmaschine s. Verbrennungskraftmaschine.

Gleichdruckturbine (vgl. Turbine). Die Gas- und die Dampfturbinen bestehen meist aus einem auf einer Welle befestigten Rad oder einer Trommel, welche eine Reihe von gekrümmten Schaufeln tragen. Diesen wird Dampf oder Gas von bestimmter Geschwindigkeit zugeführt. Zwischen den Laufradschaufelreihen sind feststehende Leitschaufeln angeordnet, um den Dampf oder das Gas umzulenken, so daß es immer in derselben Bewegungsrichtung auf die nächsten Laufradschaufeln trifft. Bei der Gleichdruck- oder Aktionsturbine wird das Wärmegefälle des Dampfes oder Gases nur in den Zuleitungsdüsen und in den Leitschaufeln in kinetische Energie umgesetzt, so daß der Druck vor und hinter jeder Laufschaufelreihe im wesentlichen gleich ist. Bei der Überdruck- oder Reaktionsturbine wird der Dampf oder das Gas nicht nur im Leitapparat, sondern auch im Laufrad gespannt, d. h. die Umsetzung von Druck in Geschwindigkeit erfolgt auch in den Laufschaufeln, so daß ein bestimmter Überdruck vor und hinter jeder Laufradschaufelreihe auftritt. Man faßt auch Gruppen von Lauf- und Leitkränzen zusammen, wobei die ganze Dampf- oder Gasentspannung schon vor dem ersten Laufrad erfolgt ist. Die Leitschaufeln dienen dann nur mehr zur Umlenkung des Dampf- oder Gasstrahls, dessen Absolutgeschwindigkeit allmählich abnimmt. Dieses Verfahren zur Geschwindigkeitsabstufung stammt von Curtis (Curtisrad, Geschwindigkeitsrad).

L. Schneider.

Gleichgewicht, chemisches. Im chemischen Gleichgewicht ist ein System von Stoffen, die miteinander reagieren können, dann, wenn auch bei Fortfall aller Hemmungen sich keine chemische Reaktion (s. d.) mehr vollziehen würde. Dies ist natürlich makroskopisch zu verstehen, denn Hin- und Herreaktion werden sich stets nach ihren jeweiligen Wahrscheinlichkeiten (die nur am absoluten Nullpunkt verschwinden) vollziehen. Makroskopisches Gleichgewicht setzt also gleiche Geschwindigkeit für Hin- und Herreaktion voraus. Für die thermodynamischen Bedingungen des Gleichgewichts, die sich auf den makroskopischen Zustand beziehen, ist dies ohne Belang.

Diese Bedingungen sind wegen der Allgemeinheit der Hauptsätze (s. d.) an sich die gleichen, wie für physikalische Vorgänge, ja, für das chemische Gleichgewicht ist wegen der noch zu besprechenden Abhängigkeit von physikalischen Faktoren Gleichgewicht hinsichtlich dieser (Temperatur-, Verdampfungsgleichgewicht) Bedingung. Es darf sich also in dem System ohne Änderung der äußeren Bedingungen gar keine Änderung vollziehen. Das ist der Fall in einem Zustand, in dem nur reversible (s. d.) Änderungen möglich sind.

Diese Aussage genügt zur Festlegung der Gleichgewichtsbedingungen. Da für das Gleichgewicht auch Temperaturgleichgewicht, also Abwesenheit von Temperaturdifferenzen, im Sinne obiger Ausführungen erforderlich ist, genügt es, isotherme Umsetzung zu betrachten. Der Gleichgewichtszustand ist demnach der Zustand, in dem alle isothermen Umsetzungen reversibel verlaufen. Daraus folgt mit dem zweiten Hauptsatz (s. d.), daß im Gleichgewicht der Umsatz ohne Arbeitsleistung, allgemeiner ohne Änderung der freien Energie verläuft (soweit er so gering genommen wird, daß er das Gleichgewicht nicht stört). Da ferner alle von anderen Zuständen, also irreversibel, zum Gleichgewicht hinführenden Vorgänge unter Abnahme der freien Energie verlaufen, folgt weiter: Der Gleichgewichtszustand, bezogen auf eine bestimmte Gruppe von Umsetzungen, entspricht dem Minimum der freien Energie, das mit diesen Umsetzungen erreicht werden kann.

Darin liegt eine Einschränkung insofern, als es denkbar ist, daß bei Hinzunahme weiterer im System möglicher Umsetzungen eine weitere Verminderung der freien Energie, ein anderer Gleichgewichtspunkt erreicht werden kann. Das ist praktisch sehr oft der Fall, wenn gewisse Reaktionen infolge von außerhalb der Thermodynamik liegenden Hemmungen nicht zur Gleichgewichtseinstellung kommen. Das erreichte Gleichgewicht ist dann ein metastabiles. (Beispiel: Lösungsgleichgewicht von Explosivstoffen; die meisten organischen Gleichgewichte.)

Die allgemeine Definition des Gleichgewichts liefert nun bei sinngemäßer Anwendung die Gleichgewichtsbedingungen für ch. G. in allen Sonderfällen. Sie liefert zunächst in Form der Phasenregel (s. d.) die Bedingung für die Koexistenz verschiedener Phasen, auch, wenn sich in und zwischen diesen chemische Reaktionen abspielen. Die Phasenregel liefert qualitativ restlosen Aufschluß über den chemischen Charakter (Mengenverhältnisse der Komponenten im Gl.) nur im Falle monovarianten oder vollständigen Gl., d. h. beim Vorliegen nur eines Freiheitsgrades. Das ist der Fall, wenn jede Molekelart ihre eigene Phase

bildet, also nur ungemischte Phasen auftreten. Dann kann man nämlich das System ohne Vorbeschränkung aus einer Komponente weniger, als Molekelarten (Phasen) vorliegen, aufbauen, und die Zahl der Freiheiten wird 1. Dann besagt allein die Phasenregel, daß bei isothermem Umsatz nur ein Druck existiert, bei dem alle Phasen koexistent sind, und für alle andern Drucke verläuft die Reaktion vollständig nach einer Seite, nämlich unter Verschwinden einer Phase und damit einer Molekelart. Deshalb spricht man von vollständigem Gleichgewicht. Aufgezehrt wird natürlich die Phase, deren Verschwinden die freie Energie herabsetzt. Welche das in verschiedenen Druck-Temperaturgebieten ist, kann natürlich nur durch Kenntnis der Wärmetönung und der Zustandsgleichung jeder Phase ausgesagt werden.

In allen anderen Fällen aber, d. h., wo Mischphasen auftreten, ist auch ein neuer Freiheitsgrad gegeben, nämlich die Zusammensetzung der betr. Phase. Zu dessen Ermittlung muß die Gleichgewichtsdefinition ein zweites Mal herangezogen werden, da die Phasenregel allein zwar für jede Phase eine Beziehung: $f(c_1, c_2, \dots, c_n) = 0$ erfordert, diese aber nicht festlegt. Da bei Gleichgewicht auch G. in jeder Einzelphase herrschen muß, ist die Bedingung der isothermen, reversiblen Umsetzung auf irgendeine Phase anzuwenden. Zweckmäßig wählt man hierzu die Gasphase, da in dieser die Zustandsgleichung am einfachsten ist. Die Überlegung führt hier zum Massenwirkungsgesetz (s. d.). Der Verteilungssatz legt dann die Zusammensetzung in etwaigen anderen Mischphasen fest. Solche Gl. heißen unvollständige oder bi-, tr- usw. -variante.

Dies sind die prinzipiellen Wege, die zur Kenntnis des G. führen. Im einzelnen vgl. die Aufsätze Massenwirkungsgesetz, Phasenregel u. ä.

An sich müssen natürlich außer thermodynamischen auch kinetische Überlegungen aus dem eingangs gestreiften Grunde zu denselben Gesetzmäßigkeiten für das G. führen. Dies ist aber, außer in gewissem Umfang für homogene (s. d.) Gasgleichgewichte noch nicht durchführbar.

Schwab.

Näheres s. Nernst, theoret. Chemie. — Eucken, Lehrbuch der chemischen Physik. — Tamman, heterogene G. usf.

Gleichgewicht, radioaktives s. Radioaktive Substanzen, Gleichgewichtsmengen.

Gleichgewicht, thermodynamisches s. Thermodynamisches Gleichgewicht.

Gleichgewicht schwimmender Körper s. Archimedisches Prinzip, Metazentrum.

Gleichgewicht einer Kräftegruppe an einem mechanischen System. Man sagt, eine Gruppe von Kräften, die auf einen beliebigen Körper wirken, sei im Gleichgewicht, wenn sich der Körper so weiterbewegt, als ob die Kräftegruppe nicht vorhanden wäre. Eine solche Kräftegruppe heißt *Gleichgewichtssystem*. Das Gleichgewicht kann dauernd oder auch nur momentan sein. Nach obiger Definition ist Gleichgewicht nicht gleichbedeutend mit Ruhe, da sich ein Körper unter der Wirkung eines Gleichgewichtssystems noch so bewegen kann, daß sein Schwerpunkt eine konstante Geschwindigkeit v^* hat und der Körper mit konstanter Winkelgeschwindigkeit δ^* um eine seiner Schwerachsen rotiert. Die Lehre vom Gleichgewicht der Kräftesysteme heißt *Statik*.

Sie schließt den Fall der gleichförmigen Bewegung ($v^* = \text{konst}$, $\delta^* = \text{konst}$) eines Körpers mit ein. Im gewöhnlichen Sprachgebrauch versteht man unter Statik den Sonderfall der Ruhe ($v^* = 0$, $\delta^* = 0$), daß also ein Körper oder ein mechanisches System (d. i. eine Gruppe von Körpern, die durch gewisse Bedingungen verknüpft sind) unter der Wirkung eines Gleichgewichtssystems dauernd in Ruhe bleibt, wenn es zu einer bestimmten Zeit in Ruhe war. (Vgl. auch die Artikel Astalisches Gleichgewicht, Gleichgewichtsbedingungen für ein Kräftesystem, Prinzip der virtuellen Verschiebungen, Stabilität einer Gleichgewichtslage.)

F. Schleicher.

Gleichgewichtsbedingung für ein Kontinuum s. Spannungsgleichungen der Bewegung und des Gleichgewichts.

Gleichgewichtsbedingungen für ein Kräftesystem.

Ein Körper ist unter der Einwirkung eines beliebigen Systems von Oberflächenkräften und Massenkräften \mathfrak{K}_i mit den Angriffspunkten \mathfrak{f}_i im Gleichgewicht (s. d.), wenn a) die „Ersatzkraft“ des Kräftesystems verschwindet

$$(1) \dots \dots \mathfrak{K} = \sum \mathfrak{K}_i = 0,$$

d. h. also, wenn die Summe aller äußeren Kräfte Null ist und wenn b) das Gesamtmoment des Kräftesystems in bezug auf einen beliebigen Punkt O Null ist

$$(2) \dots \dots \mathfrak{M}_O = \sum [\mathfrak{f}_i \mathfrak{K}_i] = 0.$$

Die beiden Gleichgewichtsbedingungen (1) und (2) sind der Bedingung gleichwertig, daß das Moment der äußeren Kräfte bezüglich dreier Punkte verschwindet, welche nicht in einer Geraden liegen. Gleichwertig (1) und (2) ist auch die Bedingung des Verschwindens der Momente um sechs Geraden, welche nicht einem sog. Nullsystem angehören.

Beispiele von einfachsten „Gleichgewichtssystemen“: Zwei Kräfte sind im Gleichgewicht, wenn sie in der gleichen Angriffsgeraden wirken und entgegengesetzt gleich sind; drei Kräfte, wenn sich die Angriffsgeraden in einem Punkte schneiden und die Kräfte ein geschlossenes „Kräftedreieck“ bilden ($\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 + \mathfrak{K}_3 = 0$), was nur dann möglich ist, wenn die drei Kräfte in einer Ebene liegen. Zwei Kräftepaare sind im Gleichgewicht, wenn sie entgegengesetzt gleich sind ($\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = 0$) usw.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912. Vgl. auch den Art. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Gleichgewichtsfiguren. Wenn eine rotierende Masse nur unter dem Einfluß ihrer eigenen Schwere steht, so nimmt sie je nach der Geschwindigkeit ihrer Rotation eine Reihe von bestimmten Formen an, die man Gleichgewichtsfiguren nennt. In der Astronomie und Kosmogonie spielen sie eine bedeutende Rolle. Nur unter bestimmten Voraussetzungen läßt sich das Problem mathematisch vollständig lösen. In anderen Fällen kann man die Verhältnisse nur durch Extrapolation einigermaßen abschätzen. Die Gestalten, welche homogene inkompressible als ganzes rotierende Flüssigkeiten annehmen können, sind vollständig bekannt.

Bei geringem Rotationsmoment nimmt die ohne Rotation kugelförmige Masse die Form eines abgeplatteten Rotationsellipsoids an. Dieses sog. Maclaurinsche Ellipsoid wird instabil, wenn das Verhältnis der Rotationsachse zum Äquatorialdurchmesser 1:1,72 beträgt. Hier schließt sich aber das sog. Jacobische Ellipsoid an, das dreiachsig

ist, und dessen kürzeste Achse die Rotationsachse ist, wogegen der Äquator selbst elliptische Gestalt hat. Auch hier wird das Gleichgewicht instabil, wenn das Achsenverhältnis 1:1,25:2,89 beträgt und es schließt sich die Birnfigur an, indem sich eine Äquatorwulst des Jacobischen Ellipsoids noch weiter vorwölbt, der andere sich zurückbildet. Schließlich tritt eine Abschnürung und Zweiteilung ein. Dieser Vorgang ist nicht stabil. Die Stabilität beginnt von neuem, wie Darwin zeigte, wenn der gegenseitige Abstand der Doppelsternkomponenten das 2,5fache des ursprünglichen Kugelradius beträgt. Die Doppelsternfiguren dieser Art sind als eine Fortsetzung der Serie: Kugel, Maclaurin-Ellipsoid, Jacobi-Ellipsoid, Birnfigur anzusehen.

Zu jeder Figur von bestimmter geometrischer Form gehört ein bestimmter Wert der Größe $P\sqrt{\rho}$, wo P die Umdrehungszeit, ρ die Dichte bedeutet. Für die Grenze zwischen Maclaurinschem und Jacobischem Ellipsoid, ist die Umdrehungszeit bei $\rho = 1$ (Wasserdichte) 5,80 Stunden, für das Jacobische Ellipsoid an der Stabilitätsgrenze 6,65 Stunden und für die engste stabile Doppelsternfigur etwa 15 Stunden. Das Rotationsmoment nimmt ebenfalls zu, außer für den instabilen Bereich zwischen dem Jacobischen Ellipsoid und der Darwin-Figur, wo es abnimmt und womit die Instabilität zusammenhängt. In der Natur, bei der Entwicklung der Sterne haben wir uns zu denken, daß bei konstantem Rotationsmoment die Dichte zunimmt und dadurch die Größe $P\sqrt{\rho}$ verschiedene Werte zu durchlaufen gezwungen wird.

Bei der Bildung und Entwicklung der Doppelsterne haben wir es wahrscheinlich mit einem Vorgang zu tun, der dem oben geschilderten ähnlich ist, wenn auch die Dichte der Sterne nicht homogen ist.

Die Stabilität unendlich kleiner Satelliten von der gleichen Dichte wie der Hauptstern wird nach Roche gewährleistet, wenn ihr Abstand vom Hauptstern mindestens das 2,5fache von dessen Radius beträgt. Alle Planetensatelliten kreisen außerhalb dieser Grenze und nur die Saturnringe liegen innerhalb, da hier die Materie sich nicht zu einem Körper zusammenballen konnte.

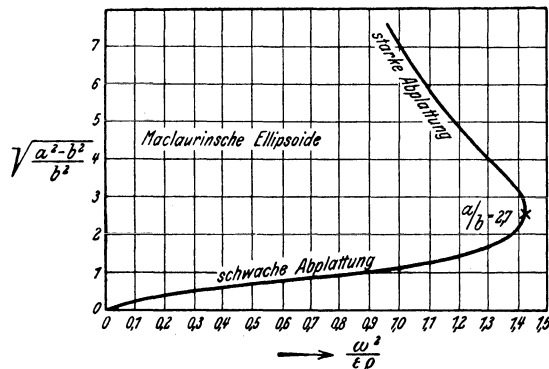
Ein weiterer Fall, der sich einer strengen Lösung als zugänglich erwies, ist die Form der Äquipotentialflächen einer masselosen Atmosphäre um einen punktförmigen Kern, der die gesamte Masse enthält. Die Atmosphäre erfüllt dann zunächst einen ellipsoidähnlichen Raum, der bei zunehmender Rotation am Äquator eine scharfe Kante bildet, an der Materie ausgestoßen wird. Wir haben daran erinnernde Fälle anscheinend in den Spiralnebeln vor uns. Doch scheint hier eine Kombination mit dem Jacobischen Ellipsoid vorzuliegen, denn die Ausschleuderung der Masse erfolgt nicht, wie theoretisch zu erwarten, über den ganzen Äquator, sondern nur in zwei einander gegenüberliegenden Spiralarmen (vgl. auch Kosmogonie).

Bottlinger.

Näheres s. jedes Lehrbuch der Dynamik, ferner Jeans: Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics.

Ist ein flüssiger Körper dem Einfluß äußerer Beschleunigungskräfte entzogen, so ist er im Falle gleichmäßiger Rotation nur seiner eigenen Anziehung und entgegengesetzt gerichteten Zentrifugalbeschleunigungen unterworfen. (Oberflächen- spannungen sind erst von späteren Autoren s. u. in Betracht gezogen worden). Mögliche Körper-

formen sind solche, bei denen die beiden Kräfte miteinander im Gleichgewicht stehen, z. B. sind dies zwei verschiedene Typen ellipsoider Gleichgewichtsfiguren, nämlich gewisse abgeplattete Rotationsellipsoide (Mac Laurin), sowie bestimmte dreiaxige Ellipsoide (Jacobi). Für die Reihe der Mac Laurinschen Ellipsoide ist die dimensionslose Ziffer, die für die Frage der Stabilität des rotierenden Systems maßgeblich ist, die Zahl $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho}$ (ω Drehgeschwindigkeit, ε Gravitationskonstante, ρ Dichte). So ergeben sich für Rotationsellipsoide bei Werten $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho}$ zwischen 0 und etwa 1,4 stabile Ellipsoide, und zwar zwei für jeden Wert, ein mehr und ein weniger abgeplattetes; z. B. sind für kleine $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho}$ gleichzeitig ein kugelhähnliches und ein annähernd scheibenförmiges Ellipsoid stabil. Für große $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho}$ nähern sich die Gestalten der beiden Gleichgewichtsfiguren einander an und fallen für $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho} \sim 1,4$ zusammen in ein Rotationsellipsoid mit dem Achsenverhältnis $\frac{a}{b} \sim 2,7$. Für größere Werte von $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho}$, also z. B. für zu große ω -Werte, ist keine Stabilität mehr vorhanden. Da die Rotationsellipsoide ein gewisses astronomisches und geophysikalisches Interesse besitzen, sei bemerkt, daß für die Erde $\frac{\omega^2}{\varepsilon \rho} \sim 10^{-3}$ ist, und daß die tatsächliche Erdgestalt sich der Größenordnung nach gut mit dem berechneten Achsenverhältnis deckt; wäre das nicht der Fall, so könnte beispielsweise auch die Spiegelfläche der Meere nicht ihre tatsächliche Gestalt besitzen. Eine ähnliche Übereinstimmung scheint auch für andere Himmelskörper vorhanden zu sein, jedoch sind in der Astronomie keine Achsenverhältnisse in der Nähe des Grenzwertes $\frac{a}{b} \sim 2,7$ vorhanden. Die Reihe der Jacobischen Ellipsoide beginnt mit einem Mac Laurinschen Rotationsellipsoid (Verzweigungsstelle) und endet



Stabilitätsgrenze Mac Laurinscher Ellipsoide.

mit einem elliptischen Zylinder; auch von ihnen ist nur ein Teil stabil. Für die Frage der Stabilität ist die Berücksichtigung der Zähigkeit der rotierenden Masse von besonderem Einfluß.

Weitere grundlegende Untersuchungen mit dreiaxigen Ellipsoiden und anderen Körperformen (birn- und hantelförmigen, auch unregelmäßigeren), ferner mit zwei sich umkreisenden Flüssigkeitsmassen (Doppelsterne) sind von Dedekind, Dirichlet, Riemann, Poincaré, Lichtenstein und anderen angestellt (gewöhnliche Stabilität bei idealer Flüssigkeit, säkulare Stabilität bei Flüssigkeit mit innerer Reibung). Diese Untersuchungen besitzen mehr mathematisches Interesse. Lit. s. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik; Lichtenstein, Math. Z. 1918, 1920.

Dieselben Betrachtungen lassen sich auf den Fall anwenden, daß ein Flüssigkeitstropfen, z. B. Öl, in einer anderen Flüssigkeit von gleichem spezifischem Gewicht frei schwebt, ohne sich zu mischen, und dabei rotiert (Plateauscher Versuch). Allerdings sind hier die Oberflächkräfte von maßgebendem Einfluß. *Eisner-O. Schrenk.*

Gleichgewichtskonstante s. Gasgleichgewichte.

Gleichgewichtslage der Waage s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Gleichgewichtssystem s. Gleichgewicht einer Kräftegruppe.

Gleichgewichtstheorie der Gezeiten. Diese geht von der Annahme aus, daß die Wassermassen in jedem Augenblick jenen Gleichgewichtszustand annehmen, der von dem System der fluterzeugenden Kräfte eben gefordert wird, d. h. daß die Oberfläche des Wassers immer mit der jeweiligen Äquipotentialfläche zusammenfällt. Diese Theorie würde bald als unzulänglich erkannt: nicht nur, weil die darnach berechneten Fluthöhen viel zu klein ausfallen, sondern es sind auch die dem Wasser beigelegten Eigenschaften physikalisch unhaltbar. Das Wasser müßte eine unendliche Beweglichkeit besitzen, um in jedem Augenblick sofort die richtige Lage zu erreichen. Es dürfte aber dabei keine Trägheit besitzen, da es sonst in der Gleichgewichtslage nicht zur Ruhe kommen könnte. Die Anwendbarkeit bleibt jedenfalls auf die langperiodischen Wellen beschränkt, bei welchen die Bewegung sehr langsam vor sich geht (s. auch Gezeiten). *A. Prey.* Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. Bd. II, S. 209 ff.

Gleichraummaschine s. Verbrennungskraftmaschine.

Gleichrichter ist eine Vorrichtung, durch welche einem Luftstrom die Unregelmäßigkeit genommen wird; der Gleichrichter besteht in der Regel nur aus einer Schar von Blechen in der Luftstromrichtung, welche sich senkrecht kreuzen. Die großen Wirbel werden dadurch zerstört, die Wirbelung über den ganzen Querschnitt gleichmäßiger verteilt. *L. Hopf.*

Gleichrichter. Apparate, die Wechselstrom dadurch in Gleichstrom verwandeln, daß sie die richtungwechselnden Impulse des Wechselstromes entweder in eine gemeinsame Richtung umklappen oder durch Unterdrückung der einen der beiden Stromrichtungen in gleichgerichtete Impulse verwandeln, ohne die Spannung und Intensität des Stromes, abgesehen von Verlusten, zu ändern. Infolge dieser Wirkungsweise liefern die Gleichrichter zunächst pulsierenden oder intermittierenden Gleichstrom, d. h. einen Gleichstrom, dem ein Wechselstrom überlagert ist. Dadurch und infolge der mit dem Gleichrichter verbundenen

dauernden Stromunterbrechungen entstehen komplizierte Erscheinungen, wie sie sich in der übrigen Elektrotechnik kaum wiederfinden. Die Gleichrichter werden eingeteilt in

1. mechanische Gleichrichter,
2. Gleichrichter mit elektrischer Ventilwirkung,
 - a) Elektrolytgleichrichter,
 - b) Glimmlichtgleichrichter,
 - c) Lichtbogengleichrichter,
 - d) Glühkathodengleichrichter,
 - e) Detektoren.

Die größte Anwendung finden die Lichtbogengleichrichter als Quecksilberdampfgleichrichter in der Starkstromtechnik, die Glühkathodengleichrichter in der Hochspannungstechnik, die elektrolytischen Gleichrichter und die Detektoren in der Hochfrequenztechnik (s. die einzelnen Artikel).

Wird ein aus einem einzigen Ventil bestehender Gleichrichter mit einem Widerstand in Reihe geschaltet, so wird nur die eine Stromrichtung unterdrückt, ohne daß sich an der Dauer der beiden Stromphasen etwas ändert. Wird der Widerstand durch eine Induktivität ersetzt, so wird die Phase der Durchlässigkeit auf Kosten der anderen vergrößert, im Grenzfall widerstandsloser Induktivität bis zum Verschwinden der Periode der Undurchlässigkeit, während sie durch eine in Serie geschaltete Kombination aus Kapazität und Parallelwiderstand zu gunsten der Phase der Undurchlässigkeit verkürzt wird.

Bei der Messung der Ströme und Spannungen vor und hinter den Gleichrichtern ist besondere Vorsicht geboten, wenn Fehler vermieden werden sollen, weil Gleichströme, denen ein Wechselstrom überlagert ist, auf Drehspulinstrumente anders wirken als auf dynamometrische Instrumente. Es ist also von Fall zu Fall zu entscheiden, welche Instrumente zur richtigen Messung der gesuchten Größe verwandt werden müssen.

Güntherschulze.

Gleichspannung ist eine zwischen zwei Klemmen längs eines festen Weges gemessene elektrische Spannung von zeitlich konstantem Werte.

Zur physikalischen Realisierung einer Gleichspannung werden, wenn es auf genaue Konstanz der Spannung ankommt, in der Regel aus Leitern erster und zweiter Klasse bestehende Elemente benutzt. Wird eine auch quantitativ festgelegte Gleichspannung verlangt, so greift man namentlich bei Messungen zu den sog. Normalelementen (s. d.). In anderen Fällen bedient man sich vorzugsweise der Akkumulatoren. Beispielsweise sind häufig die Anoden-Gleichspannungsquellen üblicher Rundfunkverstärker aus Trockenelementen der Taschenlampentype, die Gleichspannungsquellen für den Betrieb der Kathodenheizung aus Akkumulatoren zusammengesetzt. Die maschinelle Erzeugung einer Gleichspannung gelingt exakt nur mittels der Unipolarmaschine (s. d.).

In erweiterterem Sinne wird als Gleichspannungsanteil u_g einer pulsierenden Spannung ihr Mittelwert bezeichnet

$$u_g = \frac{1}{T} \int u(t) dt.$$

Auf dieser Definition gründet sich der Begriff der technischen Gleichspannung als einer zeitlich

periodisch verlaufenden Spannung, deren Augenblickswerte $u(t)$ nur um einen gewissen, je nach dem Verwendungszwecke festgelegten Betrag von dem durch (1) definierten Mittelwert abweichen.

Die wichtigsten Erzeuger technischer Gleichspannungen sind: Gleichstromdynamomaschinen (mit Kollektor), Influenzmaschinen (s. d.), sowie die zahlreichen Konstruktionen technischer Gleichrichter (s. d.), welche die Gleichspannung aus einer Wechselspannung umformen. *F. Ollendorff.*

Gleichstromdampfmaschine. Das Kennzeichen der Gleichstromdampfmaschine ist die Dampfzuführung im Zylinder. Während bei der gewöhnlichen (Wechselstrom-) Dampfmaschine die Dampfzuführung und Ableitung an den Zylinderenden erfolgt (Fig. 1), tritt bei der Gleichstromdampfmaschine der Dampf am Zylinderende ein und strömt gegen die Zylindermitte ab (Fig. 2), wobei der lange Kolben selbst den Dampfaustritt und den Kompressionsbeginn steuert (s. Dampfdruckdiagramm). Der Kompressionsweg ist sehr lang. Die Maschine eignet sich für Kondensations-

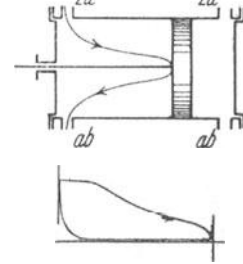


Fig. 1. Wechselstrom-Dampfmaschine.

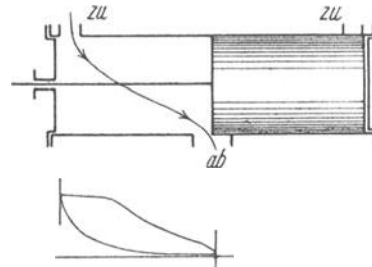


Fig. 2. Gleichstrom-Dampfmaschine.

betrieb und hat hier Vorteile wegen ihrer Einfachheit und guten thermischen Eigenschaften.

L. Schneider.

Gleichstromgeneratoren. Sie zählen seit der Entdeckung des dynamoelektrischen Prinzips zu den wichtigsten Maschinengattungen der Elektrotechnik und werden heute in allen Größen von einem Bruchteil eines KW bis zu etwa 5000 KW gebaut. Die Herstellung noch größerer Maschineneinheiten stößt zur Zeit auf technische Schwierigkeiten; auch liegt dafür relativ selten ein wirtschaftliches Bedürfnis vor, da sich die elektrische Energieversorgung ausgedehnter Gebiete mit Gleichstrom trotz ihrer unleugbaren Vorteile (Fortfall der Leerlaufströme im Netz!) gegenüber der mit Mehrphasenstrom bisher nicht durchsetzen können. Als höchste in der Technik allgemein verwendete Spannungen können rund 1500—3000 Volt gelten (Bahnen!). Für Versuchszwecke werden z. Z. in Maschinen kleinerer Leistung bis zu 5000 Volt mit gutem Erfolg erzeugt; ferner läßt der schweizer Ingenieur Shury seine Kraftübertragungen mit konstanter Stromstärke über sehr weite Entfernungen seit langer Zeit sogar mit 7,5—10 kV je Kollektor erfolgreich arbeiten, wobei die Linien-

spannung bis 125 kV beträgt. Die gebräuchlichsten Spannungen sind gegenwärtig 220, 440 und 500 Volt. Die aus einer Maschine zu entnehmende maximale Stromstärke beträgt zur Zeit etwa 10000 Ampere. Die Umdrehungszahlen pro Minute schwanken je nach Art der Antriebsmaschine und der Leistung zwischen ca. 120 (große Kolbendampfmaschine oder Dieselmotor) und 3000 (kleine Dampfturbine). (Ausführliches s. kommutierende Gleichstromgeneratoren und Unipolarmaschinen).

E. Rother.

Näheres s. Arnold-la Cour, Die Gleichstrommaschine.

Gleichstromlokomotive s. Lokomotive, elektrische.

Gleichstrommaschine s. Gleichstromgeneratoren.

Gleichstrommotor s. Elektromotoren.

Gleichstromzähler s. Elektrizitätszähler.

Gleichung eines Maßstabes s. Längenmessungen.

Gleichverteilungssatz s. Äquipartitionsprinzip.

Gleichwertige Kräftesysteme s. Kräfteerduktion.

Gleichzeitigkeit. Man unterscheidet Gleichzeitigkeit an demselben Ort und Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten; die erstere heißt Koinzidenz und wird richtiger gar nicht als Gleichzeitigkeit bezeichnet, so daß dieser Ausdruck nur den Zeitvergleich an verschiedenen Orten betrifft. Die Gleichzeitigkeit bedarf einer Zuordnungsdefinition (s. Definition), d. h. es muß ein realer Vorgang genannt werden, der im Sinne einer Festsetzung die Gleichheit von Zeitpunkten an entfernten Orten definieren soll. (Dies ist die erkenntnistheoretische Entdeckung Einsteins, auf welcher die spezielle Relativitätstheorie beruht.) Man stellt dabei die einschränkende Bedingung auf, daß nur solche Ereignisse E_1 und E_2 gleichzeitig heißen sollen, die in keiner möglichen Kausalverbindung stehen; d. h. es soll weder ein Signal von E_1 nach E_2 noch ein Signal von E_2 nach E_1 möglich sein. Würde die Herstellung beliebiger großer Signalgeschwindigkeiten möglich sein, so würde diese Forderung die Gleichzeitigkeit eindeutig vorschreiben (absolute Zeit); da aber nach der Relativitätstheorie die Lichtgeschwindigkeit die obere Grenze aller Wirkungsübertragung darstellt, läßt die genannte Forderung eine gewisse Willkür für die Festsetzung der Gleichzeitigkeit offen. Ist E'_2 ein Ereignis, welches am Ort von E_2 ein wenig später (oder früher) als E_2 stattfindet, so kann deshalb auch E'_2 als gleichzeitig mit E_1 definiert werden; E_2 ist dann früher (bzw. später) als E_1 (Relativität der Gleichzeitigkeit). Einstein gibt in der speziellen Relativitätstheorie eine Definition der Gleichzeitigkeit mit Hilfe von Lichtsignalen (s. Relativitätsprinzip), welche die Definition der Gleichzeitigkeit vom Bewegungszustand abhängig macht; dies ist jedoch nur eine spezielle Form der Gleichzeitigkeitsdefinition, mit der sich kein Wahrheitsanspruch verbindet.

Reichenbach.

Näheres s. Reichenbach, Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre, § 7 und § 25, Braunschweig 1924.

Gleitflächen in der Atmosphäre sind Unstetigkeitsflächen; die Unstetigkeit bezieht sich meist auf sämtliche meteorologischen Elemente mit Ausnahme des Luftdrucks. Bei diesem findet sich die Unstetigkeit nur im vertikalen Gradienten. Die Gleitflächen sind gegen die Horizontale geneigt. Die Neigung ist gering; für stationäre Verhältnisse läßt sie sich aus den Temperatur- und Windwerten der oberen und der unteren Luftmasse berechnen

(s. Luftströmungen); vertikale Komponenten der Bewegung treten hier nicht auf. Sind die Verhältnisse nicht stationär, so ergeben sich Beschleunigungen, die vertikale Bewegungskomponenten entlang den Gleitflächen hervorrufen. Die Theorie ergibt, daß Gleitflächen, die steiler sind, als die Berechnung der Neigung für stationäre Verhältnisse bei den gegebenen Temperaturen und Bewegungsgrößen ergeben würde, Aufgleitflächen sind, während Abgleitflächen flacher liegen, als die Berechnung für stationären Zustand ergibt.

1. Abgleitflächen. Da über diesen die Luftmassen abwärts gleiten, also aus größeren Höhen kommen, wo die Luft weniger Wasserdampf enthält, ist die Inversion in diesem Falle von Feuchtigkeitsabnahme nach oben begleitet. Die Neigung der Abgleitflächen beträgt zwischen 1:300 und 1:1500. Man teilt sie ein in aktive und passive Abgleitflächen, letztere auch Nachsinkflächen genannt. Aktive Abgleitflächen liegen an der Vorderseite von sich bewegenden Kaltluftmassen, wenn die darüberliegende Luft vermöge ihrer größeren Geschwindigkeit in Richtung der Bewegung der kalten Luft an deren vorderem Abhang abgleitet; passive Abgleitflächen liegen an der Rückseite der Kaltluftmassen; das Abgleiten der warmen Luft ist hier durch ihre geringere Geschwindigkeit und durch das Seichterwerden der kalten bedingt, daher Nachsinken.

2. Aufgleitflächen. Hier gleiten die oberen Luftmassen aufwärts und bringen den größeren Feuchtigkeitsgehalt aus den tieferen Schichten mit. Ihr Wasserdampf nähert sich daher dem Kondensationspunkte oder erreicht ihn. Es finden sich also oberhalb der Inversionen Wolken, aus denen es oft regnet. Man teilt die Aufgleitflächen ein in aktive und passive. Die aktiven liegen an der Rückseite von Kaltluftmassen und die Warmluftmassen gleiten vermöge ihrer größeren Geschwindigkeit in Richtung der Bewegung der Kaltluft aktiv auf. Die Neigung der aktiven Aufgleitflächen beträgt etwa 1:100. Die passiven Aufgleitflächen liegen an der Vorderseite der kalten Luft; letztere hebt die warme, wenn diese eine geringere Geschwindigkeit hat. Diese Flächen werden auch als Einbruchsflächen der kalten Luft bezeichnet. Ihre Neigung beträgt, soweit bisher festgestellt, von 1:25—1:80.

Ein allen Gleitflächen gemeinsames Charakteristikum ist die Temperaturinversion (s. Inversion). Als Unterscheidungsmerkmal zwischen Auf- und Abgleitflächen dient die Verteilung des Wasserdampfes: höhere Feuchte in der oberen Luft ist ein Anzeichen für Aufgleiten, geringere für Abgleiten. Zur Unterscheidung zwischen aktiven und passiven Flächen kann der Windsprung herangezogen werden; es kennzeichnet

Rechtsdrehung und Zunahme: aktives Aufgleiten, Linksdrehung und Abnahme: passives Aufgleiten, Linksdrehung und Zunahme: aktives Abgleiten, Rechtsdrehung und Abnahme: passives Abgleiten.

Nach der Theorie verlaufen alle Abgleitflächen parallel den Flächen gleicher potentieller Temperatur (s. d.); in der Natur kommen Abweichungen vor, die dadurch bedingt sind, daß vollkommen adiabatische Vorgänge in der Atmosphäre nicht stattfinden. Die Aufgleitflächen verlaufen parallel den Flächen gleicher pseudopotentieller Temperatur, die in ähnlicher Weise für adiabatische Prozesse mit

Kondensation definiert ist, wie die potentielle Temperatur für trockenadiabatische Prozesse.

Der Austausch (s. d.) nimmt mit zunehmendem vertikalen Temperaturgradienten zu (s. Atmosphäre, Gleichgewicht). Er ist in den Inversionen praktisch = 0 und in den Schichten dazwischen oft recht groß. Dadurch wird eine Verteilung des Wasserdampfes angestrebt so, daß die spezifische Feuchte (s. Luftfeuchtigkeit) zwischen den Gleitflächen konstant wird. Das bedingt eine Zunahme der relativen Feuchte bei 1000 m Höhenzunahme auf etwa das Doppelte. Durch den Austausch innerhalb einer Luftschicht wird also dauernd Wasserdampf aufwärts befördert bis zur nächsten Gleitfläche, so daß es hier leicht zur Kondensation kommen kann. Wolken finden sich deswegen nicht nur oberhalb einer Aufgleitfläche, sondern auch unterhalb einer Abgleitfläche.

Die Gleitflächen haben demnach große Bedeutung für die Wolkenbildung, aber nicht — wie früher angenommen — für die Dynamik der Zyklonen und Antizyklonen. *Stüve.*

Gleitflächengesetz. Das Grundgesetz der Kymatologie (s. d.), dem viele dynamische Gleichgewichtsformen (s. d.) der Erdoberfläche ihre Entstehung verdanken. Es lautet: Wenn Massen sich in gleitender Bewegung gegeneinander befinden, so besteht das Bestreben, ihren Grenzflächen eine Wogenform aufzuzwingen. *O. Baschin.*

Gleitflug heißt der Flug eines Flugzeugs ohne antreibende Motorkraft; dabei setzen sich die Luftkräfte nur mit der Schwerkraft ins Gleichgewicht. Die experimentelle Erforschung des Gleitflugs durch Lilienthal gab die Grundlage der heutigen Flugtechnik. Bezeichnet man den Winkel der abwärts gerichteten Flugbahn mit der Horizontalen mit φ , so wirkt in der Bahnrichtung die Gewichtskomponente $G \sin \varphi$, ihr entgegen der aerodynamische Widerstand; senkrecht zur Bahn wirkt die Gewichtskomponente $G \cos \varphi$ dem Auftrieb entgegen. Im stationären Gleitflug gilt daher:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\text{Widerstand}}{\text{Auftrieb}}.$$

Der „Gleitwinkel“ φ ist ein schönes Maß für die aerodynamische Vollkommenheit eines Flugzeugs. Das Verhältnis $\frac{\text{Widerstand}}{\text{Auftrieb}}$ nennt man auch die „Gleitzahl“; es nimmt für ein Flugzeug unter den heutigen Verhältnissen Werte bis zu etwa $\frac{1}{10}$ hinunter an. Bei Segelflugzeugen ist etwa $\frac{1}{18}$ erreicht worden. Gleitwinkel und Gleitzahl hängen natürlich vom Anstellwinkel ab, jedoch im Bereich der günstigen Flugwinkel nicht sehr empfindlich; das Minimum ist ein flaches. Bei Anstellwinkeln unter Null nehmen Gleitwinkel und Gleitzahl rasch zu, um beim Anstellwinkel verschwindenden Auftriebs (etwa -4°) zu 90° bzw. ∞ zu werden. Gleitflüge in diesem Anstellwinkelbereich nennt man „Sturzflüge“; sie haben nur bei kleinen (bes. Kampf-)Flugzeugen Bedeutung. *L. Hopf.*

Gleitfunken. Eine besondere Art von Funken, die entsteht, wenn eine Funkenstrecke gemäß Fig. 1 angeordnet wird. a ist eine isolierende Platte, A und B sind zwei Elektroden. Wird an diese eine hohe Spannung gelegt, die noch nicht ausreicht, einen Funken von A nach B durch die freie Luft zu erzeugen, so breitet sich die Elektrizität von A über die Plattenoberfläche in einer außerordentlich

fein verzweigten, einem Baum ähnlichen Strömung bis zu einem ganz bestimmten Abstand von A aus, dessen Größe mit der angelegten Spannung zunimmt. In dem Augenblick, in dem die Spannung so groß gemacht wird, daß diese Strömung die zweite Elektrode B erreicht, springt ein lautknallender Funke, ein Gleitfunke, über. Funken, die an einer festen Oberfläche entlang zu gleiten vermögen, können also weit größere Strecken überbrücken als Funken in freier Luft. Die Erscheinung wurde vorwiegend von Toepler untersucht. Die charakteristischen Funken-

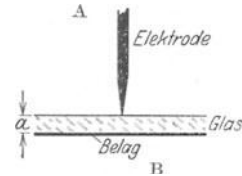


Fig. 1. Anordnung für Gleitfunken.

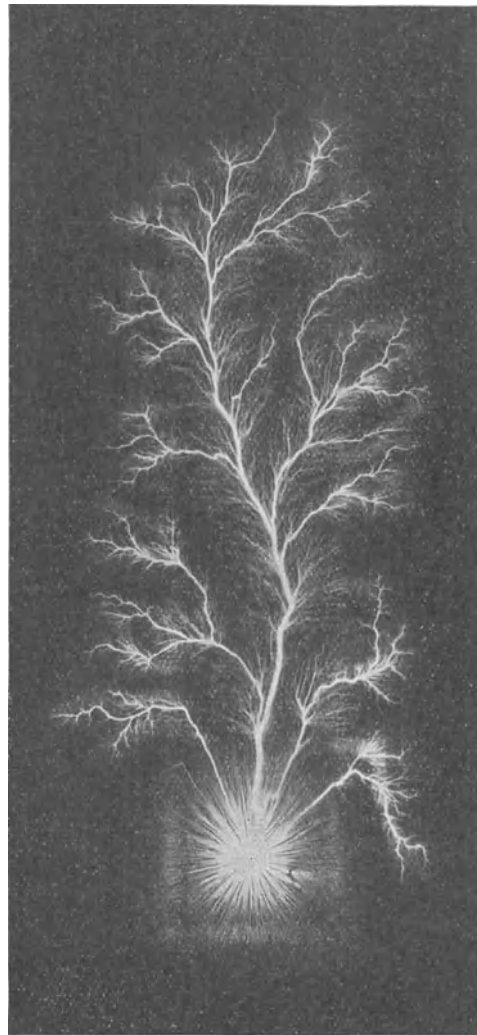


Fig. 2. Positiver Gleitfunke.

figuren auf der Plattenoberfläche sind verschieden, je nachdem ob A der positive oder negative Pol der Entladung ist (s. Fig. 2 u. 3). Die Leuchterscheinung gleitet mit außerordentlicher Ge-

schwindigkeit über die Platte hin, so daß die Erscheinung zur Messung sehr kurzer Zeiten von

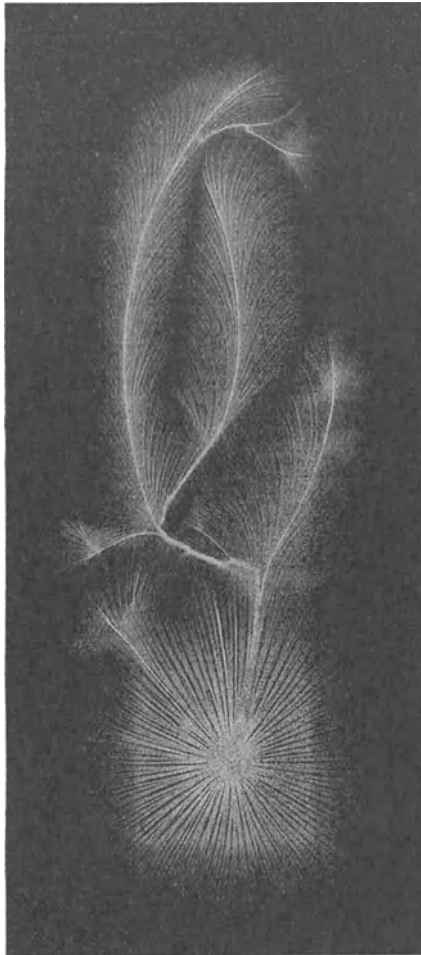


Fig. 3. Negativer Gleitfunke.

weniger als Milliontelsekunden benutzt worden ist.

Güntherschulze.

Näheres s. A. Güntherschulze, Über die dielektrische Festigkeit. Kösel & Pustet, München 1924.

Gleitmodul, elastischer s. Elastizität fester Körper, Elastizitätskonstanten.

Gleitmodul von Flüssigkeiten s. Äußere Reibung.

Gleitreibung s. Reibung zwischen festen Körpern.

Gleitung s. Verzerrungszustand.

Gleitungskoeffizient s. Äußere Reibung.

Gleitwinkel s. Deformationszustand.

Gleitwinkel s. Gleitflug.

Gleitzahl s. Gleitflug.

Gletscher. Gletschereis. Der auf Gebirgshöhen oberhalb der Schneegrenze (s. d.) lagernde lockere Schnee sintert durch gelegentliches Auftauen und Wiedergefrieren zusammen und bildet eine luftärmere Eisart, den Firn, in dem kleine klare Eiskristalle durch trübes Eis zu einer kompakteren Masse vereinigt sind. Dieser Vorgang, der durch den Druck der überliegenden Schneemassen be-

günstigt wird, bewirkt allmählich eine fortschreitende Vereisung des Firns, bis die Eismasse nur noch aus kristallinen, aber unregelmäßig geformten klaren Körnern, den Gletscherkörnern, besteht. Während die Dichte des frischgefallenen lockeren Schnees durchschnittlich etwa 0,1 beträgt, erreicht diejenige des Firns 0,6, die des Gletschereises 0,9. Die Gletscherkörner, die anfangs nur wenige Millimeter Durchmesser haben, vergrößern sich auf Kosten ihrer Nachbarn und erreichen schließlich mitunter einen Durchmesser von 10 cm und darüber. Die Oberflächen der Gletscherkörner zeigen bei Schmelztemperatur gradlinige feine Rippeln, die Forelschen Streifen, die senkrecht zur optischen Hauptachse verlaufen. Werden die Körner von Wärmestrahlen getroffen, so entstehen in ihrem Innern die sechsstrahligen Tyndallschen Schmelzfiguren, deren Ebene ebenfalls senkrecht zur optischen Hauptachse des Kristalls steht.

Erscheinungsform. Jedes Teilchen der Gletschermasse rückt im Laufe des Jahres, dem Zuge der Schwere folgend, um ein meßbares Stück abwärts, so daß sich schließlich aus der hoch im Gebirge gelegenen Firnmulde, dem Nährgebiet des Gletschers, eine langgestreckte Eiszunge in das Tal hinein erstreckt und dasselbe mitunter auf weite Strecken hin erfüllt. Die Grenze zwischen dem Nährgebiet, der Firnregion und der schneefreien (aperen) Gletscherzunge, die sog. Firnlinie, bildet einen Teil der wirklichen Schneegrenze (s. d.). Oberhalb von ihr herrscht Anhäufung, unterhalb Abschmelzung vor. Die äußere Erscheinung der Gletscher weist große Verschiedenheiten auf, die in erster Linie von dem Klima, dann aber auch von der orographischen Gestaltung des Gebirges abhängen. Die eben beschriebene Form ist den Gebirgen der gemäßigten Zonen eigentümlich und die weitaus häufigste. Bei hohen isolierten Vulkankegeln, besonders in den Tropen, nehmen die Gletscher nicht aus einzelnen Firnmulden ihren Ursprung, sondern aus der den Gipfel einhüllenden Firnkappe. Sie zeigen dann auch nicht den Typus der eigentlichen Talgletscher, sondern mehr denjenigen der sich an steilen Bergwänden hinabsenkenden Hängegletscher. Sind größere gebirgige Landesteile bis über die Berggipfel hinaus völlig unter Schnee begraben, so treten die Eiszungen der Gletscher am Rande solchen Inlandeises (s. d.) aus der gemeinsamen Firnregion nach allen Seiten hinaus und erreichen gewaltige Dimensionen. Die Firnschichtung, deren parallele Lagen den Schneefällen je eines Winters entsprechen, wird auch vom Gletschereis beibehalten, so daß man aus der Stellung der Schichten Schlüsse auf die Bewegungsvorgänge der Eismasse ziehen kann. Auf diese Bewegung deuten auch die Spaltensysteme hin, von denen insbesondere die Randspalten in ziemlich regelmäßiger Anordnung vom Rande der Gletscherzunge gegen dessen Mitte talaufwärts verlaufen. Ihre Bildung ist die notwendige Folge der Bewegung des Eises, die durch Reibung an den Talwandungen verzögert wird. Querspalten entstehen als Folge einer Zunahme des Gefälles an bestimmten Stellen des Gletscherbettes, Längsspalten bei der Erweiterung einer Talenge, wodurch eine seitliche Ausbreitung des Gletschers ermöglicht wird. Die Spalten verlaufen senkrecht zu den Zugkräften. Sie entstehen, weil das Gletschereis sich zwar auf Druck plastisch, auf Zug aber spröde verhält.

Bewegung. Die Geschwindigkeit der Bewegung, die im Sommer größer ist als im Winter, nimmt im Querschnitt vom Rande nach der Mitte hin stetig zu; im Längsprofil dagegen zeigt sich zwar zuerst in der Firmulde ebenfalls eine talauswärts zunehmende Geschwindigkeit, die jedoch von der Vereinigungsstelle aller Zuflüsse an gegen das Ende des Gletschers hin wieder abnimmt. Sie wächst im allgemeinen mit der Größe der Gletscher und beträgt bei kleinen Gletschern im Mittel wenige Meter im Jahre, beim Rhonegletscher 98 m, beim Aletschgletscher 180 m; bei den Ausläufern des grönländischen Inlandeises hat man Geschwindigkeiten bis zu mehr als 30 m an einem Tage gemessen. Doch zeigt die Geschwindigkeit eine ausgeprägte jährliche Periode. Am Unteraargletscher fand man die Bewegung im Sommer dreimal so schnell als im Winter.

Über die Ursachen der Gletscherbewegung sind zahlreiche Theorien aufgestellt worden, die sämtliche auf den Tatsachen der Physik des Eises beruhen. Zweifellos ist die Schwerkraft die treibende Kraft der Bewegung, welcher der Gletscher Folge geben kann, weil die teilweise Verflüssigung des Eises durch Druck (Erniedrigung des Schmelzpunktes um 0,0074° pro Atmosphäre Druck; ihr entspricht pro Liter Eis eine freiwerdende Wärmemenge von 2,17 g-cal, welche hinreicht, um 0,025 g Eis in Wasser zu verwandeln) mit nachfolgender Regeneration diesem eine Plastizität gibt, die es befähigt, sich wie eine zähflüssige Masse zu bewegen. S. Finsterwalder übertrug die Gesetze der stationären Strömung auf die Verhältnisse der Gletscher und schuf damit auf geometrischer Grundlage eine Theorie der Gletscherbewegung, die den Gletscher als Ganzes umfaßt, und die meisten Eigentümlichkeiten der Bewegung einwandfrei erklärt. Ein wesentlicher Vorzug seiner Theorie besteht darin, daß sie auch erlaubt, den Einfluß der Ablation (s. d.) bei der bewegten Eismasse zu berücksichtigen. Aus der rein geometrischen Betrachtungsweise Finsterwalders ergibt sich, daß die Stromlinien in den obersten Teilen des Firngebiets in das Innere des Gletscherkörpers eintreten, also mit dessen Oberfläche bestimmte Winkel bilden, die talabwärts immer kleiner werden und an der Firnlinie den Wert 0 erreichen. An der unterhalb der Firnlinie gelegenen Abschmelzungsfläche des Gletschers, der eigentlichen Eiszunge, treten die Stromlinien in immer größer werdenden Winkeln aus dem Eiskörper heraus.

Haushalt. Man unterscheidet das oberhalb der Firnlinie gelegene Nährgebiet von dem unterhalb desselben gelegenen Zehrgebiet. Die Ernährung erfolgt durch den in dem Firngebiet gefallenen Schnee, die Ablation durch Verdunstung, Schmelzung durch Sonnenstrahlung, warme Luft und Regen (an der Oberfläche), Schmelzwasser (im Innern) und Erdwärme (am Grunde). Die Firnlinie ist keine strenge Scheidelinie für die Elemente der Ernährung und Ablation. Sie trennt nur die Gebiete voneinander, in denen eines der beiden überwiegt. Halten sich Ernährung und Ablation das Gleichgewicht, so bleibt der Gletscher stationär, überwiegt die Zufuhr, so stößt er vor; überwiegt die Ablation, so zieht er sich zurück. Entsprechend der Langsamkeit seiner Bewegung macht sich jedoch der Einfluß solcher Gleichgewichtsstörungen am Gletscherende erst nach einer Reihe von Jahren bemerkbar, die um so länger ist, je größer die

Eismasse und je geringer dessen Gefälle ist. Größere Änderungen in den klimatischen Verhältnissen eines Gebiets machen sich daher erst nach mehreren Jahren oder Jahrzehnten durch Vorstoß oder Rückzug der Gletscher bemerkbar. Seit einigen Jahrzehnten werden die Gletscherschwankungen in den verschiedensten Gebieten der Erde durch eine Internationale Gletscherkommission fortlaufend kontrolliert. Vorstöße von Gletschern, die weite Strecken Landes unter Eis begruben, haben zur Ausbildung einer sog. Eiszeit (s. d.) Veranlassung gegeben.

Geographische Verbreitung. Nach der Höhe wird das Vorkommen der Gletscher durch die Vergletscherungsgrenze (s. Schneelinie) bestimmt. In der horizontalen Verteilung überwiegen die Gletscher naturgemäß in den Polargebieten, während sie in den Tropen nur auf den höchsten Berggipfeln vorkommen. Die geographische Verbreitung der Gletscher ist also abhängig von orographischen wie von klimatischen Verhältnissen, wobei jedoch nicht nur die Gesamtmenge der Niederschläge und die mittlere Lufttemperatur, sondern auch deren beider Verteilung auf die Jahreszeiten von bestimmendem Einfluß ist. In den Polargebieten kommen wahrscheinlich auch die klimatischen Verhältnisse der Vergangenheit in ziemlich weitgehendem Maße in Betracht. Eine Schätzung der vergletscherten Gebiete durch H. Heß ergibt folgende Verteilung:

Europa:	Alpen	> 3800 qkm
	Pyrenäen	40 „
	Skandinavien	5000 „
	Island u. JanMayen	13470 „
	Kaukasus	> 1840 „
Asien:	Zentralasien und Sibirien	10000 „ (?)
Amerika:	Nordamerika und Alaska	20000 „ (?)
	Südamerika	10000 „ (?)
Afrika		20 „ (?)
Australien:	Neuseeland	> 1000 „
Polarländer:	Grönland	1900000 „
	Spitzbergen	56000 „
	Franz-Josefs-Land	17000 „
	Nowaja Semlja	15000 „
	Nordamerikanische Inseln	> 100000 „
	Südseeinseln	3000 „
	Südpolarfestland	13000000 „
	Gesamtfläche der Gletscher	> 15156000 qkm

Die Gletscherbedeckung beträgt demnach etwa 3% der gesamten Erdoberfläche oder 10% der Landfläche, doch entfallen etwa 99,5% des Gletscherareals auf die Polarzonen, und zwar hauptsächlich in der Form von Inlandeis (s. d.).

Einwirkung auf die Erdoberfläche. Durch seine Bewegung wirkt der Gletscher als formbildendes Element auf die Oberflächengestalt der Erde (s. Geomorphologie). Besonders auffällig tritt seine Fähigkeit zutage, große Massen von Gebirgsschutt als sogenannte Moränen talabwärts zu transportieren und an gewissen Stellen abzulagern. Als Oberflächenmoränen bilden sie lange Schuttstreifen auf der Gletscheroberfläche, als Innenmoränen werden sie im Inneren, als Grundmoränen an der Unterseite des Gletschers mitgeführt. Als Seitenmoränen rahmen sie die Gletscherzunge seitlich ein, und als Endmoränen

gelangen sie am Ende des Gletschers zur Ablagerung. Die Blöcke und Gesteinsstücke der Grundmoräne haben durch das Hinschieben auf dem felsigen Untergrunde und die gegenseitige Reibung alle scharfen Kanten und Ecken verloren. Sie stellen gerundete, vielfach mit Schrammen versehene Geschiebe dar und bilden im wesentlichen das Material, mittels dessen der Gletscher durch ständiges Abschleifen seinen Untergrund angreift (s. Gletschererosion). Das Vorkommen von Moränen an Stellen, die jetzt nicht mehr vergletschert sind, erlaubt es, die frühere Ausbreitung der Gletscher, sogar in weit zurückliegenden Zeiten, wie z. B. der Eiszeit, mit großer Genauigkeit festzulegen. Dazu kommt, daß die Gletscher außer diesem Moränenschutt der Erdoberfläche noch andere typische Vollformen aufprägen, die als deutliche Spuren einer früheren Vergletscherung gelten. Dazu gehören z. B. Drumlins, flache Hügel aus Grundmoränenmaterial von elliptischem Horizontalschnitt, die alle ziemlich gleich hoch und in der Bewegungsrichtung des Eises gestreckt sind, sowie Äsar, langgestreckte Kieswälle, die wahrscheinlich in den Schmelzrinnen am Boden der Gletscher abgelagert wurden. Von glazialen Hohlformen fallen am meisten die Trogtäler ins Auge, die ihr U-förmiges Querprofil der Arbeit des Gletschers verdanken, der einst das Tal bis zu beträchtlicher Höhe ausfüllte und wie ein gewaltiger Hobel wirkend ihm einen breiten flachen Boden und steile Gehänge schuf. Auch die Kare (s. d.) sind charakteristische Hohlformen ehemals vergletschert Gebiete.

In diesen verschiedenen glazialen Landschaftstypen trägt die Oberfläche überall jene bekannten Spuren der Gletschererosion (s. d.), die wir im kleinen auch an jedem einzelnen Gesteinsstück finden, das der Bearbeitung durch Gletscher ausgesetzt gewesen ist. Es sind dies namentlich die Gletscherschliffe, eine Politur der Felsflächen, über die das Eis während längerer Zeit hinweggeströmt ist, ferner Gletscherschrammen, in den Felsen eingeritzte Furchen, aus denen sich die Bewegungsrichtung der früheren vorhandenen Gletscher ableiten läßt, sowie Rundhöcker, flache, aller scharfen Kanten beraubte, polierte und geschrammte Felsbuckel, an denen man oft die Stoßseite und die Leeseite der Gletscherbewegung unterscheiden kann.

O. Baschin.

Näheres s. H. Heß, Die Gletscher. 1904.

Gletschererosion. Bei der Erosion (s. d.) der Gletscher überwiegt die Ablation (s. d.) weitaus die Korrasion (s. d.). Die Ausräumung des Verwitterungsschuttes aus den Tälern durch die Gletscher ist namentlich während der Eiszeit (s. d.) in überaus großem Maßstab erfolgt. Die Wirkung der Ablation läßt sich aus den in und vor den Gebirgen noch heute vorhandenen Ablagerungen von Gletscherschutt auf das deutlichste nachweisen. Dieses Moränenmaterial, aus dessen Gesteinszusammensetzung man meist seine Herkunft ableiten kann, zeigt unwiderlegbar, daß der Transport der Schuttmassen ganz ungeheure Beträge erreicht hat. So ist z. B. der oft mehr als 100 m mächtige lockere Boden des gesamten norddeutschen Tieflandes durch die eiszeitlichen Gletschermassen aus Skandinavien nach seiner jetzigen Lagerstätte verfrachtet worden. Die Möglichkeit einer ausgiebigen Korrasion durch Gletscher, insbesondere der Ausschleifung großer Seebecken, ist dagegen auch heute noch eine viel umstrittene Frage. Die

durch Gletschererosion geschaffenen Oberflächenformen (s. Gletscher) sind jedoch so charakteristisch, daß in der geographischen Wissenschaft die korrasive Tätigkeit der Gletscher nicht mehr bezweifelt wird, wenngleich über das Ausmaß derselben noch weitgehende Meinungsverschiedenheiten herrschen.

Der physikalische Vorgang der Korrasion durch Gletscher ist noch keineswegs völlig geklärt. Zweifellos dürfte die Korrasion von reinem Gletschereis nur ausnahmsweise eine merkbare Wirkung haben, am stärksten wohl dort, wo das Eis sich in stürzender Bewegung befindet. Dagegen übt Gletschereis, in dem zahlreiche Gesteinstrümmer eingefroren sind, eine starke korradierende Tätigkeit auf seine Unterlage aus, wenn es unter starkem Druck über diese hinströmt. Der Gletschererosion wird die Fähigkeit zugeschrieben, U-förmige Täler zu schaffen und wannenförmige Vertiefungen auszuhöheln, also Oberflächenformen zu erzeugen, die sich nicht auf Flußerosion zurückführen lassen. Den Betrag der Gletschererosion hat man aus der Masse der von den Gletscherbächen mitgeführten festen Bestandteile zu ermitteln gesucht und Bruchteile eines Millimeters erhalten, um welchen Betrag alljährlich die Gesteins-Oberfläche unterhalb des Gletschers durchschnittlich erniedrigt wird.

O. Baschin.

Glimmbogenlampe. Eine Lampe mit Alkali-amalgam-Kathode, an der sehr leicht ein Lichtbogen entsteht, der einen sehr niedrigen Kathodenfall hat, und mit Neonfüllung. Das verdampfende Alkali-metal reinigt das Neon ständig. Die Helligkeit der Lampe beträgt 200 bis 400 HK_{hor}, der spez. Verbrauch 0,5 W/HK. Das Licht wird von der in hellem feurigen Rot leuchtenden positiven Lichtsäule geliefert.

Güntherschulze.

Glimmentladung. Eine am ausgeprägtesten in verdünnten Gasen auftretende Entladungsform, die ihren Namen von der die Elektroden überziehenden sanft leuchtenden („glimmenden“) Lichthaut hat. Folgende in Figur 1 wiedergegebenen Teile sind zu unterscheiden:

1. Auf der Elektrode aufsitzend eine sehr dünne dunkle Zone, der Astonsche Dunkelraum. Sie ist

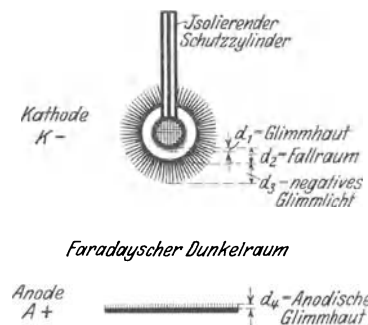


Fig. 1. Glimmentladung.

nur in einigen Gasen wie He und Ne deutlich erkennbar, in den meisten übrigen so dünn, daß sich der Wahrnehmung entzieht.

2. Daran anschließend die erste Elektroden-schicht, eine gegen den Astonschen Dunkelraum scharf einsetzende, gegen die Anode hin allmählich verblassende Lichtschicht.

3. Der Hittorfsche Dunkelraum, eine im Vergleich zu den angrenzenden Zonen lichtschwache,

aber immerhin noch deutlich Licht aussendende Zone.

4. Das negative Glimmlicht, eine hell leuchtende Schicht, die gegen den Hittorfschen Dunkelraum eine scharfe Kante hat und nach der Anode zu allmählich in 5. übergeht. Ihre größte Helligkeit, der Leucht„wulst“, liegt in der Nähe der Kante gegen den Hittorfschen Dunkelraum.

5. Der Faradaysche Dunkelraum, eine völlig lichtlose Zone, die sich bis zur Anode erstreckt, einerlei wie groß der Abstand Anode—Kathode ist.

6. Die Anodenglimmhaut, eine sehr dünne, die Anode teilweise oder ganz überziehende Lichthaut. Bei sehr geringem Gasdruck dehnt sie sich aus und bildet auf der Anode aufsitzen- halb- oder büschelförmige Lichtgebilde. Wird die Anode in die Nähe des negativen Glimmlichtes gebracht, so verschwindet die anodische Glimmhaut.

Ist die Glimmentladung in eine längere Glasröhre eingeschlossen, so geht der Faradaysche Dunkelraum über in

6a. die positive Säule, ein je nach den Entladungsbedingungen entweder in gleichmäßigem Lichte leuchtendes oder in einzelne scharf getrennte Lichtschichten (geschichtete Lichtsäule, s. d.) zerfallendes, sich bis zur Anode erstreckendes Gebilde.

Die positive Lichtsäule ist also eine lediglich durch die störenden Gefäßwände hervorgerufene, bei genügendem Abstand der Gefäßwände fehlende, für die Glimmentladung nicht charakteristische Erscheinung.

Die erste Kathodenschicht, die positive Lichtsäule und die anodische Glimmhaut stimmen in Farbe und Spektrum überein, während das negative Glimmlicht eine durchaus abweichende Färbung und ein anderes Spektrum hat.

Fig. 2 zeigt den typischen Potentialverlauf in der Glimmentladung. Von der Kathode bis zur zugewandten Glimmlichtkante steigt das Potential scharf an. Die Spannung zwischen Kathode und

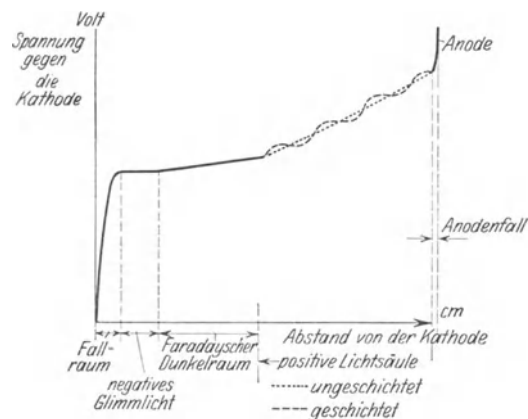


Fig. 2. Potentialverlauf in der Glimmentladung.

Glimmlicht heißt der „Kathodenfall“. Im Glimmlicht ist das Potential nahezu konstant, im Faradayschen Dunkelraum steigt es langsam weiter, unmittelbar vor der Anode liegt wieder ein scharfer Anstieg, der aber viel geringer ist als der vor der Kathode. Er heißt „Anodenfall“. Ist eine positive Säule vorhanden, so ist in dieser der Potentialanstieg um so größer, je enger das Rohr ist, in dem die Entladung erzeugt wird (in Fig. 2 punktiert gezeichnet).

Ist die Entladung geschichtet, so schwankt der Potentialanstieg periodisch in gleicher Weise wie die Helligkeit der Schichten (in Fig. 2 gestrichelt gezeichnet).

Wegen des kritischen, für die Glimmentladung entscheidenden Kathodenfalls werden die Zonen 1 bis 3 in der Regel unter dem Namen Dunkelraum schlechthin oder besser Fallraum zusammengefaßt.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Glimmentladungsröhre s. Drosselröhren, Geisslersche Röhren, Glimmgleichrichter, Kathodenstrahlen.

Glimmerkondensator s. Kondensator.

Glimmgleichrichter. Sie haben die Gestalt einer länglichen Glühlampe und enthalten in der Regel ein von Fremdgasen freies Gemisch von He- und Ne-Gas von etwa 10 mm Druck. Bei den Gleichrichtern für 220 V Wechselspannung besteht die Kathode aus einem großen zylindrischen Blech aus reinem Eisen. Bei den Gleichrichtern für 110 V Wechselspannung wird dieses Blech innen mit einer bei Zimmertemperatur flüssigen Kalium-Natrium-Legierung überzogen. Die Anode ist ein dünner Eisendraht in der Achse des Zylinders, der so weit mit einer isolierenden Schutzhülle umkleidet ist, daß nur seine Spitze in der Mitte des Zylinders für die Entladung frei bleibt. Die Gleichrichterwirkung beruht also beim 220 V-Gleichrichter auf der stark verschiedenen Elektrodengröße, beim 110 V-Gleichrichter auf der Kombination dieser Eigenschaft mit dem verschiedenen Kathodenfall an Fe und K-Na. Die Gleichrichter werden für Stromstärken bis 0,2 Ap hergestellt. Ihr Wirkungsgrad ist gering, was aber bei den geringen von ihnen gleichgerichteten Energiemengen gegenüber der bequemen Anwendung nicht ins Gewicht fällt. Sie werden auch als Reduktoren verwandt (s. Drosselröhren).

Güntherschulze.

Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Kösel & Pustet, München 1924.

Glimmlichtlampe. Lampen, in denen das negative Glimmlicht als Lichtquelle dient. Als Füllung dienen Neon, Helium, Stickstoff oder Gemische dieser Gase. Die Entladung wird durch einen automatischen Induktionsstoß oder durch Spitzenstrom eingeleitet. Die Lampen benötigen einen Vorschaltwiderstand, da sie eine fallende Charakteristik haben. Figur zeigt eine Lampe mit zwei kappenförmigen nahe zusammenstehenden Elektroden für Wechselstrom. Sie wird zu Signal- und Reklamezwecken sowie zur Notbeleuchtung verwandt, ferner in anderer Form als Buchstaben- und Schriftlampe.



Glimmlichtlampe.

Güntherschulze.

Glimmlichtoszillograph nach E. Gehrcke, eine Einrichtung zur Untersuchung und Aufzeichnung der Strom- oder Spannungskurven von elektrischen Wechselströmen. Er besteht aus einer Glasröhre mit verdünntem Gas von einigen Millimetern Druck, welche zwei in einer Linie im Abstand von wenigen Millimetern gegenüberstehende Drähte oder schmale Blechstreifen als Elektroden enthält. Es wird die Erscheinung benutzt, daß die Ausbreitung des negativen Glimmlichts auf der Kathode bei normalem Kathodenfalle proportional der Stromstärke

ist, so daß man an der Länge der leuchtenden Hülle um die Kathode die Stromstärke ablesen kann. Die Anode bleibt dunkel, da die positive Lichtsäule durch Annäherung der Anode bis in den Faraday'schen Dunkelraum unterdrückt ist. Die Röhre zeigt daher an der jeweiligen Kathode entlang eine leuchtende Linie, deren Länge momentan den Stromschwankungen folgt. Bei der Betrachtung oder Registrierung des Vorganges durch rotierende Spiegel oder bewegte photographische Platten erhält man leuchtende Flächen, deren Abszissen die Zeit und deren Ordinaten die Stromstärken sind. Durch Vorlegen von viel Vorschaltwiderstand können auch Spannungskurven aufgelöst werden. Die Röhre hat einige hundert Volt Entladungsspannung notwendig, der Entladungsstrom beträgt wenige Milliampere.

H. Rukop.

Näheres s. E. Gehrcke, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 176. 1904.

Glimmlightsender, Erreger für elektrische Schwingungen, welcher die negative Charakteristik (s. diese) einer Glimmentladung zur Erzeugung der Eigenschwingung eines Kreises benutzt (Gehrcke-Reichenheim). Vorbedingung ist, daß normaler Kathodenfall vorhanden ist, d. h. die Kathode nicht ganz vom Glimmlicht bedeckt ist. Druck von mehreren Zentimetern ist erforderlich, um bei großer Stromstärke die labile Charakteristik zu erhalten. Die Schaltung ist analog der des Lichtbogen senders (z. B. Poulsenlampe). *H. Rukop.*

Näheres s. E. Gehrcke und O. Reichenheim, D. R. P.

Glimmverluste (Strahlungsverluste, Koronaverluste). Bei Freileitungen für Hochspannung treten, sobald die Spannung einen Wert von etwa 70000 V erreicht, Glimmentladungen zwischen benachbarten Leitern oder zwischen den Leitern und Erde auf. Unregelmäßigkeiten der Oberfläche des Drahtes, scharfe Kanten und Spitzen, also Stellen, an denen das elektrische Feld sehr ungleichförmig ist und große Werte annehmen kann, ferner Schnee, Regen und Nebel begünstigen das Auftreten der Entladungen.

Nach Versuchen von Peek, Ryan, Görges u. a. ergeben sich die folgenden Beziehungen für Drähte mit glatter Oberfläche. Die effektive Anfangsspannung E_0 , bei der das Glimmen beginnt, ist

$$E_0 = \mathcal{C}_0 \cdot A \cdot d \cdot \ln \frac{2a}{d}$$

$A = 1$ für Gleichstrom,

= 0,707 für sinusförmigen Wechselstrom,

= 0,611 für sinusförmigen Dreiphasenstrom,

d = Durchmesser des Drahtes in Zentimetern,

a = Abstand der Drähte in Zentimetern.

$\mathcal{C}_0 = 29,7 \left(1 + \frac{0,47}{\sqrt{d}} \right)$ ist der der Anfangsspannung

entsprechende Scheitelwert der Feldstärke in KV/cm an der Oberfläche des Drahtes.

Mit dem Auftreten der Glimmentladungen sind Energieverluste verbunden. Nach Peek ergibt sich bei Wechselstrom folgende Gleichung zur Berechnung der Verluste N in KW für 1 km Leitungslänge:

$$N = 344 \frac{f}{\delta} \sqrt{\frac{d}{2a}} \left(\frac{E - \delta m_0 E_0}{2} \right)^2 \times 10^{-5}.$$

f ist die Frequenz, E die effektive Spannung

zwischen den Leitern. $\delta = \frac{3,92 \cdot b}{273 + t}$ ist ein Faktor,

der den Einfluß des Luftdruckes b (in cm Hg) und der Lufttemperatur t ($^{\circ}$ C) berücksichtigt; m_0

ist ein Faktor, der von der Beschaffenheit der Drahtoberfläche abhängt. Er ist gleich 1 für blanke Drähte, gleich 0,98—0,88 für rauhe, längere Zeit der Atmosphäre ausgesetzte Drähte, gleich 0,87 bis 0,72 für Seile.

Bei Dreiphasenstrom ist in der Formel an Stelle

$$\text{von } \left(\frac{E - \delta m_0 E_0}{2} \right) \text{ zu setzen } \left(\frac{E - \delta m_0 E_0}{\sqrt{3}} \right).$$

Die Formel von Peek gibt nur Näherungswerte. Spätere Versuche von Weidig und Jaensch ergaben, daß die Form der Spannungskurve wesentlichen Einfluß hat, und daß die Verluste nicht proportional mit der Frequenz wachsen.

R. Schmidt.

Näheres s. Herbert Kyser, Die elektrische Kraftübertragung. Bd. II. Berlin 1923.

Glocken. Will man den Begriff der „glockenförmigen“ Körper möglichst weit fassen, so kann man darunter sämtliche gekrümmten Körper vom zweidimensionalen Typus verstehen. Bei engerer Fassung würde man den Begriff „glockenförmig“ etwa auf hohle Rotationskörper beschränken, oder noch enger auf hohle Rotationskörper, die auf einer Seite geschlossen sind. Die eigentlichen Glocken (Kirchenglocken) sind akustisch derart komplizierte Körper, daß ihre Schwingungsweise sowohl experimentell, als auch erst recht theoretisch bisher nur wenig geklärt ist. Man hat natürlich versucht, dem Problem der Glockenschwingungen durch die Untersuchung einfacherer Gebilde näher zu kommen. So sind die Schwingungen von Kreiszyklindern, hohlen Halbkugeln usw. theoretisch untersucht worden. Ferner hat Rayleigh versucht, für die theoretische Behandlung die Glocke als die eine Hälfte eines Rotationshyperboloids anzusehen, oder auch als einen aus einem einseitig geschlossenen Kreiszyklinder und einem angesetzten konischen Stück zusammengesetzten Körper, aber alles ohne wesentlichen Erfolg. Am ehesten ist noch eine Verwandtschaft der Glockenschwingungen mit den Schwingungen einer kreisförmigen Platte (s. d.) festzustellen. Den Knotendurchmessern der Platte entsprechen Knotenmeridiane (Schnitte durch die Achse) der Glocke und den Knotenkreisen der Platte Knotenkreise (Breitenkreise, Schnitte senkrecht zur Achse) der Glocke.

Zur experimentellen Prüfung der Glockenschwingungen im Laboratorium benutzt man den Glocken ähnliche Körper, wie Trichter, Schalen, Glasstülpfen, Weingläser usw. Die Erregung dieser „Glocken“ geschieht am besten, indem man mit dem Violinbogen senkrecht über ihren Rand streicht.

Zur Sichtbarmachung der Schwingungen einer Glocke hat Melde folgendes Verfahren angegeben: Die Innenfläche der aufrecht stehenden Glocke wird möglichst gleichmäßig mit verdünnter Kalkmilch bestrichen. Darüber streut man grobkörnigen, sorgfältig rein gewaschenen Quarzsand und streicht jetzt die Glocke kräftig an. Es werden dann nicht nur die Knotenlinien kenntlich, sondern man sieht auch, wie sich der Sand in bogenförmigen Bahnen durch die Kalkhaut nach den Knotenlinien hinarbeitet. Ein anderes Verfahren besteht darin, daß die Glocke bis zu passender Höhe mit Wasser gefüllt wird. Auf der Oberfläche des Wassers entstehen dann beim Anstreichen der Glocke an den Bäuchen Kräu selungen, deren Stärke von dem Rande der Glocke nach der Mitte hin abnimmt. Nimmt man nach Melde statt Wasser Alkohol, so lösen sich bei scharfem Anstreichen der Glocke von der Flüssigkeitsoberfläche Tropfen los, die nach den Knotenstellen getrieben werden und auf diese Weise schöne, sternförmige Figuren bilden. Da sich die Tropfen sehr rasch mit der übrigen Flüssigkeit wieder vereinigen, sind die Figuren nach kurzer Zeit verschwunden.

Da mit den transversalen (normalen) Schwingungen der Glocke longitudinale (tangentiale) Schwingungen Hand in Hand gehen, so sind die Knotenlinien keine Stellen völliger Ruhe, sondern es sind nur Knoten in bezug auf die Normalbewegung, während die Tangentialbewegung hier ihre größten Werte hat. Gibt die Glocke ihren tiefsten Ton, so ist sie durch zwei Knotenmeridiane, die sich unter 90° schneiden, in vier schwingende Teile geteilt. Können sich keine Knotenkreise ausbilden, so gehören zu dem nächsten Teilton drei Knotenmeridiane (sechs schwingende Teile), zu dem übernächsten Teilton vier Knotenmeridiane (acht schwingende Teile) usw. Die Schwingungszahlen der Teiltöne sollen dann nach Chladni angenähert in dem Verhältnis der Quadrate von 2, 3, 4 . . . stehen; jedoch stimmt diese Regel nicht allgemein. Das ist auch nicht verwunderlich, da selbst bei überall gleicher Dicke der Glockenwandung die Tonhöhen noch von der Form des axialen Durchschnittsprofils abhängen müssen. Wird eine aufrecht stehende Glocke teilweise mit Wasser gefüllt, so werden ihre Eigentöne vertieft, da jetzt größere Massen mitzubewegen sind.

Bei den wirklichen (Kirchen-) Glocken gehören zu dem tiefsten Ton (erster Teilton) zwei Knotenmeridiane als Knotenlinien, zu dem zweiten Teilton zwei Meridiane und ein Breitenkreis, zu dem dritten Teilton drei Meridiane, zu dem vierten Teilton drei Meridiane und ein Breitenkreis usw. Die einzelnen Töne stehen im allgemeinen in einem sehr verwickelten Verhältnis und sind nicht harmonisch zu einander. Ein einfaches Gesetz für das Verhältnis der Schwingungszahlen läßt sich um so weniger angeben, als jede Glocke ein Individuum für sich ist. Material, Größe, Form, Gewicht, dann besonders die Dimensionen des Schlagrings usw. bedingen große Verschiedenheiten. Man kann aber wenigstens theoretisch eine Art Idealtypus einer Glocke mit harmonischen Teiltönen konstruieren, dem sich die wirklichen Glocken nach Möglichkeit nähern sollen. Neben diesem idealen Typus unterscheidet Biehle auf Grund zahlreicher Glockenprüfungen unter den wirklichen Glocken einen normalen Typus, der sich dem idealen am meisten nähert, und zwei weitere Arten, die in extremer Weise von dem normalen Typus durch eine Zusammendrängung oder Auseinanderzerrung der einzelnen Teiltöne abweichen.

In der Tabelle sind in der ersten Reihe die Teiltöne angegeben, in der zweiten die Intervalle der höheren Teiltöne des idealen Typus zu dem tiefsten, in der dritten die zugehörigen Schwingungszahlen des idealen und in der vierten die des normalen Typus. Für den tiefsten Ton ist die Schwingungszahl 100 angesetzt.

Teilton	Intervall	Idealer Typus	Normaler Typus
1. Teilton (Unterton)	—	100	100
2. Teilton (Grund- oder Hilftton)	Oktave	200	191
Schlagton . . .	„	200	191
3. Teilton . . .	große Terz	250	230
4. „ . . .	„	300	294
5. „ . . .	2. Oktave	400	379
6. „ . . .	2. Terz	500	519
7. „ . . .	2. Quinte	600	563
8. „ . . .	3. Oktave	800	776

Der „Schlagton“, der im Moment des Anschlagens das ganze übrige Tongebilde überdeckt, und nach welchem die Tonhöhe der Glocke benannt wird, ist in der Tabelle nicht als Teilton bezeichnet, sondern besonders hervorgehoben. Er unterscheidet sich nämlich von den übrigen Tönen nicht nur durch seine große Stärke im Momente des Anschlagens und durch sein schnelles Abklingen, sondern vor allem auch dadurch, daß er durch Resonanz nicht erregbar und auch sonst durch objektiv-physikalische Methoden bisher nicht nachweisbar war. Eine Begründung dieser überraschenden Tatsache ist noch nicht gefunden worden. Die naheliegende Annahme, daß es ein Differenzton (s. Kombinations-töne) ist, hat auch ihre Bedenken und ist jedenfalls nicht bestätigt. Fällt der Schlagton mit dem zweiten Teilton, dem Grundton der Glocke, völlig oder fast völlig zusammen, so täuscht dieser letztere ein langsames Abklingen des Schlagtones vor und gibt damit der Glocke den ruhigen, gleichmäßigen Klangcharakter. Deshalb wird der zweite Teilton von Blessing als Hilftton bezeichnet. Im allgemeinen ist der Schlagton ungefähr die tiefere Oktave des fünften Teiltones und weicht von dem zweiten Teilton wesentlich ab. Für eine große, besonders wohlklingende Glocke gibt Blessing als Teiltöne c, a, es', g', c'' und als Schlagton c' an.

Bei den meisten Glocken hört man in der Regel einzelne Teiltöne nicht gleichmäßig abfließend, sondern schwebend. Diese Schwebungen (s. d.) beruhen auf der Interferenz zweier verschieden hoher Töne, welche an Stelle des einzelnen Teiltones entstehen, wenn die Masse der Glocke nicht symmetrisch zur Achse verteilt ist, teilweise auch auf dem Dopplerschen Prinzip (s. d.).

E. Waetzmann.

Näheres s. Biehle, Archiv für Musikwissenschaft I. Bückeburg 1918.

Glockengalvanometer. Ein Nadelgalvanometer (s. d.), dessen Nadel durch einen Hufeisenmagnet mit sehr nahe beieinander befindlichen Polen gebildet wird. Durch diese Gestalt des Magneten wird bei großem magnetischem Moment die Trägheit verringert.

W. Jaeger.

Glockenmagnet (Topfmagnet). Besondere Form eines Elektromagneten in Gestalt einer Glocke. An der Stelle des Klöppels befindet sich der mit der Wicklung versehene Kern des Elektromagneten, der am unteren Ende mit dem eisernen Gehäuse in Verbindung steht; den Anker bildet eine Scheibe, welche den Gehäuserand mit dem oberen Ende des Kerns verbindet. Wegen des guten magnetischen Schlusses ist die Wirkung sehr kräftig. *Gumlich.*

Glockenspiel s. Stabschwingungen.

Glühelektronen. Bei hohen Temperaturen wird die kinetische Energie der in einem festen Körper oder in einer Flüssigkeit befindlichen freien Elektronen so groß, daß sie sich merklich über die Oberfläche des Körpers zu erheben vermögen. Endgültig verlassen können sie jedoch den Körper nur in äußerst geringen Mengen, weil er sich dadurch sofort so stark positiv auflädt, daß die Elektronen gegen das entstandene Potential nicht mehr anzulaufen vermögen. Wird dagegen der glühenden Oberfläche als Kathode eine zweite Elektrode als Anode gegenübergestellt und an beide eine Spannung gelegt, so werden einige und bei hinreichender Spannung sämtliche sich über die glühende Oberfläche erhebenden Elektronen zur Anode hinübergezogen.

Es fließt dann ein Sättigungsstrom. Die so gewonnenen Elektronen heißen Glühelktronen. Für den Sättigungsstrom im Höchstvakuum leitete zuerst Richardson experimentell die Gleichung ab:

$$J_s = A F \cdot T^{1/2} \cdot e^{-\frac{b}{T}}$$

Darin ist F die Oberfläche der glühenden Kathode, T die absolute Temperatur, e die Basis der natürlichen Logarithmen und A und b Konstanten, die von der Natur der Glühkathode abhängen. Insbesondere ist b ein Maß für die Arbeit, die nötig ist, die Elektronen von der Oberfläche abzulösen, die sog. Ablösearbeit der Elektronen. Die Strömung der Elektronen von der Glühkathode zur Anode wird durch die Gesetze der Raumladung (s. d.) beherrscht.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Glühfadenpyrometer = Pyrometer von Holborn und Kurlbaum s. Strahlungs-pyrometer.

Glühkathoden. Bei Erhebung auf eine hinreichend hohe Temperatur erhalten alle Stoffe die Fähigkeit, Elektronen auszusenden, so daß sie als Elektroden einer Gas- oder Vakuumladung dienen können. Bei einer Gasentladung erzeugen die emittierten Elektronen in der Regel durch Stoß neue Elektronen und Ionen, so daß eine gemischtselfständige Entladung (s. d.) entsteht. Im Vakuum entsteht ein feiner Elektronenstrom (s. Elektronenröhre). Die erforderliche Glühtemperatur ist um so höher, je größer die Ablösearbeit der Elektronen (s. d.) des betreffenden Stoffes ist. Bei Wolfram sind Temperaturen von über 2000° C erforderlich, während bei den Alkali- und Erdalkalimetallen sowie ihren Oxyden schon Temperaturen unter 1000° C eine lebhaft Elektronenemission erzeugen. Die Erscheinung wurde von Wehnelt entdeckt, der Erdalkalisalze auf dünne Platinbleche aufbrachte, die sich beim Glühens des Platins in Oxyde verwandelten und durch verdünnte Gase bei 110 V Spannung Ströme bis zu 1 A ermöglichten (sog. Wehneltkathoden). Die Glühkathoden werden in den Glühkathodengleichrichtern (s. d.), in den Röntgenröhren (Coolidge röhren) und ganz besonders in den Sende-, Empfangs- und Verstärker röhren der Hochfrequenztechnik in großem Umfang angewandt. Bei den Glühkathodengleichrichtern werden bei Niederspannung oxydbedeckte Wehneltkathoden, bei Hochspannung ebenso wie bei den Röntgenröhren Wolframkathoden benutzt. In der Hochfrequenztechnik vollzieht sich ein Übergang von den Kathoden aus reinem Wolfram zu den mit Thoroxyden versetzten, sog. thorierten Wolframkathoden oder auch zu oxydbedeckten Platinkathoden, die schon mit sehr geringen Heizströmen eine genügende Elektronenemission geben.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XIII. Julius Springer, Berlin 1927.

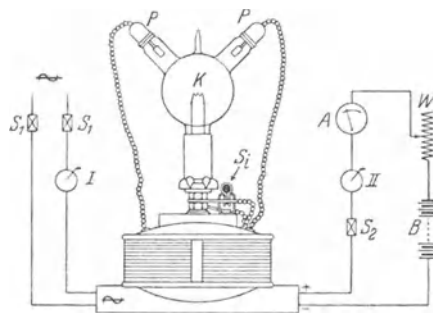
Glühkathoden in Röntgenröhren s. Coolidge röhre und Lilienfeld röhre.

Glühkathodengitter röhre s. Röhre, Sender röhre, Verstärker röhre, Lieben-Röhre und Audion.

Glühkathodengleichrichter. Gleichrichter zur Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom, bei denen die Fähigkeit der Glühkathoden, Elektronen auszustrahlen, benutzt wird, um in der einen Richtung einen Strom hindurchzulassen, während in der entgegengesetzten Richtung kein Strom zu fließen vermag, weil die Kathode dieser Richtung kalt ist. Die Glühkathode wird durch einen be-

sonderen Heizstrom auf die erforderliche Temperatur gebracht. Technische Verwendung finden

1. der Wehneltgleichrichter. In der Mitte einer größeren zylindrischen Glasbirne befindet sich als Glühkathode ein spiralförmig aufgewickelter, mit Erdalkalioxyd überzogener Iridiumdraht, der schon bei dunkler Rotglut große Mengen Elektronen emittiert (s. Figur). An die Birne sind seitlich zwei nach oben gebogene Glasarme angesetzt, die in ihrem oberen Teil die aus Eisenblech bestehenden Anoden tragen. Der Gleichrichter ist mit Edelgas (Ar oder Ne)



Wehneltgleichrichter.

gefüllt. Der Druck (20 bis 0,1 mm) ist um so geringer, je höher die gleichzurichtende Spannung ist. Auch die Länge der Arme steigt mit der Spannung. Die Niederspannungsgleichrichter werden für Ströme bis 10 A, die Hochspannungsgleichrichter für Spannungen bis 10000 Volt bei 1 A hergestellt;

2. der Ramargleichrichter für Niederspannung. Ebenfalls in einem birnenförmigen Glasgefäß, aber ohne Seitenarme enthalten. Die Kathode ist ein Wolframdraht mit emissionsfördernden Zusätzen. Die Füllung besteht aus Edelgas. Die Anode ist eine kleine Scheibe unmittelbar über der Glühkathode. Der Gleichrichter wird vorwiegend für die 6 Volt-Gleichspannung zum Laden der Radioheizbatterien eingerichtet;

3. der Hochspannungsglühkathodengleichrichter. Kathode ein auf heller Weißglut befindlicher Draht aus reinem Wolfram in einem auf das äußerste evakuierten Glasgefäß. Anode eine Wolframscheibe der Glühkathode in einigem Abstand gegenüber. Der Gleichrichter vermag Spannungen bis zu 200000 V gleichzurichten. Die Stromstärke ist von der Größenordnung 10 mA.

Güntherschulze.

Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Kösel & Pustet, München 1924.

Glühkopfmachine. Die Glühkopfmachine ist ein mit Rohöl betriebener Explosionsmotor, dessen Hauptkennzeichen ein guß- oder schmiedeeiserner Körper im oberen Teile des Arbeitszylinders, der Glühkopf, ist. Dieser wird vor Inbetriebnahme der Maschine durch eine geeignete Vorrichtung, zum Beispiel eine Lötlampe, auf Rotglut angewärmt. Sobald dies geschehen, wird Rohöl auf die heißen Wände des Glühkopfes gespritzt, welches bei der Verbrennung die erforderliche Kraftwirkung und dabei die Wärme erzeugt, die nötig ist, um den Glühkopf dauernd in Rotglut zu halten. Der Glühkopf ist Vergaser und Zündvorrichtung des Motors (vgl. Verbrennungskraftmaschine).

L. Schneider.

Näheres s. Siegbert Welsch, „Der Glühkopfmotor“. Julius Springer, Berlin.

Glühlampe. Unter Glühlampen versteht man elektrische Lampen, bei denen ein draht- oder stabförmiger Leiter durch den elektrischen Strom auf so hohe Temperatur gebracht wird, daß eine zur Beleuchtung ausreichende Helligkeit erzielt wird. Daher können als Leiter für Glühlampen nur Materialien mit hohem Schmelzpunkt verwendet werden.

Die älteste Glühlampe ist die Kohlefadenlampe, deren erste von dem Deutschen Heinr. Goebel in New York 1855 konstruiert wurde. In technisch brauchbare Form wurde die Kohlefadenlampe zuerst von Th. A. Edison gebracht, der den Kohlefaden durch Verkohlung der Bambusfaser herstellte. Von ihm rührt auch die Edisonfassung und die Einführung der Parallelschaltung der Glühlampen her.

Zur Vermeidung der Verbrennung des Fadens ist der Kohlefaden, ebenso wie bei den späteren Lampentypen der Draht in eine evakuierte Glasbirne eingeschmolzen. Der Nachteil der Kohlefadenlampe ist die Zerstäubung des Fadens, seine geringe Bruchsicherheit und die schlechte Ökonomie oder der hohe spezif. Verbrauch der Lampe. Darunter ist die für eine Hefner-Kerze verwandte elektrische Leistung, die Anzahl Watt pro Kerze (W/HK) zu verstehen, wobei aber zu berücksichtigen ist, ob die angegebene Anzahl Kerzen nur in horizontaler Richtung gilt oder auf einer vollen, um die Lampe gedachten Kugel, ihrer oberen oder unteren Hälfte gemessen ist, was durch folgende Zeichen angedeutet wird: $\ominus \circ \circ$. Der spezifische Verbrauch der verschiedenen Lampen ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Der Kohlefadenlampe erwuchs eine Konkurrenz in der Nernstlampe (1898). Bei dieser Lampe besteht der Glühkörper aus dem sog. Nernststift, der aus Oxyden von Zirkon- und Yttererden zusammengesetzt ist. Der Widerstand dieses Stiftes wird bei Einschalten des Stromes zunächst durch die Wärmeausstrahlung einer um ihn herumgeführten Spirale so weit herabgesetzt, daß er den Strom von $\frac{1}{4}$ —1 Ampere hindurchläßt. Daher leuchtet die Nernstlampe erst etwa $\frac{1}{2}$ Minute nach Einschalten des Stromes auf. Die Stromregulierung geschieht durch einen Nernstschen Eisendrahtwiderstand.

Den größten Fortschritt bedeutete die Einführung der Metallfadenlampen, bei denen der Glühfaden aus einem hochschmelzenden Metall, wie Osmium, Tantal, Wolfram, Zirkon besteht.

Tabelle.

Schmelzpunkte und Betriebstemperaturen einiger Glühfadenmaterialien (nach G. Gehlhoff¹⁾).

Stoff	Schmelzpunkt	Betriebs-temperat.	Spez. Verbrauch
Platin . .	1764° C	—	10 W/HK _{hor}
Kohle . .	4200° „	1865° C	3,5 „
Graphit .	4200° „	1925° „	2,2 „
Nernststift	2550° „	2050° „	1,6 „
Osmium .	2740° „	1925° „	1,5 „
Tantal . .	2830° „	1940° „	1,5 „
Wolfram .	3390° ± 60C	2080° „	1,1 „

¹⁾ Lehrb. d. Techn. Physik, II, S. 539. Joh. B. Barth. 1926.

Die erste brauchbare Metallfadenlampe war die Osmiumlampe von Auer v. Welsbach (1902). 1905 entwickelte W. Bolton die Tantallampe als erste Metallfadenlampe aus gezogenem Draht. Diese erhielt schon 1906 durch die Wolframlampe eine starke Konkurrentin. Als es Coolidge 1910 gelang, das gesinterte Wolfram durch Hämmern duktil zu machen, wurde die Wolframlampe vorherrschend. Um die Verdampfung des Wolframs herabzusetzen, konstruierte Langmuir 1913 die mit Ar oder N gefüllte „Halbwattlampe“, die nur noch 0,5 W/HK_{hor} verbraucht. *R. Jaeger.*

Glühventil s. Glühkathodengleichrichter.

Gnomon oder Sonnenuhr. Der Schatten eines fest in die Richtung zum Himmelspol aufgestellten Stabes wird auf eine entsprechend geteilte Fläche geworfen und gestattet so bei Sonnenschein den Stundenwinkel der Sonne abzulesen. Die Sonnenuhr gibt wahre Sonnenzeit, die von der mittleren Zeit um die Zeitgleichung verschieden ist. Vgl. Artikel Zeit. *Bottlinger.*

Goldblattelektrometer. Ein Elektrometer, bei dem zwei Blätter aus Goldblatt verwendet werden, die am oberen Ende gemeinsam befestigt sind und sich bei Aufladung mit einer Spannung abstoßen. Je nach der Spannung ist die Divergenz der Streifen eine verschiedene; sie kann daher als Maß der Spannung benutzt werden. Statt zweier Streifen kann man auch nur einen benutzen, der an einem feststehenden vertikalen Metallstab angebracht ist und von diesem abgestoßen wird, wenn beide aufgeladen werden. Das Instrument muß gut isoliert sein, z. B. durch Bernstein, Schwefel oder geschmolzenem Quarz und sich in einem Glasbehälter befinden, der frei von Oberflächenleitung ist. Die äußere Zuleitung zum Elektrometer besteht aus einem am oberen Ende mit einer Kugel versehenen Stab. Statt Goldblatt kann auch anderes Material, z. B. Aluminium verwendet werden. Mitunter benutzt man auch Strohhalme für diesen Zweck.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Goldene Regel der Statik. An den sog. einfachen Maschinen (Hebel, Rolle, Flaschenzug, schiefe Ebene, . . .) wurden im Laufe der Jahrtausende die Erfahrungen gesammelt, welche man unter dem Namen „Goldene Regel der Statik“ oder G. R. des Aristoteles zusammenfaßt: Hebt man ein Gewicht G_1 (Last) mittels einer Maschine um eine bestimmte Höhe h_1 , so senkt sich das Gewicht G_2 (Kraft), welches die Hebung bewirkt, um ein Stück h_2 , dermaßen, daß $G_1 h_1 = G_2 h_2$ ist. Ähnlich ist für zwei beliebige, an der Maschine angreifende Kräfte: Das Produkt aus Last mal Weg in Richtung der Last ist gleich dem Produkt aus Kraft mal Weg in Richtung der Kraft. Die „Goldene Regel“ führte zum Begriff der Arbeit und zum Arbeitsprinzip. *F. Schleicher.*

Goldschmidt-Maschine. Ein Hochfrequenzmaschinensystem, bei welchem innerhalb der Maschine die Frequenz stufenweise erhöht wird, für jede Stufe um die Grundfrequenz. Der Rotor und Stator tragen Einphasenwicklung (Fig. 1). S wird erregt durch die Gleichstrom-Batterie B, dadurch entsteht im Rotor eine Frequenz von z. B. 9000. Der Strom im Rotor von der Frequenz 9000 wirkt auf die über einen Kondensator C geschlossene Spule S als Erreger. Dieses Wechselfeld des Rotors kann zerspalten werden in zwei in

entgegengesetzter Richtung entsprechend der Frequenz f gegen den Rotor rotierende Drehfelder; gegen den Stator rotieren dann diese Drehfelder, da der Rotor selbst entsprechend f rotiert, das eine mit der Frequenz $2f$, das andere mit der Frequenz Null (es bildet die Ankerrückwirkung gegen das

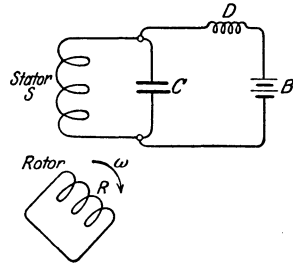


Fig. 1. Einphasenwicklung der Goldschmidt-Maschine.

Gleichstromfeld). Das entsprechend der Frequenz $2f$ rotierende Feld erzeugt im Stator eine Periodenzahl $2f$. Sie wird im Statorkreis durch die Kondensatoren C abgestimmt und ausgesondert. Das Feld der Frequenz $2f$ wirkt auf den Rotor zurück, erzeugt dort die Frequenz $3f$ usw. Die verschiedenen Frequenzen werden durch verschiedene Kondensatoren und Drosselspulen (Resonanz) ausgesondert (Fig. 2). Bei der Großstation Eilvise beträgt die Grundperiode 10000. Die Erhöhung erfolgt in

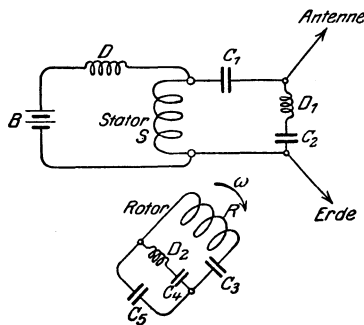


Fig. 2. Aussonderung verschiedener Frequenzen bei der Goldschmidt-Maschine durch Kondensatoren und Drosselspulen.

zwei Stufen, so daß in der Antenne die Periodenzahl 30000 zur Wirkung kommt. Der Wirkungsgrad für die einzelnen Stufen beträgt ca. 60—90%. Die Unterbrechungen des Antennenstromes für das Zeichnen erfolgt hier durch Unterbrechung der Erregung. *A. Meissner.*

Literatur: Rein, Lehrb. S. 230.

Goldschmidtsches Verfahren s. Aluminothermie.

Goldzahl. Die von Zsigmondy eingeführte Goldzahl gibt die Menge eines Kolloids in Milligramm, die eben verhindert, daß 0,6 mg Gold in 10 ccm Goldsol durch 1 ccm 10%iger NaCl-Lösung geflockt wird, d. h. daß seine rote Farbe in Blau umschlägt. Die Zahl ist für verschiedene hydrophile Sole charakteristisch. Im folgenden einige Beispiele:

Albumin	0,1—0,2
Dextrin	6—20
Gelatine	0,005—0,01
Hämoglobin	0,03—0,07

Wie man sieht, sind die Zahlen von recht verschiedener Größenordnung.

Wo Ostwald nimmt statt des Goldsols Kongorubinsol und definiert in ähnlicher Weise die Rubinzahl. *A. Gemant.*

Golfstrom. Seitdem Benjamin Franklin 1770 die Herkunft der Floridaströmung aus dem Golf von Mexiko festgestellt hat, wird der Name Golfstrom auf das ganze Strömungssystem angewendet, das den nordatlantischen Ozean durchquert, die Westküste Europas bespült und weit über das Nordkap hinaus bis nach Spitzbergen gehend, sich schließlich im Nordpolarmeer verliert. Seine verhältnismäßig große Geschwindigkeit (in Einzelfällen bis 180 km pro Tag) ist für die Schifffahrt sehr wichtig. Der ungeheure Wärmeverrat, den er enthält, beeinflusst das Klima Westeuropas, und die Wirkung der ihn überwehenden Westwinde kommt namentlich im Winter zur Geltung, so daß selbst im nördlichsten Norwegen kein Fjord zufriert. Ein Zweig spaltet sich in etwa 40° nördlicher Breite nach Südosten ab, biegt dann nach Süden um und vereinigt sich als Kanarienströmung zwischen Kanarischen und Kapverdischen Inseln mit der nach Westen gehenden Äquatorial-Gegenströmung.

Als Entstehungsursache des Golfstromes gilt der Anstau jener warmen Wassermengen, welche durch die Passatwinde nach Westen und damit infolge der Küstenkonfiguration in das Becken des Karibischen Meeres getrieben werden. *O. Baschin.*

Goniometer s. Radiogoniometer und Peilempfänger.

Goochtiiegel heißt ein in der quantitativen Analyse gebrauchter Tiegel aus glasiertem Porzellan, dessen Boden aus zwei vielfach durchlöcherten Porzellanplatten besteht, zwischen denen sich eine als Filter wirksame Schicht von Asbestfasern befindet. Der Goochtiiegel stellt also ein Filter dar, das auf hohe Temperaturen erhitzt werden kann. Neuerdings wird der Goochtiiegel allmählich durch asbestfreie Filtertiegel verdrängt, so durch die Tiegel mit einer porösen Filterplatte aus Glas (Schott) oder Porzellan oder die Gooch-Neubauertiegel aus Goldplatin mit Filtern aus fein verteiltem Platin. *Günther.* Näheres s. P. Treadwell, Lehrbuch der analytischen Chemie, Leipzig und Wien.

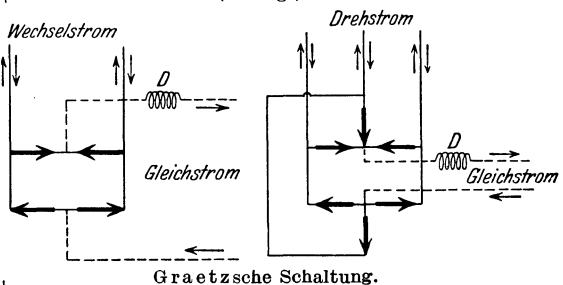
Gradation photographischer Emulsionen siehe Schwärzungskurve.

Gradient s. Vektorenrechnung.

Gradientwind s. Luftdruckgradient.

Gradmessung s. Breitengradmessung, Abplattung.

Graetzsche Schaltung. Von Graetz angegebene Schaltung elektrischer Ventile zum Gleichrichten von Wechselstrom (s. Fig.). Zum Gleichrichten



Graetzsche Schaltung.

von einphasigem Wechselstrom sind vier, zum Gleichrichten von Drehstrom sechs Ventile erforderlich. Der Vorteil der Schaltung ist ihre Einfachheit und das Fehlen von Hilfsapparaten, ihr

Nachteil die große Anzahl der Ventile und die großen Verluste, da der Strom stets zwei Ventile hintereinander durchfließt, die Ventilverluste also doppelt auftreten. *Güntherschulze.*

Gramm s. Masseneinheiten.

Grammatom. Diejenige Gewichtsmenge eines Elements in Gramm, die das Atomgewicht zur Maßzahl hat. *Schwab.*

Grammescher Ring. Eine von dem Mechaniker Gramme angegebene Ankerwicklung für kommutierende Gleichstrommaschinen (s. d.). Sie besteht im wesentlichen aus einer auf ein Toroid aufgebrachten, in sich geschlossenen Wicklung; im einfachsten Falle kann man den Wicklungsdraht längs eines auf dem Toroid liegenden Kreises abisolieren und die derart freigelegten Wicklungsteile selbst als Kommutator (s. d.) benutzen. Meistens zieht man es indes vor, die Kommutatorlamellen von der eigentlichen Wicklung mechanisch zu trennen, indem man den Kommutator auf die Welle der Maschine aufsetzt und jede Lamelle mit der entsprechenden Windung des Grammeschen Rings verbindet. Man hat es hierbei in der Hand, durch Zusammenfassung mehrerer Windungen zu einer Spule (s. d.) die Windungszahl des Grammeschen Ringes unabhängig von der Zahl der Kollektorlamellen zu wählen.

Die Ringwicklung ist durch die fabrikatorisch leichter herzustellende Trommelwicklung verdrängt worden; nur in Sonderfällen werden heute noch Ringwicklungen hergestellt. *F. Ollendorff.*

Näheres s. L. Graetz, Handb. d. Elektrizität u. d. Magnetismus.

Grammophon s. Phonograph.

Granaten s. Sprenggeschosse.

Granulation der Sonne. Als Granulation der Sonnenphotosphäre bezeichnet man die feine körnige Struktur der Photosphäre. Mit dem bloßen Auge ist sie nicht wahrnehmbar, im Fernrohr jedoch zu beobachten und photographisch sicher zu fixieren. Die feinen Körnchen, in die die Sonnenscheibe so zerfällt, sind dauernd starken Veränderungen unterworfen; ihre Helligkeit ist sehr verschieden, ihre Größe schwankt zwischen Bruchteilen einer Bogensekunde und mehreren Bogensekunden. Die lineare Ausdehnung dieser Gebilde beträgt also viele Hunderte von Kilometern. Die ganze Erscheinung ist eine Folge der turbulenten Strömungsvorgänge, die sich auf der Sonnenoberfläche abspielen. *E. Freundlich.*

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Graphitwiderstände verwendet man in der Technik vielfach als Ballastwiderstände oder, wenn es sich darum handelt, induktivitäts- und kapazitätsarme Widerstände zu benutzen, in der Hauptsache jedoch dort, wo auf kleinem Raum sehr hohe Widerstände benötigt werden. Das einfachste Verfahren, hochohmige Graphitwiderstände zu bauen, besteht darin, einen Bleistiftstrich auf mattierte Glasstreifen oder Glasrohre zu ziehen. Um guten Kontakt für die Anschlüsse zu bekommen, verbreitert man den Bleistiftstrich nach den Enden zu und verkupfert diese. Den Einfluß der Luftfeuchtigkeit schaltet man zweckmäßig durch Paraffinieren oder durch Überziehen mit einer Schellacklösung aus, am sichersten jedoch durch Einschließen in ein evakuiertes Glasgefäß. Zur besseren Wärmeableitung wird das Glasrohr vielfach mit verdünntem Wasserstoff gefüllt. Derartige Widerstände, die besonders in der Fernmeldetechnik

benutzt werden, besitzen einen Temperaturkoeffizienten von nur wenigen Zehntel Promille pro Grad.

E. Alberti.

Näheres s. E. v. Angerer, Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen.

Grauer Körper oder Strahler heißt ein Temperaturstrahler, dessen Emissions- bzw. Absorptionsvermögen für alle Wellenlängen und alle Temperaturen denselben Wert hat. Für graue Strahler gelten also die Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers, wenn das Absorptionsvermögen a berücksichtigt ist. Metalle sind im allgemeinen in gewissen Wellenlängenbereichen grau, haben aber auch selektive Absorptions- bzw. Emissionsbereiche, was z. B. bei der optischen Temperaturbestimmung von Glühlampenfäden zu berücksichtigen ist. Glühende Kohle ist mit großer Annäherung für alle Temperaturen grau. Vgl. Reflexions-, Durchlässigkeitsvermögen, Absorptionsvermögen; Strahlung des diffus reflektierenden grauen Körpers s. Energetisch-Photometrische Beziehungen.

Gerlach.

Graupeln. Runde, undurchsichtige, schneeballartige, wenige Millimeter große, durch eisiges Bindemittel zusammengebackene Aggregate von Eiskristallen. Sie fallen bei windigem, böigem Wetter in Deutschland hauptsächlich im Frühjahr. Eine rasche Temperaturabnahme mit der Höhe begünstigt ihre Entstehung (s. Niederschlag). *O. Baschin.*

Gravitationelle Stabilität und Instabilität. Wird ein kleiner elastischer Körper deformiert, so suchen ihn die elastischen Kräfte wieder in seine frühere Gestalt zurückzubringen. Bei einem Körper von der Größe der Erde ist aber mit einer elastischen Deformation auch eine bedeutende Verschiebung der Massen verbunden, wodurch sich Anziehungskräfte entwickeln, die der Rückkehr der Massen in ihre Ausgangslage entgegenwirken. Sind die elastischen Kräfte die stärkeren, so kehren die Massen in die Ausgangslage zurück; man spricht von gravitationeller Stabilität. Sind aber die Anziehungskräfte die stärkeren, so kehren die Teile nicht mehr in die Ausgangslage zurück; man spricht von gravitationeller Instabilität. Untersuchungen über diese Verhältnisse bei der Erde hat Love angestellt, um die Verteilung von Land und Wasser zu erklären. Der Erfolg war negativ wegen Widersprüchen mit den Forderungen der Isostasie (s. d.). *A. Prey.*

Näheres s. A. E. H. Love, Some problems of geodynamics. Cambridge, university press. 1911.

Gravitationskonstante nennt man die Konstante K in dem Newtonschen Gravitationsgesetz $f = K \cdot mm/r^2$. Es ist

$$K = 6,68 \cdot 10^{-8} \text{ (cm}^3\text{g}^{-1}\text{sec}^{-2}\text{)}.$$

Die Gravitationskonstante ist ermittelt worden: 1. mit der Coulombschen Drehwaage (zuerst Cavendish 1798) und zwar aus der Ablenkung, die der Waagebalken erfährt, infolge der Anziehung, die zwei an seinen Enden befestigte kleine Massenkugeln durch ihnen nahe gebrachte sehr große Massen erfahren. 2. mit der Waage, indem man ermittelt (Jolly), wie sich das Gewicht einer an der Waage hängenden kleinen Masse ändert, wenn man ihr von unten her eine große Masse nähert, oder indem man ermittelt (Richard und Krigar-Menzel), wie sich das Gewicht ändert, wenn man die an der Waage hängende kleine Masse das eine Mal über, das andere Mal unter jene große Masse bringt. *Berliner.*

Gravitationstheorie s. Einsteinsches Äquivalenzprinzip und Relativitätsprinzip nach Einstein.

Greenscher Satz. Der Greensche Satz vermittelt die Beziehung zwischen Raum- und Flächenintegralen. Er stellt ein in der Theorie der Elektrizität

und des Magnetismus wichtiges mathematisches Hilfsmittel dar.

R. Jaeger.

Grenzdruck s. Explosionsgrenze.

Grenzfläche zweier Dielektrika. Betrachtet man einen an seiner Oberfläche mit der Flächendichte σ geladenen Leiter in Luft, so springt die Feldstärke bei dem Übergang vom Leiter zur Luft um $4\pi\sigma$, bei dem umgekehrten Weg also um $-4\pi\sigma$. Wenn \mathcal{E}_1 die Feldstärke in Luft, \mathcal{E}_2 die Feldstärke des Dielektrikums und ϵ_2 seine Dielektrizitätskonstante sind, so ist $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1/\epsilon_2$, und man kann den Betrag, um den die Feldstärke beim Übergang von Luft ins Dielektrikum springt, auch ausdrücken durch $\mathcal{E}_1 \left(\frac{\epsilon_2 - 1}{\epsilon_2} \right)$. Mit anderen Worten, die den Kraftlinien senkrecht entgegengesetzte Oberfläche eines Dielektrikums verhält sich scheinbar wie ein geladener Leiter. Durch Gleichsetzung der beiden oben angegebenen Ausdrücke findet man die Flächendichte der scheinbaren Ladung zu

$$\sigma = \frac{\mathcal{E}_1}{4\pi} \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}.$$

Hat man nicht Luft, sondern ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_1 , so ist allgemeiner zu setzen: $\sigma = \frac{\mathcal{E}_1}{4\pi} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}$.

R. Jaeger.

Grenzflächen, meteorologische s. Gleitflächen.

Grenzfrequenz einer Pupinleitung s. Pupinleitung.

Grenzgeschwindigkeit s. Kritische Geschwindigkeiten.

Grenzladung s. Schlagwetter.

Grenzschicht. Die in den wichtigsten Flüssigkeiten (z. B. Wasser und Luft) auftretenden Reibungskräfte sind im allgemeinen sehr klein, so daß sie gegen die hydrostatischen Druckkräfte und die Trägheitskräfte zurücktreten. Dennoch kann man die Flüssigkeiten nicht näherungsweise als reibungslos behandeln, sobald feste Körper, wie Wände oder Hindernisse eine Rolle spielen. Denn an den festen Körpern haftet die zähe Flüssigkeit, während die reibungslose dort gleitet. Mathematisch gesprochen: Die Bewegung reibungsloser Flüssigkeiten wird durch drei Differentialgleichungen erster Ordnung (s. Eulersche Gleichungen) dargestellt; die Reibungskräfte werden (s. Navier-Stokes'sche Gleichung) durch Glieder zweiter Ordnung dargestellt, die der Zähigkeitskonstanten proportional und fast immer recht klein gegen die anderen Glieder sind. Aber die höhere Ordnung dieser Glieder erfordert weitere Grenzbedingungen, die eben durch das Haften der Flüssigkeit am festen Körper gegeben sind; infolgedessen muß die Geschwindigkeitsverteilung in der Koordinate senkrecht zum festen Körper eine ganz andere sein wie in der reibungslosen Flüssigkeit; aber diese Abweichung wird sich auf die Nähe des festen Körpers beschränken. Auf diesem Sachverhalt beruht die Prandtl'sche Grenzschichtentheorie, die in der modernen Hydrodynamik eine ausschlaggebende Rolle spielt. Danach verhält sich eine Flüssigkeit von kleiner Zähigkeit überall näherungsweise wie eine reibungslose (ideale), nur nicht in der unmittelbaren Nähe fester Körper. In einer idealen Flüssigkeit gilt aber der Helmholtz'sche Wirbelsatz, wonach einerseits Wirbel nicht unter Einfluß von hydrostatischem Druck und Potentialkräften entstehen können, andererseits aber Teilchen, die einmal einen Wirbel tragen, diesen nicht wieder verlieren. Nun teilt die Theorie den ganzen Flüssigkeitsraum in drei Teile:

1. Den Außenraum, dessen Flüssigkeit von festen Körpern unbeeinflusst bleibt, und zu dem vor allem die ganze Anströmung zu rechnen ist; hier tritt eine wirbellose Strömung (Potentialströmung) ein.

2. Die „Grenzschicht“, eine Schicht von kleiner Dicke in der unmittelbaren Umgebung des festen Körpers, in welcher die Reibung groß genug ist, um die Flüssigkeit zum Haften zu zwingen; hier sind die Zähigkeitskräfte von gleicher Ordnung wie die anderen Kräfte und die ganze Schicht ist von Wirbeln durchsetzt.

3. Den durchwirbelten Raum, in welchen die einmal in der Grenzschicht gewesenen Teilchen hineingeführt werden und wohin sie ihre Wirbel mitnehmen; hier tritt eine reibungslose, aber nicht wirbellose Strömung ein.

Durch diese Überlegung kann das schwierige Problem der Strömung einer zähen Flüssigkeit auf das der Strömung einer idealen Flüssigkeit zurückgeführt werden, wenn man nur in der kleinen Grenzschicht die Reibungskräfte berücksichtigt. Dort aber kann man die Navier-Stokes'sche Gleichungen in anderer Weise vereinfachen. Es seien x die (nicht notwendig geradlinige) Koordinate längs der festen Berandung, y die dazu senkrechte Koordinate, u und v die betr. Geschwindigkeitskomponenten, p der Druck; eine Überlegung der Größenordnungen zeigt, daß die Annahme einer kleinen Grenzschichtdicke δ zu folgenden Vereinfachungen führt:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial u^2}{\partial x^2} \ll \frac{\partial u^2}{\partial y^2}.$$

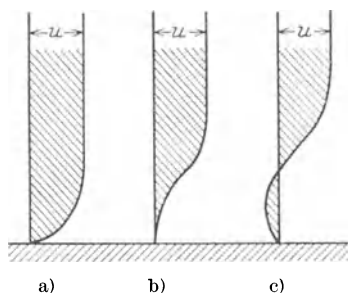
Außerhalb einer Schicht $\delta \sim \sqrt{\nu}$ (ν kinem. Zähigkeit) wird die Reibung bedeutungslos; innerhalb dieser Schicht erscheint p nicht mehr als Unbekannte, sondern $\frac{\partial p}{\partial x}$ als eine von der äußeren,

reibungslosen Strömung her aufgeprägte, bekannte Kraft; denn der Druck als von y unabhängig ist in der Grenzschicht derselbe wie in der äußeren Strömung. Dadurch wird die Differentialgleichung einfach genug, um graphisch oder numerisch gelöst zu werden. Kármán hat die Rechnung noch bedeutend vereinfacht, indem er für die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von y willkürliche Funktionen mit unbestimmten Koeffizienten, die den Grenzbedingungen angepaßt sind, einsetzt und durch Integration nach y eine gewöhnliche nur von x abhängige Differentialgleichung erhält, welche den Impulssatz ausspricht. Mit Hilfe dieser Theorie sind die Strömungen längs einer Platte, an einer rotierenden Scheibe, in konvergenten und divergenten Rohren, sowie die Anströmung an feste Körper behandelt worden. Die Messungen der Geschwindigkeitsverteilung und der Schubspannung erwiesen sich in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

Die Grenzschichttheorie gibt auch Verständnis für die Ablösung von Wirbeln hinter festen

Körpern. Der Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial x}$, welcher von der Außenströmung aufgeprägt wird, ist unter Umständen positiv, d. h. die Flüssigkeit muß gegen steigenden Druck strömen; dies ist der Fall bei jeder sich erweiternden Strömung, also z. B. auch an der Rückseite von umströmten Körpern. Wo die Reibung keine Rolle spielt, ist eine Strömung gegen steigenden Druck auf Kosten der kinetischen

Energie möglich (s. Bernoullisches Theorem). In der Grenzschicht jedoch ist die kinetische Energie durch die Reibung aufgezehrt, die Druckkraft zwingt infolgedessen die Flüssigkeit in der Grenzschicht zur Umkehr. In der Grenzschicht sieht das Geschwindigkeitsprofil bei negativem $\frac{dp}{dx}$ aus wie bei a) in der Figur. Wächst aber der Druck mit wachsendem x , so gibt c) das Bild wieder; an der Wand



a) b) c)
Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht.

strömt die Flüssigkeit der Richtung im Außenraum entgegen. Die von vorne kommende Flüssigkeit wird von der Stelle b) an mit allen an ihr haftenden Wirbeln in den äußeren Flüssigkeitsraum hinausgeführt. Die Ablösungsstelle, welche der Stelle $\frac{dp}{dx} = 0$ naheliegt, läßt sich berechnen; die Messungen bestätigen auch in diesem Fall die Rechnung gut.

Auch in Grenzschichten entstehen turbulente Bewegungen (s. d.), wenn eine gewisse kritische Reynoldssche Zahl (s. d.) überschritten ist. Dann läßt sich die Bewegung in der Grenzschicht nicht mehr berechnen, da ja die Art des Gleichgewichts in turbulenten nicht stationären Strömungen noch unbekannt ist. Die empirischen Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeitsverteilung ($u \sim y^{1/2}$) und die damit zusammenhängende Schubspannung (s. turb. Bew.) lassen sich übertragen und haben zur systematischen Behandlung mancher Probleme (Platten, rotierende Scheiben) auch in diesem Fall geführt. Das Gesetz $u \sim y^{1/2}$ läßt sich aber nicht bis zur Wand selbst fortsetzen, da sonst die Schubspannung, welche proportional $\frac{du}{dy}$ ist, für $y = 0$ unendlich werden müßte; es muß also auch bei turbulenter Grenzschicht eine kleine laminare Randschicht angenommen werden, in welcher näherungsweise u proportional y verläuft.

Die turbulente Grenzschicht hat keinen Ablösungspunkt oder dieser liegt wenigstens weit hinter dem der laminaren Grenzschicht; daher der kleine Widerstand von Körpern mit turbulenter Grenzschicht (s. krit. Reyn. Zahl). Hinter Körpern mit laminarer Grenzschicht treten Kármánsche Wirbelstraßen (s. d.) auf, bei turbulenter Grenzschicht beobachtet man einen Wirbelraum ohne bestimmte Anordnung, der aber kleiner ist als bei den Wirbelstraßen.

Die Ablösung der Wirbel kann nach Prandtl vermieden werden, wenn man die Grenzschicht absaugt.

L. Hopf.

Näheres s. L. Hopf, Zähre Flüssigkeiten im Handbuch der Physik.

Grenzvolumen oder Limitvolumen heißt das theoretisch kleinste Volumen, das die Masseneinheit

einer Substanz unter der Bedingung unendlich hohen Druckes oder bei der absoluten Temperatur 0 annimmt. Setzt man mit van der Waals kugelförmige Moleküle voraus, so erfüllen diese bei dichtester Lagerung das $3\frac{\sqrt{2}}{\pi} = 1,35$ fache des von den eigentlichen Molekülen eingenommenen Raumes. Da letzteres Volumen nach van der Waals gleich dem vierten Teil des Kovolumens (s. d.) b ist, so ist das Limitvolumen auch darstellbar als $0,338 b = 0,11 v_k$, d. h. etwa gleich dem neunten Teil des kritischen Volumens (s. kritischer Zustand).

Durch Beobachtung der Dichte bei hohen Drucken und Extrapolation auf unendlich hohen Druck ist man zu dem von der van der Waalsschen Gleichung abweichenden Ergebnis gekommen, daß die Grenzdichte eines Stoffes das 3,8- bis 4fache der kritischen Dichte beträgt und das Grenzvolumen also etwa den vierten Teil des kritischen ausmacht.

Im übrigen sind die Beobachtungen bei sehr hohen Drucken noch nicht genügend abgeschlossen, um bereits endgültige Werte für das Grenzvolumen angeben zu können. Nach den durch die Astrophysik ermittelten Sterndichten von der Größenordnung 40000 muß angenommen werden, daß jenseits der bisher auf künstlichem Wege erreichten Druckgrenzen noch unbekannte Veränderungen mit der Materie vorgehen.

Henning.

Grenzwinkel der Totalreflexion s. Reflexion des Lichtes.

Größenklassen der Sterne s. Helligkeit.

Große Zahlen, Gesetz. Wenn irgendwelche Ereignisse in großer Zahl stattfinden, so stellt sich eine eigentümliche Regelmäßigkeit ein, obgleich die einzelnen Ereignisse voneinander ganz unabhängig sind. Die Regelmäßigkeit ist um so besser ausgeprägt, je größer die Zahl der Ereignisse ist. Dieses Gesetz bildet die Grundlage aller Statistik (s. d.). Es läßt sich nicht durch Kausalität erklären; im Gegenteil müssen die einzelnen Ereignisse voneinander unabhängig sein, wenn die Regelmäßigkeit normalen Charakter annehmen soll. Über die Frage, ob die Geltung dieses Gesetzes nur durch die Erfahrung gewährleistet ist, oder ob ein notwendiges (apriorisches) Gesetz der Naturerkenntnis vorliegt, bestehen Meinungsverschiedenheiten (s. Wahrscheinlichkeit).

Reichenbach.

Großgasmachine s. Verbrennungskraftmaschinen.

Grotthus-Drapersches Gesetz. Dieses Gesetz beherrscht alle physikalischen und chemischen Veränderungen, die das Licht an der Materie hervorruft und sagt aus: Nur derjenige Bruchteil einfallender Strahlung vermag eine Substanz zu verändern, der von dem betreffenden Stoff absorbiert wird; reflektierte oder durchgelassene Energie hinterläßt keinerlei Wirkung. Man erkennt in diesem Satz, der zuerst von Grotthus 1818 aufgestellt wurde, aber unbeachtet blieb, sodann nochmals (unabhängig) von Draper 1839 ausgesprochen wurde, eine besondere Ausdrucksform des Energieprinzips.

J. Eggert.

Näheres s. Oswalds Klassiker Nr. 152.

Grovesches Element. Nach Grove benennt man die als Gasketten bekannten galvanischen Elemente (s. d.) insbesondere aber die Kombination Zink in verdünnter Schwefelsäure, Platin in konzentrierter Salpetersäure. Die Wirkungsweise dieses Elements unterscheidet sich durch nichts von der des Bunsen-

elements (s. d.), bei welchem lediglich das Platin durch Retortenkohle ersetzt ist. Siehe auch Voltaelement und Galvanismus. *H. Cassel.*

Grubentheodolit s. Kompaß.

Grundeis (Siggeis). Eine Eisart, die in klaren, sehr unregelmäßig geformten, häufig stark mit Löchern durchsetzten Stücken in Flüssen und Seen vorkommt. Es entsteht in ruhigem Wasser an Vorsprüngen des Bodens, und seine Bildung wird durch klares Wetter und eisfreie Wasserfläche begünstigt, was darauf schließen läßt, daß es in erster Linie durch die Ausstrahlung, namentlich während der Nacht, erzeugt wird. Durch den mit der Masse wachsenden Auftrieb wird das Grundeis schließlich vom Boden losgelöst und gesellt sich dem Oberflächeneis zu, von dem es jedoch durch die Form der Stücke, sowie durch seinen Gehalt an Bodenbestandteilen (Sand, Kies, Gerölle, Pflanzenteile usw.) leicht zu unterscheiden ist.

O. Baschin.

Grundfarben. Unter den Grundfarben versteht man nach der psychologischen Farbenanalyse diejenigen Empfindungen im Bereich des Gesichtssinnes, die schlechthin nur eine Empfindungsqualität in sich schließen und nicht irgendwie an Empfindungen anderer Qualität erinnern. Während man z. B. in der Empfindung Grau sowohl eine Weiß- als eine Schwarzkomponente und in der Empfindung Blau-Grün eine Blau- und eine Grünkomponente erkennt, sind die Empfindungen Schwarz, Weiß, Rot, Grün, Gelb, Blau unter der Voraussetzung idealer Sättigung dadurch ausgezeichnet, daß sie Qualitäten eigener Art darstellen, die im Farbenton schlechterdings nichts untereinander gemein haben. Sie werden allen anderen Farben (als den Mischfarben) daher als die Grundfarben gegenübergestellt.

Da die homogenen Lichter des Spektrums nach Herings Auffassung neben ihrem bunten Reizwert stets auch eine sog. weiße Valenz besitzen, so erscheinen die den Grundfarben entsprechenden Farbtöne, wenn man sie sich nach der an sich vollkommensten Methode der Netzhautreizung mit homogenen Lichtern erzeugt, immer bis zu einem gewissen Grade mit einer tonfreien Farbe „verhüllt“. Abstrahiert man von dieser Weißlichkeit, so erhält man jene Qualitäten in absoluter Reinheit, wie sie Hering als Urfarben (Urrot, Urgelb, Ugrün und Urbrau) vorschwebten (s. Helligkeitsverteilung im Spektrum, Farbmischung, Farbentheorie). Ausdrücklich sei noch erwähnt, daß auch das äußerste spektrale „Rot“ seinem Tone nach nicht dem Urrot im Sinne Herings entspricht, da auch das Licht größter sichtbarer Wellenlänge neben einer roten einen nicht zu vernachlässigenden Betrag gelber Valenz besitzt. *Dittler.*

Näheres s. Hering, Sechs Mitteilungen zur Lehre vom Lichtsinn. Wien 1872—74.

Grundgleichungen der Flüssigkeitsbewegung s. Eulersche Gleichungen, Lagrangesche Gleichungen, Navier-Stokessche Gleichung.

Grundlinie (Basis) s. Triangulierung.

Grundstoff s. Element, chemisches.

Grundsystem (statisch bestimmtes) s. Statisch bestimmte und statisch unbestimmte Tragwerke.

Grundton s. Klang.

Grundwasser. Das Bodenwasser kommt unterirdisch in den kapillaren Poren der Gesteine als sog. Bergfeuchtigkeit und in tropfbarflüssiger Form als das eigentliche Grundwasser vor. Es entsteht

durch Einsickern des Regen- und Oberflächenwassers, doch kommt daneben wahrscheinlich auch in geringem Maße die Kondensation von Wasserdampfgehalt der Bodenluft in Betracht. Das wechselnde Überwiegen von Niederschlag und Verdunstung hat erhebliche Schwankungen in der Höhe des Grundwasserspiegels zur Folge. Seine subterrane Ausbreitung ist abhängig von der Wasserdurchlässigkeit der Bodenarten und Gesteine, sowie von deren Lagerungsverhältnissen. Wechseln durchlässige mit undurchlässigen Schichten ab, so können mehrere Grundwasserhorizonte in verschiedenen Tiefen entstehen. In stark zerklüftetem Gestein kommt es zur Erfüllung größerer Hohlräume mit Wasser, das man in solchen Fällen als Klüftwasser, im Karst (s. d.) als Karstwasser bezeichnet.

Im allgemeinen folgt der Grundwasserspiegel in großen Zügen dem Relief der Erdoberfläche in abgeschwächtem Maße in einem tieferen Niveau. In Brunnen tritt er offen zutage.

Die Aufnahmefähigkeit des Bodens für Grundwasser schwankt zwischen < 1% (Granit) bis zu 92% (Infusorienerde). Sand vermag 36 bis 42% Wasser aufzunehmen. Neben der Aufnahmefähigkeit kommt jedoch auch die Leitungsfähigkeit in Betracht. Plastischer Ton, Torf und Braunkohle z. B. können bis zu 50% Wasser aufnehmen, doch wird es von ihnen festgehalten, während Schreibkreide und Löß ein sehr großes Fortleitungsvermögen besitzen. Daher ist die Strömungsgeschwindigkeit des Grundwassers, die daneben noch wesentlich von seinem Gefälle und mehreren anderen Faktoren abhängig ist, sehr verschieden. Auch die Mächtigkeit der Grundwasserschicht schwankt von einigen Zentimetern bis zu vielen Metern. Den gesamten Grundwasservorrat der Erde hat man auf etwa 250 000 cbkm geschätzt.

O. Baschin.

Näheres s. K. Keilhack, Lehrbuch der Grundwasser- und Quellenkunde. 1912.

Grundwasserbewegung. Bei der stationären und nichtstationären Bewegung von Wasser im Erdreich interessiert außer dem ungestörten Durchfluß durch Boden vor allem die Umströmung von Hindernissen (z. B. einer Spundwand oder einer tiefen Bauwerkgründung), die durch einen natürlichen offenen Wasserlauf oder einen künstlichen Abfanggraben gestörte Grundwasserbewegung und die Zuströmung zu Bohrlöchern und Brunnen zum Zwecke der Trockenlegung von Baugruben oder der Wasserversorgung. Über letzteres s. Brunnen, über ersteres s. Darcysches Gesetz, sowie Lehrbücher der Hydraulik (insbes. Forchheimer), ferner Hopf und Trefftz, Z. f. a. M. u. M. 1921. Über den Charakter der Bewegungsgleichungen s. Darcysches Gesetz. *Eisner.*

Grunert, Satz von: Sind A, B, C die Winkel eines sphärischen Dreiecks, ε der sphärische Exzeß, so daß $A + B + C = 180^\circ + \varepsilon$ ist, sind ferner a, b, c die Seitenlängen des zugehörigen Sehendreiecks, so ist mit sehr großer Annäherung

$$a : b : c = \sin \left(A - \frac{\varepsilon}{4} \right) : \sin \left(B - \frac{\varepsilon}{4} \right) : \sin \left(C - \frac{\varepsilon}{4} \right).$$

Der Satz findet Anwendung bei der Berechnung der Triangulierungen. *A. Prey.*

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 107.

Gruppengeschwindigkeit. Ist eine in der x-Richtung fortschreitende Welle durch den Aus-

druck $\frac{\cos}{\sin} (a x - \beta t)$ gegeben, so bedeutet $c = \frac{\beta}{a}$ die Phasengeschwindigkeit. Diese ist aber nicht identisch mit der Fortschreitgeschwindigkeit der Energie, welche man als Gruppengeschwindigkeit (V) bezeichnet. Man erhält den Wert von V , wenn man die durch eine Fläche (in der Flüssigkeit) in der Zeiteinheit hindurchtretende Energie mit der auf die Fläche in der Zeiteinheit auffallenden Energie vergleicht (Reynolds). Es ist $V = \frac{d\beta}{d\alpha}$. Die

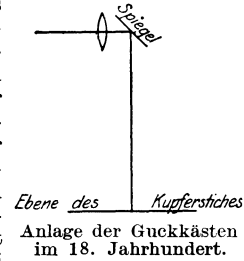
Gruppengeschwindigkeit ist also gleich der Phasengeschwindigkeit nur, wenn β proportional α ist, d. h. wenn keine Dispersion auftritt, wie z. B. bei Schallwellen und Wellen auf seichtem Wasser (s. Oberflächenwellen). Bei Dispersion kann V größer oder kleiner als c sein; bei den Wellen auf Flüssigkeitsoberflächen ist $V > c$ bei Kapillarwellen, $V < c$ bei Schwerewellen. Im ersteren Falle eilt die Energie der Phase voraus, im letzteren bleibt sie hinter der Phase zurück; daher liegen die Kapillarwellen vor, die Schwerewellen hinter dem Wellen erzeugenden Schiff. Der Name „Gruppengeschwindigkeit“ kommt daher, daß man die geschilderten Verhältnisse am besten an einer Wellengruppe, d. i. an Wellen von einem schmalen Frequenzbereich $d\alpha$ überblickt; wenn man z. B. zwei Wellenzüge, deren Frequenzen sich um $d\alpha$ (und um das durch das Dispersionsgesetz dazu gehörige $d\beta$) unterscheiden, überlagert, so resultiert eine Wellenbewegung, die sich mit der Gruppengeschwindigkeit fortpflanzt. Die Gr. spielt in der modernen Wellenmechanik (s. d.) eine große Rolle.

L. Hopf.

Gruppierungsachsen eines Trefferbildes s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Guckkasten (Verant). Perspektivische Darstellungen, die der Künstler unmittelbar, wie Gemälde und Zeichnungen, dem Beschauer darbietet, lassen sich ohne Hilfsmittel betrachten, wenn nur der — gegebenenfalls bebrillte — Beschauer seinen Betrachtungsabstand übereinstimmend mit dem Arbeitsabstande des Künstlers wählt. Diese einfachen Verhältnisse änderten sich merkbar, als seit der ersten Hälfte des 18. Jahrhunderts weiteren Kreisen Kupferstiche in verkleinertem Maßstabe zugänglich wurden; diese erforderten hinsichtlich der Richtigkeit des Eindrucks die Einhaltung eines entsprechend verkleinerten Betrachtungsabstandes, was wohl Kurzsichtigen gelang, alterssichtig gewordenen Betrachtern aber unmöglich war. Da man nun in älterer Zeit den ziemlich kostspieligen Kupferstichen mit einem heute verschwundenen Verständnis gegenübertrat, so lag die Aufgabe vor, auch alterssichtig gewordenen normalen Augen die Einhaltung des richtigen Abstandes zu ermöglichen. Man leistete das zunächst durch Spiegelkästen, um die Mitte des 18. Jahrhunderts durch Linsenvorrichtungen (*Guckkästen*), wobei durch eine Sammellinse einigermaßen kurzer Brennweite — genauer hätte sie dem Abstände des perspektivischen Zentrums von der Ebene des Kupferstiches gleichkommen müssen — das Blatt unter richtigeren Blickwinkeln virtuell (s. Fig.) in einer Entfernung entworfen wurde, auf die der Alterssichtige akkommodieren konnte. Von sehr schönen Guckkästen (*optique, shew-box*) hat man namentlich vom Hofe Ludwigs XV. Nachricht, und gegen den Ausgang des 18. Jahrhunderts war der Guckkasten, wie man aus den Werken unserer Klassiker und gleichzeitigen

Schriften nachweisen kann, zu einem in Bürgerhäusern sehr weit verbreiteten Unterhaltungsmittel geworden. — Störend wirkte der kleine Bildwinkel, den die nicht besonders leistungsfähigen Schaugläser dem Betrachter nur zur Verfügung stellten, und es scheint, als ob die Freude am Guckkasten bereits im ersten Drittel des 19. Jahrhunderts nachgelassen habe. Die Verhältnisse änderten sich zum schlechteren, als mit der Entwicklung der Lichtbildverfahren jedenfalls in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts große Massen von Landschafts- und Städtebildern billig auf den Markt kamen. Daß es auch bei diesen Perspektiven auf die Einhaltung eines bestimmten Abstandes (gleich der Brennweite der Aufnahme linse) ankäme, war der Menge der Käufer völlig verborgen, die zum Verständnis der Lichtbilder ja auch in keiner Weise angeleitet wurden. Diese durchaus unrichtige Betrachtung der Mehrzahl der Lichtbilder mit bloßem Auge wurde um so unbefriedigender, je kürzer die Aufnahmebrennweiten wurden, eine Entwicklung, die sich immer mehr durchsetzte. Die nunmehr nötigen Betrachtungslinsen hätten 10—15 cm, ja bei den kleinen Taschenkammern 7—10 cm Brennweite haben müssen. A. Gullstrand schlug 1901 vor, Betrachtungslinsen so kurzer Brennweite für die Unterstützung des blickenden Auges (s. Brille u. Augendrehung) zu berechnen und sie zur Ausrüstung eines neuen Guckkastens für Lichtbilder zu verwenden, bei dem der Spiegel unnötig war. Solche Einrichtungen sind 1903 als Veranten auf den Markt gebracht worden.



v. Rohr.

Näheres s. M. v. Rohr, Ztschr. f. Instrumentenkunde, 1905, 25, 293—305; 329—339; 361—371, sowie von demselben Verfasser Centr. Ztg. f. Opt. u. Mech. 1925, 46, 233/5; 255/7; 272/3; 286/8; 303/4, 10†.

Gütegrad einer Schraube ist definiert durch $\frac{\eta}{\eta_i}$, wobei η den effektiven Wirkungsgrad (Nutzleistung zu aufgewandter Leistung), η_i den idealen Wirkungsgrad (s. d.) bedeuten. Er ist also das Verhältnis

$$\frac{\text{Nutzleistung}}{\text{Motorleistung} - \text{„notwendige“ Energievermehrung der durchströmenden Luft}}$$

wenn man mit „notwendiger Energievermehrung“ die durch den Impulssatz bedingte Erhöhung der kinetischen Energie der durchströmenden Luft bezeichnet (s. auch „idealer Wirkungsgrad“ und „Strahltheorie der Schraube“).

L. Hopf.

Gitarre s. Saiteninstrumente.

Guldbergsche Regel. Sie besagt, daß die normalen Siedepunkte der Stoffe ihrer kritischen Temperatur proportional sind. Hiernach müssen also im Sinne des Gesetzes der korrespondierenden Zustände die normalen Siedepunkte korrespondierende Punkte sein. In der Tat zeigt sich vielfach, daß die absolute Siedetemperatur nahezu $\frac{2}{3}$ der absoluten kritischen Temperatur beträgt.

Henning.

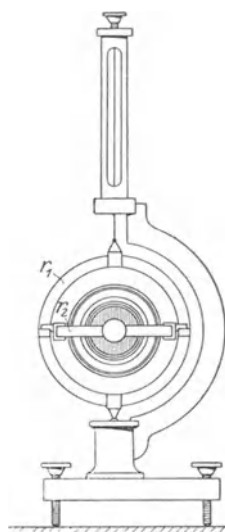
Gullstrandsche Darstellung des Lichtstrahlenbündels, Lehre von der Linienabbildung s. Optische Abbildung.

Guyesche Hypothese. Die numerische Relation zwischen Drehung der Polarisationssebene durch natürlich-aktive Körper und atomistischem Bau der Moleküle aufzudecken, hat Guye mit seiner Hypothese vom Asymmetrieprodukt versucht. Nach dieser hängt der Drehwert eines aktiven Atomkomplexes ab von den relativen Massen der vier an das asymmetrische Kohlenstoffatom gebundenen Gruppen, sowie von ihrer gegenseitigen Orientierung. Hierfür leitete Guye in speziellen Fällen mathematische Ausdrücke ab und prüfte diese durch eingehende Untersuchungen geeigneter aktiver Substanzen. Seine Voraussagen wurden auch bei der Prüfung anfangs gut bestätigt, aber zahlreiche weitere Untersuchungen führten doch zur Kenntnis mancher Tatsachen, die sich mit den Forderungen der Hypothese nicht in Einklang bringen ließen. Dies dürfte daher rühren, daß das Asymmetrieprodukt auch merklich beeinflußt wird von der Natur der Elemente in den vier Gruppen, von ihrer Konfiguration und schließlich noch von den Wirkungen, welche die Gruppen aufeinander ausüben.

Schönrock.

Gyralmoment s. Kreisel.

Gyroskop nennt man nach Foucault einen kräftefreien Kreisel (s. d.), welcher zum Nachweis der Erddrehung dienen soll. Foucault verwendete dazu 1852 einen astatisch an einem torsionsfreien Faden in zwei Kardanringen aufgehängten Schwungkörper (der waagerechte innere Ring r_2 war in waagerechten Schneiden am lotrechten äußeren Ring r_1 gelagert). Wird dem Schwungring ein nicht zu schwacher Drehimpuls (s. Impuls) um seine Achse erteilt, so besitzt diese eine gewisse, zeitlich allerdings



Foucaultsches Gyroskop.

begrenzte Richtungssteifigkeit gegenüber den unvermeidlichen Störungen der Umwelt (Reibung usw.), ist also befähigt, durch ihre scheinbare Drehung gegenüber der Erde deren wirkliche Drehung gegen den Raum, in welchem unsere Mechanik gilt, anzuzeigen. Sie darf dabei natürlich nicht in die Richtung der Erddachse eingestellt sein, sondern steht am besten senkrecht dazu. Die Möglichkeit, diesen Versuch auszuführen, hat ihre Grenzen lediglich in technischen Schwierigkeiten. Der zu erwartende Betrag von etwa 15 Bogenminuten in der Zeitminute liegt ohne ganz besondere Vorsichtsmaßregeln innerhalb der Fehlergrenzen des Versuchs. Als Fehlerquelle kommt in Betracht einerseits ungenaue Astasierung des Kreisels; sobald der Schwerpunkt nicht völlig mit dem Kardanmittelpunkt zusammenfällt, fängt der Kreisel an, eine pseudoreguläre Präzession (s. d.) um die Lotlinie zu beschreiben. Andererseits verursacht die nie ganz zu vermeidende Reibung in den Lagern der Ringe Störungen, deren Einfluß sich im Laufe der Zeit immerhin so stark summiert, daß Foucault mit Mühe nur gerade noch

den Sinn der erwarteten Drehung, keineswegs aber ihren Betrag festzustellen vermochte.

Der Foucaultsche Gedanke ist viel später (1898) von Oby zu einem sehr brauchbaren Instrument durchgebildet worden, das freilich ganz anderen Zwecken dient; es ist der *Geradlaufapparat*, der einen wesentlichen Bestandteil des Whitehead-Torpedos ausmacht. Hier gibt der möglichst sorgfältig astasierte Kreisel mit seiner Figuren-achse die ideale Schußrichtung wenigstens einige Zeitlang (mehrere Minuten) sehr genau an. Jede Verdrehung der Torpedoaachse aus der Schußrichtung äußert sich dann in einer relativen Verdrehung zwischen Figuren-achse und Torpedokörper und wird durch einen vom Kreisel innervierten Steuermotor beseitigt.

Foucault hat noch zwei andere Versuchsanordnungen ausgedacht, um mit Hilfe seines Gyroskopes die Erddrehung zu zeigen. Das eine Mal hielt er die Figuren-achse in der Meridianebene des Beobachtungsortes, in welcher sie sich tunlichst reibungsfrei und völlig astatisch drehen durfte. Der Kreisel war so gezwungen, die tägliche Drehung der Meridianebene mitzumachen und mußte zufolge der Regel vom gleichstimmigen Parallelismus (s. Kreisel) das Bestreben zeigen, sich in die Richtung der Erdachse einzustellen, also unter der Neigung φ gegen den Horizont, wenn φ die geographische Breite (Polhöhe) des Ortes bedeutet. Der Apparat stellt so eine Art geographisches *Inklinatorium* dar. Der Versuch kann nur gelingen, wenn das zur Verfügung stehende außerordentlich kleine Drehmoment von sehr angenähert dem Betrag (s. Kreisel) $\mathfrak{S}\omega\sin\psi$ (wo ψ der Winkel zwischen dem in der Figuren-achse liegenden Vektor des Drehimpulses \mathfrak{S} des Kreisels und dem Vektor der Erddrehung ω) die Reibung sowie die unvermeidlichen Fehler der Astasierung übertönt. Dies zu erreichen, gelang Foucault allerdings nicht, sondern erst Ph. Gilbert (s. Barygyroskop).

Das andere Mal zwang Foucault die Figuren-achse des Kreisels, in der waagerechten Ebene des Beobachtungsortes zu bleiben. Jetzt mußte sie das Bestreben zeigen, sich unter dem Einfluß eines Momentes $\mathfrak{S}\omega\cos\varphi\sin\psi$ (wo ψ die östliche oder westliche Deklination des Vektors \mathfrak{S} ist) nach Norden einzustellen. Ein solches geographisches *Deklinatorium* stellt die primitivste Art der Kreiselkompass vor. Auch hier ist das experimentelle Ziel erst A. Föppl gelungen, der 1904 durch trifilare Aufhängung die Reibung so sorgfältig auszuschalten vermochte, daß sogar der Betrag ω der Erddrehung ohne irgendwelche astronomische Hilfsmittel bis auf 2% richtig herauskam.

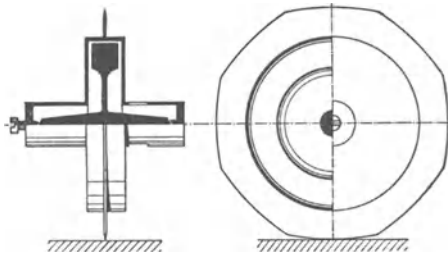
Grammel.

Näheres s. R. Grammel, Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen. Braunschweig 1920, § 18 u. S. 344. Vgl. auch den Artikel „Kreiselkompaß“.

Gyroskopisches Pendel s. Kreiselpendel.

Gyroskop heißt nach Lord Kelvin (W. Thomson) ein Kreisel (s. d.), der in der Regel in eine Kapsel eingeschlossen ist und auf einer äquatorialen sektorförmigen Schneide steht, deren geometrischer Mittelpunkt etwas über dem Schwerpunkt liegt. Der Gyroskop dient als Modell für die künstliche Stabilisierung eines an sich labilen mechanischen Systems durch (unsichtbare) zyklische Bewegungen im Innern. Nach den für gyroskopische Stabilisierung (s. d.) gültigen allgemeinen Gesetzen kann der Gyroskop stabil aufrecht stehen, wenn dem

Schwungrad eine hinreichend starke Drehung mitgegeben wird, und wenn außer dem labilen Freiheitsgrad der Umklippung um die Schneide noch ein zweiter labiler oder mindestens indifferenter, dann aber keinesfalls irgendwie (z. B. durch bemerkliche Reibung) behinderter Freiheitsgrad für die Drehung um die Lotrechte vorhanden ist. Wird die Schneide also nicht auf eine glatte, sondern auf eine sehr rauhe Unterlage gestellt und somit in ihrer Drehung behindert, so fällt



Gyrost. stat.

der Gyrostat sofort um. Wird die Figurenachse des Kreisels nicht wagerecht, sondern unter der kleinen Neigung α aufgesetzt, so beschreibt sie eine pseudoreguläre Präzession (s. d.) um die Lotlinie mit der Winkelgeschwindigkeit α a G/Σ, wo G das Gewicht des Gyrostaten, Σ sein Drehimpuls (s. Impuls) und a die Entfernung zwischen dem Schwerpunkt und dem untersten Punkt der Schneide ist.

Lord Kelvin hat die Gyrostaten noch viel weitergehend auf ihre Stabilität hin untersucht, und zwar in den verschiedensten Lagen und gegenseitigen Verbindungen, indem er dabei hauptsächlich Ziele verfolgte, welche die Mechanik des Äthers betrafen. *Grammel.*

Näheres s. W. Thomson und P. G. Tait, Treatise on Natural Philosophy, 2. Aufl. Cambridge 1879/83, Bd. I, Art. 345 X.

γ-Einheit s. Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

γ-Strahlen. Bei dem Zerfall der instabilen Atome der Radio-Elemente werden drei Strahlenarten ausgesendet, die mit α-, β-, γ-Strahlen bezeichnet werden. Im Gegensatz zu den beiden ersteren sind die γ-Strahlen im Magnetfeld nicht ablenkbar, können demnach nur schnell bewegte, elektrisch neutrale Partikel oder eine Wellen-

Die folgende Tabelle enthält jene Substanzen, bei deren Zerfall γ-Strahlen beobachtet wurden. Die Zahlen darunter geben ihre Absorptionskoeffizienten μ in cm^{-1} an, die bei der Absorption in Aluminium gemessen wurden. Es zeigt sich zunächst, daß vorwiegend nur jene Substanzen γ-Strahler sind, die auch β-Partikel (s. d.) emittieren; und in Anbetracht der Tatsache, daß die wesensgleichen Röntgenstrahlen (s. d.) durch die Geschwindigkeitsänderung schnell bewegter negativer Elektronen entstehen, liegt die Vermutung eines genetischen Zusammenhangs zwischen den gleichzeitig auftretenden β- und γ-Strahlen nahe (vgl. den Schluß dieses Artikels). Die in der Tabelle angeführten und in vier Größenklassen geteilten Absorptionskoeffizienten μ sind ein Maß des Durchdringungsvermögens. Unter der Voraussetzung (vgl. den Artikel „Absorption“), daß die betreffende Wellenstrahlung homogen ist, d. h. nur einen schmalen Wellenlängenbereich umfaßt, ist μ definiert durch die Proportionalität zwischen Energie-

$$\text{abnahme } -\frac{dE}{dx} \text{ und absorbierender Schichtdicke } x, \text{ also durch } -\frac{dE}{dx} = \mu x; \left(\frac{0,693}{\mu} \text{ bzw. } \frac{2,303}{\mu}\right),$$

4,605, 6,908 geben dann an, welche Schichtdicke des Materials, in dem μ bestimmt wurde, nötig ist, um die Strahlung auf $\frac{1}{2}$, bzw. $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$ ihrer Anfangsintensität zu schwächen). Für die durchdringendste (härteste) γ-Strahlung, d. i. die 4. Klasse obiger Tabelle, für die im Mittel $\mu_{Al} = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ gilt, wären demnach z. B. Aluminiumschirme von 46 cm Dicke nötig, um die Strahlungsintensität auf $1/100$ ihres Anfangswertes herabzusetzen. Unter der gerade für diese Härteklasse angenähert zutreffenden Voraussetzung, daß die Absorptionsfähigkeit eines Materials seiner Dichte ρ proportional ist, daß also $\frac{\mu}{\rho}$, die sog. „Massenabsorption“, konstant ist, läßt sich leicht berechnen, daß zur Erzielung der gleichen Schwächung auf $1/100$ 11 cm Blei, 16 cm Eisen, 140 cm Wasser, 180 cm Holz, 1 km Luft nötig wären.

Man entnimmt ferner dieser Tabelle, daß die einer bestimmten Substanz zugehörige γ-Strahlung keineswegs homogen zu sein braucht, indem z. B. bei

Substanz	UX ₁	UX ₂	Jo	Ra	RaB	RaC	RaC''	RaD	RaE	Po	RdAc	AcB	AcC''	MsTh ₂	ThB	ThC''
1			1088	354	230					585		120			160	
2	24		22.7	16.3	40			45			25	31		26	32	
3	0,7		0,41	0,27	0,57	0,23		0,99	0,24			0,45			0,36	
4		0,14				0,127					0,19		0,20	0,116		0,096

strahlung darstellen. Trotz verschiedener Schwierigkeiten, die derzeit noch nicht geklärt sind (siehe weiter unten), ist die letztere Auffassung akzeptiert worden und man denkt sich die γ-Strahlen als Licht von extrem kurzer Wellenlänge, noch kürzerer, als selbst bei den härtesten Röntgenstrahlen gefunden wird; immerhin stehen ihnen diese der Härte nach ziemlich nahe und man wird ähnliche Erscheinungen und ähnliche, aber in verstärktem Maße auftretende Schwierigkeiten bei der Einordnung in die klassischen Wellenanschauungen zu erwarten haben.

UX₁ zwei, bei Jo drei, bei Ra drei usf. Strahlenarten mit verschiedenem Absorptionskoeffizienten auftreten. Die ursprünglich von Rutherford getroffene Einteilung in obige vier Größenklassen läßt nun gewisse Regelmäßigkeiten erkennen, indem die untereinander chemisch gleichen (isotopen) „B“-Produkte, die „C“-Produkte usw. ähnliches Verhalten ihrer γ-Strahlung in bezug auf Absorption zeigen. Diese schwierigen und in bezug auf Vergleichbarkeit wohl auch nicht ganz einwandfreien Absorptionsmessungen, die früher fast das einzige Mittel zur Agnosierung und Charakteri-

sierung der γ -Strahlen darstellten, haben viel an Interesse eingebüßt, seit man gelernt hat, mit Hilfe des lichtelektrischen Effekts (s. d.) eine indirekte Spektralanalyse der γ -Strahlen durchzuführen. Fällt γ -Strahlung auf Materie, so werden von ihr entweder lichtelektrische („Photo“-)Elektronen oder Streu- („Compton“-)Elektronen ausgelöst. Ohne daß der Mechanismus dieses Vorganges genauer festgestellt ist, kennt man doch den quantitativen Energieumsatz und weiß z. B., daß im ersteren Fall der γ -Impuls seine ganze Energie E_γ an das Elektron abgibt; ein Teil davon wird auf die Arbeit A verwendet, dieses Elektron von seinem Platz in der Hülle entgegen der Anziehung des positiv geladenen Atomkerns herauszuheben; der Rest der Energie bleibt dem Elektron in Form von kinetischer Energie E_β . Wird nun nach der üblichen Methode der magnetischen Spektralanalyse (s. d.) von β -Teilchen das Geschwindigkeitsspektrum dieser Photoelektronen bestimmt, so ist in der („Einsteinischen Photoelektrischen Energie“-) Gleichung $E_\gamma = A + E_\beta$ zunächst der letzte Summand bekannt; A kennt man aus analogen Beobachtungen, bei denen Röntgenstrahlung bekannter Energie als auslösende Strahlung verwendet wurde. Somit ist aus bekanntem A und beobachtetem E_β das gesuchte E_γ zu berechnen. Da weiter nach den Quantenanschauungen $E_\gamma = h\nu$ ist, worin h das Plancksche Wirkungsquantum (s. d.) und ν die Frequenz der γ -Strahlen ist, so läßt sich endlich aus $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c h}{E_\gamma}$ ($c = 3 \cdot 10^{10} =$ Lichtgeschwindigkeit) die Wellenlänge berechnen. Bei γ -Impulsen, deren λ groß genug ist, um Wellenlängenbestimmungen auch nach der Interferenzmethode zu gestatten, konnte die Richtigkeit des photoelektrischen Verfahrens erwiesen werden. Statt die in fremden Atomen ausgelösten Photoelektronen auszumessen, kann man auch die Elektronen, die von der Kern- γ -Strahlung aus der Hülle des eigenen Atoms herausgeworfen werden, zur λ_γ -Bestimmung verwenden; oder m. a. W., eine entsprechende Auslegung des magnetischen Spektrums der natürlichen β -Strahlen (die nur zum Teil Kern- β -Strahlen, zum andern sekundär ausgelöste Hüllenelektronen sind) läßt ebenfalls auf die auslösende Ursache, d. i. auf das Kern- γ -Spektrum zurückschließen. — Die Ergebnisse dieser Versuche zeigen nun im Gegensatz zu den Aussagen obiger Absorptionstabelle, daß die bis jetzt untersuchten Substanzen in der Mehrzahl der Fälle ein recht kompliziertes Kern- γ -Linienspektrum, vielleicht überlagert über ein kontinuierliches Spektrum besitzen. RaC z. B. hat mindestens 14, RaB...5, Ra und RaD je 1, Ms Th...7, ThB...2, ThC...9, RdAc...10, AcX...5, AcC'...3 Linien. Das Wellenlängengebiet, um das es sich hier handelt, geht von $5-500 \cdot 10^{-11}$ cm. Der eindeutige Zusammenhang zwischen dem komplizierten Linienspektrum einerseits und dem verhältnismäßig einfachen Verhalten bei der Absorption (s. d.) wurde bisher noch nicht gefunden.

Wirkungen der γ -Strahlen: 1. Beim Auftreffen auf Materie (den sog. „Strahler“) werden einerseits sekundäre Elektronen ausgelöst, andererseits sekundäre γ -Strahlen erzeugt. Erstere, die sekundäre β -Strahlung, ist für ein gegebenes Strahlermaterial bezüglich ihrer Intensität asymmetrisch verteilt

und bevorzugt die Richtung der erregenden γ -Strahlen. Ihre Anfangsgeschwindigkeit und damit ihre Härte oder ihr Durchdringungsvermögen nimmt mit zunehmendem Emissionswinkel (der vom Primärstrahl aus gezählt wird) ab. Variation des Strahlenmaterials ergibt zunächst Konstanz der pro Masseneinheit ausgelösten β -Strahlen bis zu Strahlern, deren Atomgewicht < 60 ist, darüber hinaus nimmt der Massenstrahlungskoeffizient (s. d.) mit dem Atomgewicht zu. Die Härte ist für eine gegebene Emissionsrichtung unabhängig vom Material und von gleicher Größenordnung wie die Härte der die primären γ -Strahlen begleitenden β -Partikel. Die sekundäre γ -Strahlung ist ebenfalls asymmetrisch bezüglich ihrer Intensität verteilt, wieder bei Bevorzugung der Primärstrahlung. Ihre Härte, die in der Ursprungsrichtung dieselbe ist, wie die der Primärstrahlung, nimmt mit zunehmendem Ablenkungswinkel stetig ab. Die Asymmetrie nimmt zu, die Streufähigkeit der Masseneinheit nimmt ab mit dem Atomgewicht. Das Auftreten von für den Strahler charakteristischen Sekundärstrahlen (Fluoreszenzstrahlung) ist noch nicht einwandfrei nachgewiesen, aber zu erwarten. Die Interpretation dieser Sekundärstrahlungserscheinungen ist entsprechend den neueren Quantenanschauungen die folgende: Bei den sekundären β -Strahlen handelt es sich um die Superposition von Photoelektronen und Streuelektronen; die beiden Arten haben verschiedene Härte und Intensitätsverteilung in bezug auf die Aussenderichtung. (Näheres s. unter „Sekundärstrahlung“.) So entsteht eine verwickelte Elektronen-Energieverteilung, deren Einzelheiten zwar qualitativ mit obigen Angaben übereinstimmen, einen quantitativen Vergleich zunächst aber nicht gestatten. In betreff der sekundären γ -Strahlung versucht man derzeit mit Erfolg, den Hauptanteil derselben als Compton-Debyesche Streustrahlung aufzufassen.

Auch die von den γ -Strahlen getroffene Materie selbst erleidet im allgemeinen Veränderungen, die sich wohl in den meisten Fällen auf eine Ionisierung, d. h. auf die Spaltung von neutralen Molekülen in zwei entgegengesetzt geladene Bestandteile, die Ionen, und auf die daraus sich ergebenden Konsequenzen elektrischer und chemischer Natur zurückführen lassen. Diese Spaltung ist jedenfalls nicht den γ -Strahlen selbst, sondern vorwiegend den von ihnen sekundär ausgelösten Elektronen zuzuschreiben. Insbesondere die Wilsonsche Methode, die Bahnspur durch Kondensation von übersättigtem Wasserdampf an den längs der Bahn erzeugten Ionen sichtbar zu machen, spricht für den letzteren Mechanismus.

2. Die Ionisation der Luft ist es, die die am meisten verwendete relative Intensitätsmessung der γ -Strahlen ermöglicht, indem die pro cm^3 erzeugte Ionenzahl *cet. par.* der γ -Strahlen-Intensität in erster Näherung proportional ist. Die Relationierung von γ -Strahlen verschiedener Härte stößt aber wegen der verschiedenen Ionisierungsfähigkeit auf Schwierigkeiten. Ebenso sind die Messungen in verschiedenen Ionisationsgefäßen nicht ohne weiteres miteinander vergleichbar, da die erregte Sekundärstrahlung, die an der Ionisation mitbeteiligt ist, mit dem Material und der Dicke der Gefäßwände variiert. Um ein Maß für die Ionisierungsfähigkeit der γ -Strahlen zu geben, sei angeführt: Die mit 1 g Ra im Gleichgewicht (s. d.) stehende Menge RaC

erzeugt in 1 cm Entfernung pro cm^3 und Sekunde $4 \cdot 10^9$ Ionenpaare; bei voller Ausnützung der γ -Reichweite in Luft ergibt sich durch Integration über den Raum die Gesamtzahl zu 10^{15} Ionenpaaren.

3. Die Wärmewirkung der γ -Strahlen ist klein im Verhältnis zu der der α -Strahlen. 1 g Ra im Gleichgewicht mit seinen Folgeprodukten bis inklusive RaC hat z. B. einen Gesamteffekt von $140 \frac{\text{cal}}{\text{Stunde}}$, wovon 5,6 auf β -Strahlen, 9,5 auf γ -Strahlen entfallen.

4. Die Wirkungen auf die photographische Platte sind die gleichen, wie die der Röntgenstrahlen, nur modifiziert durch die geringere Absorption, also schwächer. Das Gleiche gilt für die physiologischen und für die Lumineszenzwirkungen (vgl. die Artikel: Radioaktivität, Ra-Therapie, Leuchterscheinungen und Färbungerscheinungen).

Was endlich die Frage nach der Entstehung und nach dem Wesen der γ -Strahlen anbelangt, so sind die Verhältnisse derzeit noch nicht restlos aufgeklärt. Nachdem es Rutherford gelungen ist, mit der Drehkristallmethode (vgl. den Artikel „Röntgenspektren“) von den γ -Strahlen des RaB + RaC ein Interferenzspektrum zu erhalten und daraus Wellenlängen von $0,07 \cdot 10^{-8}$ cm bis $1,37 \cdot 10^{-8}$ cm zu berechnen, schien zunächst ein Zweifel an den klassischen Welleneigenschaften der γ -Strahlen ausgeschlossen. Überdies konnte Sommerfeld zeigen, daß für so extrem kurze Wellenlängen sich aus den klassischen Anschauungen Folgerungen ergeben, die — wenigstens qualitativ — das oft abweichende Verhalten der γ -Wellen verständlich machen. Das beim Atomzerfall ausgeschleuderte β -Teilchen ist durch seine Beschleunigung Ursache einer mit Lichtgeschwindigkeit fortschreitenden elektromagnetischen Störung, die sich mit zunehmender Endgeschwindigkeit des β -Teilchens immer mehr um dessen Beschleunigungsrichtung zusammendrängt und wobei die Störungsbreite, auch Impulsbreite oder Quasiwellenlänge genannt, immer kürzer, der γ -Impuls immer durchdringender wird. So würde sich der Umstand erklären, daß in den meisten Fällen diejenigen Präparate, deren β -Strahlen große Anfangsgeschwindigkeit besitzen, wie z. B. die C-Produkte, auch eine sehr harte γ -Strahlung aufweisen. Es folgt daraus weiter die Anisotropie der γ -Strahlen derart, daß ein γ -Impuls sich nicht gleichmäßig über den ganzen Raum, sondern nur in bestimmte, durch die Beschleunigungsrichtung des β -Teilchens gegebene Richtungen ausbreitet, sich also ähnlich wie ein bewegtes Korpuskel benimmt. Eben dieses forderte aber die experimentell gefundene hohe Energie der sekundären β -Strahlen, die ja (Einstein-Gleichung, s. o.) fast gleich ist der Gesamtenergie des γ -Impulses. — Jede Bremsung, d. i. Verzögerung eines primären β -Teilchens müßte gleichfalls von γ -Strahlen begleitet sein; so entstehen sekundäre γ -Strahlen, wenn β -Partikel auf Materie auffallen und dort absorbiert werden, aber auch dann, wenn die β -Teilchen, aus dem Atom fortgeschleudert, die Atomhülle durchqueren oder auf Nachbaratome treffen und Absorption erleiden; so konnte man sich die Entstehung von γ -Strahlen verschiedener

Wellenlänge bzw. Härte aus ein und demselben Atomzerfall (vgl. die Härteklassen der eingangs angeführten Tabelle) erklären. In quantitativer Hinsicht jedoch versagt die klassische Auffassung vollkommen. Weder vermag sie den lichtelektrischen Energieumsatz zu erklären, noch die Tatsache, daß auch ein α -Zerfall von γ -Strahlung begleitet sein kann, noch den Umstand, daß man durch Zählung (s. d.) von γ -Impulsen, sowohl ein richtiges Absorptionsgesetz als die erwartete Gesamtimpulszahl findet. Diese und noch eine Reihe anderer Erscheinungen führten zu einer extremen Quantenauffassung der γ -Strahlen. Während man beim sichtbaren Licht die Mehrzahl der Erscheinungen nur wellenmäßig verstehen kann, ist bei Röntgenstrahlen der Wellencharakter gegenüber dem Quantencharakter schon sehr zurückgedrängt, bei den Kern- γ -Strahlen endlich benötigt man die Wellentheorie überhaupt nicht mehr, die γ -Erscheinungen sind mit ihr im Widerspruch und derzeit nur quantenhaft zu verstehen. Denn die oben erwähnten Interferenzerscheinungen betreffen überwiegend, wie sich zeigte, ein Gebiet viel größerer Wellenlänge, als das der Kernstrahlung. Nach der Lichtquantenauffassung — die allerdings mehr eine Rechenvorschrift, denn eine physikalische Theorie ist — operiert man mit den γ -Quanten, wie wenn es sich um neutrale, stets mit Lichtgeschwindigkeit bewegte Partikel handeln würde, deren Energie $h\nu$ ist, worin $\nu = \frac{c}{\lambda}$ als Maß einer

Eigenschaft dient, die beim Übergang zu langen Wellen, als Begriff „Wellenlänge“ unersetzliche Dienste leistet. Diese im Wellenlängengebiet der γ -Strahlen wieder zu Ehren gelangten Newton'schen Lichtpartikeln bilden eine „Nadelstrahlung“ (s. d.), können in Wechselwirkung mit Elektronen treten, an diese je nach ihrer atomaren Bindung ihre ganze Energie abgeben (Photoeffekt) oder nur einen Teil (Streueffekt), sie können abgezählt werden, wie α - oder β -Strahlen und ihr Charakteristikum ist hier, wo keinerlei Wellenerscheinung sich bemerkbar macht, ihr Energieinhalt $h\nu$, der allerdings dem hier nichtssagenden Begriff Impulsbreite oder Quasiwellenlänge proportional ist. — Was den Entstehungsmechanismus anbelangt, so neigt man derzeit zur Ansicht, daß ähnlich wie die Atomhülle auch der Atomkern Energieniveaus besitzt, auf denen sich α - und β -Teilchen aufhalten. Beim Atomzerfall eintretende Umgruppierungen bewirken, daß außer der Energieabstoßung in Form von α - oder β -Strahlung auch Energie, die nicht an Materie gebunden ist, also Strahlungsenergie abfließt. Analog den Vorgängen in der Atomhülle wird diese Strahlungsenergie — als Differenzen von festen Niveauebenen — zu γ -Spektralen Anlaß geben, in denen die Energien der einzelnen Linien zu einander Beziehungen aufweisen; solche sind auch in der Tat in den Kern- γ -Spektralen aufzeigbar und werden vielleicht einmal zu einer Kern-Serien-Formel und damit zur Kenntnis der Kernstruktur führen. — Zu dieser Kern- γ -Strahlung kommt dazu eine sekundär in der Hülle des eigenen Atoms ausgelöste Fluoreszenzstrahlung.

K. W. F. Kohlrausch.

H

Haarhygrometer. Instrument zum Messen der relativen Luftfeuchtigkeit (s. Hygrometer).

O. Baschin.

Habannröhre (elektrische Schwingungen), eine von E. Habann angegebene Hochvakuum-Glühkathodenröhre spezieller Konstruktion zur Schwingungserzeugung. Die Röhre enthält eine Glühkathode, eine Anode und zwei Hilfselektroden konstanter Gleichspannung. Außerdem wird ein konstantes magnetisches Hilfsfeld verwendet. In der Strecke Kathode/Anode tritt eine negative Charakteristik auf, die zur Schwingungserzeugung benutzt wird.

H. Rukop.

Hängen eines Flugzeugs nennt man einen Flugzustand, bei welchem der Auftrieb der einen Seite den der anderen überwiegt, so daß der Führer durch Ausschlag der Querruder ständig ein Moment um die Längsachse ausüben muß, wenn das Flugzeug im Gleichgewicht bleiben soll. Ein solches Hängen tritt infolge der Reaktion gegen das Motordrehmoment stets auf, wenn die Flügel auf beiden Seiten gleich angestellt sind. Man muß durch richtiges Verspannen den einen Flügel von vorne herein etwas flacher anstellen, wie den anderen, wenn ein Hängen vermieden werden soll.

L. Hopf.

Härte. Feste Körper setzen dem Eindringen eines zweiten Körpers einen um so größeren Widerstand entgegen, aus je härterem Material sie bestehen. Die Größe des Eindringungswiderstandes (Härte) ist nicht nur von dem Material des untersuchten Körpers, sondern auch von dem Prüfungsverfahren, insbesondere auch von der Gestalt des eindringenden Körpers usw. abhängig. Eine vollkommene Übereinstimmung über einen Maßstab für die Härte war bisher nicht zu erzielen, so daß noch eine ganze Reihe von Methoden zur Bestimmung der Härte Verwendung finden, deren Ergebnisse z. T. nicht unbeträchtlich voneinander verschieden sind.

Es sei hier z. B. an die Bruhnsche Härteskala für Mineralien erinnert, nach welcher die Härte von Mineralien durch Ritzen von deren Oberfläche mit gewissen Vergleichsmineralien bestimmt wird. Für die Härtebestimmung von Metallen hat sich in letzter Zeit für technische Materialprüfungen die *Brinellsche Kugeldruckprobe* (s. Brinellhärte) ziemlich allgemein durchgesetzt. Es ist dies eine statische Probe, bei der eine sehr harte Gußstahlkugel gegen eine ebene Fläche des zu untersuchenden Körpers gedrückt wird. Die Größe des unter bestimmten Bedingungen erzeugten bleibenden Eindrucks der Kugel auf der Berührungsstelle liefert einen Maßstab für die Härte des betreffenden Metalls. Näheres darüber s. den Art. Brinellhärte. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Brinellhärte H kein absolutes Maß ist, da sich ihr Betrag mit dem Kugeldurchmesser D und der Größe der ausgeübten Kraft P ändert. Aus diesem Grunde darf H nur in Verbindung mit den zugehörigen Werten D und P angegeben werden. Die Veränderlichkeit $H = H(D, P)$ ist verständlich, wenn man beachtet, daß die Brinellsche Kugel-

druckprobe im Bereich der plastischen Formänderungen vor sich geht (vgl. weiter unten). In ähnlicher Weise bestimmte A. Föppl die Härte mittels eines *Zylinderdruckversuchs*, bei dem zwei gekreuzte Kreiszyylinder gegeneinander gedrückt werden, oder Ludwik mit Hilfe des sog. *Kugeldruckversuchs*, indem ähnlich wie bei der Brinellprobe ein harter Stahlkegel von bestimmtem Öffnungswinkel in die ebene Oberfläche des zu prüfenden Körpers gepreßt wird.

Diese Probe, bei der ebenfalls größere plastische Formänderungen auftreten, hat gegenüber den vorgenannten Versuchsarten den Vorzug, daß leichter von den Abmessungen der Versuchskörper unabhängige Härtezahlen erhalten werden können.

Zur Härtebestimmung wurden auch dynamische Prüfverfahren vorgeschlagen, von denen hier der Kugelfallversuch und der Kugelschlagversuch genannt seien.

Eine rationelle Theorie der Härte elastischer Körper ist zuerst von H. Hertz entwickelt worden. Werden zwei homogene, isotrope elastische Körper mit der Kraft P gegeneinander gepreßt, so erleiden sie an der Berührungsstelle eine Abplattung, bis schließlich bei einer Druckfläche F Gleichgewicht eintritt. H. Hertz hat die Lösung der Grundgleichungen der Elastizität für verschiedene Formen der beiden sich berührenden Körper angegeben. Voraussetzungen seiner Theorie sind u. a. rein elastische Formänderungen gemäß dem Hooke'schen Gesetz für isotrope Körper, sowie das Verschwinden der Schubspannungskomponenten der in der Berührungsfläche F übertragenen Spannungen.

Insbesondere für den Fall, daß sich die beiden Körper im spannungslosen Zustand nur in einem Punkte berühren und daß die Druckfläche unter der Last P kreisförmig ausfällt, definierte H. Hertz als *Härte* jene mittlere Normalspannung $p = \frac{P}{F}$ in der Berührungsfläche, bei der die

Elastizitätsgrenze des Materials der beiden Körper überschritten wird. Für die Härtebestimmung sollten beide Körper aus dem gleichen Stoff bestehen, um ein absolutes Maß der Härte zu erhalten. Die mittlere Spannung p , und damit auch die zugehörige größte, im Mittelpunkt der Druckfläche auftretende Pressung $\max \sigma$ sollte nach der Hertz'schen Theorie nur vom Material der beiden Körper abhängen, nicht aber von deren Form, d. h. von den Krümmungsradien der beiden Oberflächen im Berührungspunkte, gemessen vor der Abplattung.

Eine kreisförmige Berührungsfläche, welche den Bedingungen der Härtebestimmung nach H. Hertz entspricht, ergibt sich z. B. bei der Berührung von zwei Kugeln, im Grenzfall von Kugel und Ebene, sowie bei zwei rechtwinklig gekreuzten Zylindern. Es ist dabei ausreichend, daß diese Oberflächenformen in einem größeren Bereich in der Nähe der Berührungsstelle vorhanden sind. Zum Beispiel für den Fall, daß die Oberflächen der beiden Körper an der Druckfläche in genügender Annäherung durch Kugelflächen von den Halbmessern r_1 und r_2

dargestellt werden können, erhält man bei kleinen und rein elastischen Formänderungen nach Hertz für den Halbmesser a der kreisförmigen Druckfläche

$$1) \quad a = 1,11 \sqrt[3]{\frac{P}{E} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}}$$

und für die größte, im Mittelpunkt der Berührungsfläche auftretende Pressung

$$2) \quad \max \sigma = 0,388 \sqrt[3]{PE^2 \left(\frac{r_1 + r_2}{r_1 r_2}\right)^2} = \frac{3}{2} p.$$

In den Gl. 1) und 2) ist E der Elastizitätsmodul (s. Elastizitätskonstanten für isotrope feste Stoffe). Die Querdehnungszahl ist zu $\mu = 10/3$ eingesetzt, welcher Wert einen guten Mittelwert für Stahl darstellt.

Die Härte der Versuchskörper

$$3) \quad p = \frac{P}{a^2 \pi} = \frac{2}{3} \max \sigma$$

hätte nach Hertz eine Materialkonstante sein müssen. Bei den späteren Versuchen zeigte sich jedoch, daß die Härtezah p mit den Krümmungsradien der beiden Versuchskörper veränderlich ist. Um miteinander vergleichbare Härtezahlen zu erhalten, müßte man somit immer Versuchskörper von gleicher Größe und Form benutzen. Die Abweichungen zwischen der Theorie von Hertz und den Ergebnissen der Versuche von Auerbach, A. Föppl u. a. sind z. T. in den besonderen Eigenschaften der Materialoberflächen begründet, z. T. auch in den leicht eintretenden bildsamen Verformungen. Wenn der Versuch nicht mehr im Bereich der elastischen Formänderungen verläuft und mit plastischen Deformationen verbunden ist, die im Vergleich zu den elastischen nicht mehr vernachlässigt werden dürfen, sind die Voraussetzungen der Hertzschen Entwicklungen nicht mehr erfüllt und die Gleichungen 1) bis 3) werden ungültig. Gleiches gilt, wenn die elastischen Eigenschaften der Oberfläche nicht die gleichen sind, wie im Inneren der Versuchskörper.

Der obige Nachteil, sowie die Unbequemlichkeit, daß für jede Härtebestimmung nach Hertz zwei besondere Versuchskörper zu benutzen sind, verhinderten eine Verbreitung der Hertzschen Methode. Auch die verschiedenen Modifikationen der Härtebestimmung (nach Auerbach, Föppl, Ludwik) konnten sich nicht in größerem Umfang durchsetzen. Der Versuch, eine Theorie der Härte auf den Grundlagen der Elastizitätstheorie aufzubauen, ist nach obigem nicht geglückt. Trotzdem hat die Idee von Hertz einen großen Fortschritt in der Materialkenntnis veranlaßt. Die Härtebestimmung, besonders nach Brinell, hat eine sehr große technische Bedeutung erlangt. Für die Anwendung der Brinellschen Kugeldruckprobe ist es wichtig, daß für bestimmte Materialzusammensetzungen und unter der gleichen Versuchsanordnung jeweils in weiten Grenzen eine angenäherte Proportionalität zwischen der Härte H und der Zerreißfestigkeit σ_B besteht (vgl. Art. Brinellhärte). Das große vorliegende Erfahrungsmaterial ermöglicht es, die durch einen einfachen Versuch festzustellende Brinellhärte H zur Kontrolle der wichtigsten Materialeigenschaft, nämlich der Festigkeit σ_B , sowie der Härtung des Materials zu benutzen. Die Kontrolle ist auch am fertigen Stück leicht möglich, da der kleine, beim Versuch

entstehende Kugeleindruck im allgemeinen nicht stört.

Alle oben genannten Härteproben sind mit plastischen Formänderungen verbunden. Der ausichtsreiche Anfang einer *Theorie der Eindringungsfestigkeit* oder *plastischen Härte* liegt bereits vor, und zwar von L. Prandtl (über die Eindringungsfestigkeit [Härte] plastischer Baustoffe und die Festigkeit von Schneiden, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1921) und einigen daran anschließenden Arbeiten.

Unter Vernachlässigung der elastischen Formänderungen gegenüber den größeren plastischen Deformationen und der Voraussetzung, daß die plastischen Formänderungen ohne Volumdehnung vor sich gehen ($e = 0$), der Verzerrungszustand im plastischen Bereich also durch reine Gleitungen erzeugt werden kann, untersucht Prandtl das *plastische Gleichgewicht* beim Eindringen einer harten prismatischen Schneide in die ebene Oberfläche eines weichen Körpers. Die Untersuchung beschränkt sich auf das zweidimensionale Problem (sehr lange Schneide) und verwendet als Plastizitätsbedingung (s. d.) die von Mohr. Nach dieser besitzt die Schubspannung τ in der Gleitfläche für den Spannungszustand an der Fließgrenze einen bestimmten, von der zugehörigen Normalspannung σ abhängigen Wert $\tau = f(\sigma)$, der sich aber nicht mit dem Gleitweg ändert. Die letztere Bedingung entspricht dem sog. *ideal plastischen Stoff*. Die obigen Voraussetzungen sind z. B. auch für dehnbaren Stahl nur in erster Annäherung erfüllt, geben aber trotzdem für den zweidimensionalen Fall bereits ein gutes Bild der tatsächlichen Zusammenhänge. Für jede genügend große Belastung P drückt sich die sehr lange Schneide um ein gewisses Maß plastisch in die ebene Oberfläche des Körpers ein. Größe und Form des Bereichs, in welchem dabei plastische Formänderungen eintreten, sind eindeutig bestimmt und können nach dem Prandtl'schen Ansatz unschwer bestimmt werden. Die Begrenzung des Gebiets der plastischen Formänderungen bildet für jeden Belastungszustand P eine in dem Körper festliegende Fläche, die zugleich eine *Gleitfläche* für die plastischen Verschiebungen ist. Auch der Spannungszustand und die zugehörigen bleibenden Verschiebungen können ermittelt werden.

Prandtl definiert als *plastische Härte, Eindringungs- oder Schneidenfestigkeit* σ_H die mittlere Druckspannung $\sigma_H = \frac{P}{bl}$ in der plastisch deformierten Berührungsfläche $F = bl$, d. h. gewisse Spannungen des plastischen Gleichgewichts. σ_H ergibt sich veränderlich mit der Form der eindringenden Schneide und natürlich auch abhängig von den Konstanten der Plastizitätsbedingung.

Z. B. für den Fall einer abgestumpften Schneide mit dem halben Öffnungswinkel ϑ und eines Materials mit der Plastizitätsbedingung $\tau_F = \text{konst.}$, sowie der Elastizitätsgrenze $\sigma_F = 2,0 \tau_F$ bei einachsiger Druckbeanspruchung, wobei $\sigma_F = \sigma_{-S}$ gesetzt wird (vgl. Elastizität fester Körper), gilt nach Prandtl

$$4) \quad \sigma_H = \sigma_F (1 + \vartheta)$$

und im Grenzfall $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ für die Eindringungs-

festigkeit einer Ebene

$$5) \quad \sigma_H = 2,57 \sigma_F$$

Die Prandtl'sche Theorie ist nach Versuchen von Nádai u. a. in den Grundzügen bestätigt, und zwar sowohl nach der Form des plastischen Gebiets, als nach der Art der Abhängigkeit der Eindringungsfestigkeit von der Eindringtiefe bei verschiedenen Körperformen. Man vgl. darüber Z.A.M.M. (1) 1921, S. 20 u. f., sowie Ztschr. f. techn. Physik, 1927, Nr. 4. Für die dehnbaren Metalle, insbesondere für die verschiedenen Stahlsorten, dürfte wohl eine noch bessere Übereinstimmung mit der Wirklichkeit zu erwarten sein, wenn eine genauere zutreffende Plastizitätsbedingung zugrunde gelegt wird (vgl. Art. Plastizitätstheorie).

F. Schleicher.

Näheres s. A. u. L. Föppl, Drang und Zwang, 2. Bd. München 1920, sowie Hütte-Stauch, Taschenbuch für Stoffkunde, Berlin 1926, S. 122—136. Weitere Literaturangaben vgl. Handbuch der Physik, Berlin 1928 (VI. Band, Mechanik der elastischen Körper, S. 276), sowie Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik, Bd. III. Leipzig 1927.

Härte von Strahlungen s. Durchdringungsvermögen.

Härtegrad des Wassers. Es ist gebräuchlich, die Güte eines Speisewassers für Dampfkessel nach seinen Härtegraden zu beurteilen. Ein deutscher Härtegrad entspricht 10 g CaO in 1000 kg Wasser. Man bezeichnet:

Wasser von 0—4 4—8 8—12 12—18 18—30 Härtegraden
sehr weich weich mittel-ziemlich hart hart.

Für Kesselspeisewasser sind höchstens 12 bis 15 Grad zulässig. Härteres Wasser muß durch Wasserreinigung (s. d.) weich gemacht werden. Ein französischer Härtegrad entspricht 10 g CaCO₃ in 1000 kg, ein englischer 10 g CaCO₃ in 700 kg Wasser. 1 deutscher = 1,79 franz. = 1,25 engl. Härtegrad. Die Magnesia wird durch Multiplikation mit 1,4 auf den Kalkwert umgerechnet. *L. Schneider.*

Härtemesser. Geräte zur Bestimmung der Strahlenqualität von Röntgenstrahlen. Sie beruhen z. T. auf einer Absorptionsbestimmung, wie z. B. die Benoist-Skala und die Wehnelt-Skala (s. d.) und der Christensche Halbwertschichtmesser (s. d.). Der Glockersche Strahlenanalysator (s. d.) beruht auf der Anregung charakteristischer Sekundärstrahlung, die einen Maximalwert erreicht, wenn die anregende Strahlung etwas kurzwelliger ist als die charakteristische Strahlung selbst. *Behnken.*

Härteskala s. Härte.

Härtung, magnetische. Unter magnetisch weichem Material versteht man solches, welches den Magnetismus leicht annimmt und auch leicht wieder abgibt, wie reines Eisen, legiertes Blech usw.; es besitzt also eine hohe Maximalpermeabilität und kleine Koerzitivkraft, zumeist auch hohen Sättigungswert; magnetisch hartes Material (harter Stahl) dagegen hat verhältnismäßig niedrige Permeabilität und Sättigungswert und hohe Koerzitivkraft; beide Extreme sind durch alle möglichen Übergangsstufen miteinander verbunden. Die hauptsächlichste magnetische Härtung bewirkt der Kohlenstoff, wenn er als Gefügebestandteil Martensit im Eisen vorhanden ist. Zur Erreichung dieses Zustands erhitzt man den Körper für kurze Zeit bis oberhalb des ersten Umwandlungspunkts, also je nach der Höhe des Kohlenstoffgehalts auf 800° bis 900° und schreckt ihn rasch in kaltem Wasser oder Öl unter kräftigem Rühren ab; dann

bleibt der im Eisen bei der hohen Temperatur gelöste Kohlenstoff auch bei niedriger Temperatur in Lösung und ruft die erwähnten, dem harten Stahl eigentümlichen magnetischen Eigenschaften hervor, die man bei der Herstellung permanenter Magnete (s. d.) praktisch verwertet.

Aber auch durch mechanische Eingriffe, wie durch Hämmern, Pressen, Walzen, Schneiden und Biegen, kann weiches Material magnetisch mehr oder weniger gehärtet werden, wie es ja auch durch dieselben Eingriffe eine gewisse mechanische Härtung erfährt, die sich durch Federn usw. bemerkbar macht. Diese Tatsache ist von erheblicher Bedeutung bei der Herstellung von Transformatoren, Dynamoankern usw., bei welcher eine starke Pressung beim Stanzen zu vermeiden ist, ganz besonders aber bei der magnetischen Prüfung derartigen weichen Bleches. Dies kann schon durch bloßes Biegen, ganz besonders aber durch Schneiden mit ungeeigneten Scheren an den Rändern eine so starke Härtung erfahren, daß schmale Probestreifen, wie sie bei der Untersuchung im Joch oder im Köpselepparat verwendet werden, vielfach ganz andere magnetische Eigenschaften aufweisen, als das unzerschnittene Blech; die erhaltenen Werte müssen dann noch entsprechend korrigiert werden. *Gumlich.*

Härtung photographischer Schichten. Die Gelatineschicht photographischer Präparate, deren Schmelzungspunkt in Wasser bei 30—32° liegt, läßt sich durch Einwirkung von Alaun, Chromalaun, Formalin usw. härten, bis zur Unschmelzbarkeit in Wasser. *Meidinger.*

Härtungseffekt. Wird eine inhomogene, z. B. aus einer härteren Komponente K₁ und einer weicherer K₂ bestehende radioaktive Strahlung in Materie absorbiert, so wird nicht, wie es bei einer homogenen Strahlung der Fall ist, bei jedem neuerlichen Schichtdickenzuwachs die noch vorhandene Intensität um den gleichen Prozentsatz geschwächt, vielmehr nimmt dieser Prozentsatz ab. Das Strahlungsgemisch wird also durch schnellere Verbrauchung der weicheren Komponente härter, und zwar so lange, bis K₂ völlig absorbiert ist und nur mehr das eine homogene K₁ überbleibt; von da an ist auch der pro Schichtdickeneinheit absorbierte Prozentsatz konstant und damit auch der Absorptionskoeffizient μ (vgl. die Artikel „Absorption“ und „ γ -Strahlung“). *K. W. F. Kohlrausch.*

Hafenzeit ist der Zeitunterschied zwischen dem Augenblick des Neumondes und dem Eintreten des darauffolgenden Hochwassers. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handb. d. Ozeanographie. Bd. II, S. 201.

Haftreibung s. Reibung zwischen festen Körpern.

Hagel. Milchig trübe Eisstücke von unregelmäßiger Form, die meist aus helleren und trüben konzentrischen Schichten bestehen. Sie kommen von Erbsengröße bis zu Apfelsinengröße vor und fallen fast stets in Verbindung mit Gewittern (s. d.) strichweise auf Streifen von mehreren Kilometern Breite, in denen die Hagelzüge mit einer Geschwindigkeit von etwa 40 km pro Stunde vorwärts schreiten. Der jährliche und tägliche Gang des Hagelfalls schließt sich in Mitteleuropa sehr nahe den entsprechenden Gewitterperioden an. Ferrel nimmt an, daß die Bildung der Hagelsteine in einem kräftigen aufsteigenden Wirbel erfolgt, der wasserdampfreiche Luft sehr schnell in hohe kalte Schichten führt. Die entstandenen Eis-

stückchen werden dabei mehrfach nach aufwärts gewirbelt, bis ihr Gewicht so groß wird, daß der aufsteigende Luftstrom sie nicht mehr tragen kann und sie zur Erde fallen müssen (s. auch Niederschlag).
O. Baschin.

Hagelstadium s. Niederschlag.

Hagenbachsche Korrektur. Das Poiseuillesche Gesetz (s. d.)

$$1) \quad \eta = \frac{F^2 t p}{8 \pi V l}$$

gestattet die Berechnung der Zähigkeit η einer Flüssigkeit aus der Messung des Volumens V , das in der Zeit t unter der Wirkung eines Druckgefälles p durch eine Kapillare von der Länge l und dem Querschnitt F fließt. Voraussetzung ist dabei, daß

1. das in die Rechnung eingesetzte Druckgefälle p das zwischen den Endquerschnitten der Kapillare herrschende ist, und daß

2. in der ganzen Länge der Kapillare die parabolische Geschwindigkeitsverteilung des Poiseuilleschen Gesetzes besteht.

Beide Voraussetzungen treffen aber bei der Verwendung des Poiseuilleschen Gesetzes für Zähigkeitsmessungen in den meisten Fällen nicht zu. Das Druckgefälle p wird fast stets zwischen zwei, an die beiden Enden der Kapillare anschließenden Erweiterungen gemessen. Von dem so gemessenen Druckabfall wird aber ein Teil dazu verbraucht, um die Flüssigkeit von der, meist gleich Null zu setzenden Geschwindigkeit vor der Kapillare auf die in der Kapillare herrschende Geschwindigkeit zu beschleunigen. Dieser Druckanteil bleibt als „Eintrittsverlust“ bestehen; er wird beim Austritt des Flüssigkeitsstrahles aus der Kapillare nicht zurückgewonnen, auch wenn die Kapillare in Flüssigkeit mündet, muß also bei der Auswertung der Versuche berücksichtigt werden. Außerdem ist die Geschwindigkeit im Eintrittsquerschnitt der Kapillare annähernd gleichmäßig verteilt und nimmt erst nach einer gewissen „Anlaufstrecke“ (s. d.) unter der Einwirkung der Wandreibung die parabolische Verteilung an. In der Anlaufstrecke ist die Reibungsarbeit größer als in dem Gebiet mit parabolischer Geschwindigkeitsverteilung, da diese den Zustand kleinster Reibungsarbeit darstellt. Der Eintrittsverlust ist ϱw^2 , wenn w die mittlere Geschwindigkeit der stationären Strömung ist. Der Wert ϱw^2 muß mit einem Faktor > 1 multipliziert werden, um der vergrößerten Reibungsarbeit in der Anlaufstrecke Rechnung zu tragen. Man gelangt dann zu der Formel:

$$2) \quad \eta = \frac{F^2 t p}{8 \pi V l} - \frac{m \varrho V}{8 \pi t l}$$

Hagenbach wies 1860 zuerst auf die Notwendigkeit der Druckberichtigung hin, gab aber für m den falschen Wert 0,79 an. Finkener (1890) und Wilberforce (1891) verbesserten ihn in 1,0. Heute wird meist der von Boussinesq (1891) nach einer genaueren Methode abgeleitete Wert $m = 1,12$ verwendet, der auch gute Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen ergeben hat. *S. Erk.*

Näheres s. S. Erk, Forschungsarb. a. d. Gebiet des Ingenieurwesens, Heft 288; 1927.

Haidingersche Büschel s. Polarisationsbüschel Haidingers.

Haidingersche Ringe. Haidinger fand (1854), daß auch an völlig planparallelen Platten Inter-

ferenzlinien (Haidingersche Ringe) auftreten, allerdings aber nur unter besonderen Versuchsbedingungen. Sind diese Bedingungen erfüllt, so liefern die Haidingerschen Ringe ein äußerst empfindliches Verfahren zur Untersuchung einer Lichtquelle auf ihre Homogenität. Vgl. auch Farben dünner Blättchen, Interferenz, Newtonsche Ringe. *v. Staal.*

Näheres s. Müller-Pouillet, 11. Aufl. Bd. 2, S. 698.

Halbapochromat s. Mikroskop.

Halbdurchlässige Membran s. Osmotischer Druck.

Halbierungsdicke. Diejenige Dicke eines Absorbers, welche die Intensität eines einfallenden homogenen und parallelen Bündels von radioaktiver β - oder γ -Strahlung (s. d.) auf die Hälfte des Anfangswertes I_0 herabsetzt, bezeichnet man als Halbierungsdicke D . Wo die Absorption nach einem einfachen Exponentialgesetz $I = I_0 e^{-\mu x}$ erfolgt, ist jene Dicke D aus der Bedingung $I = \frac{I_0}{2}$ oder

$$e^{-\mu D} = \frac{1}{2} \text{ zu } D = 0,693 \frac{1}{\mu} \text{ gegeben. Für die } \beta\text{-}$$

Strahlung liegt bei Gültigkeit obiger Voraussetzung D ungefähr zwischen 0,001 und 0,05 cm, für die γ -Strahlung etwa zwischen 0,5 und 5 cm, wenn als Absorber Aluminium verwendet wird.

K. W. F. Kohlrausch.

Halbierungszeit (Halbwertszeit, engl. period). Diejenige Zeit, nach der von den ursprünglich vorhandenen N Atomen einer radioaktiven Substanz A die Hälfte noch vorhanden, die andere Hälfte sich in Atome des Folgeproduktes B verwandelt hat. Da die auf irgendeine Art der üblichen radioaktiven Meßmethoden gemessene Präparatstärke proportional ist der gerade zerfallenden Anzahl von Atomen und da letztere, wie bei den monomolekularen Reaktionen, der in diesem Augenblick vorhandenen Zahl von Atomen proportional ist, so ist auch die Intensität des Präparates nach der Halbierungszeit auf die Hälfte gesunken. Da der Zerfall weiters nach einem e-Gesetz erfolgt, indem $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ ($\lambda =$ „Zerfallskonstante“, s. d.), so wird $N_t = \frac{1}{2} N_0$ sein, wenn $e^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$ ist. Da-

her erhält man die Halbwertszeit T aus $T = \frac{1}{\lambda} \lg \text{nat. } 2 = 0,69315 \frac{1}{\lambda}$. T wird sowohl in Sekunden (s), als auch in Minuten (m), Stunden (h), Tagen (d), Jahren (a) angegeben, je nach Zweckmäßigkeit. Zahlenangaben bei den einzelnen radioaktiven Substanzen.

K. W. F. Kohlrausch.

Halbindirekte Beleuchtung s. Beleuchtungsanlagen I, sowie Leitsätze IV.

Halbkörper s. Quelle.

Halbleiter s. Leiter, elektrische.

Halbprisma s. Polarimeter.

Halbquadratische Glieder s. Stokessches Gesetz.

Halbschatten s. Finsternisse.

Halbschattenapparat s. Polarimeter.

Halbschattenkompensator s. Babinets Kompensator.

Halbschattensaccharimeter s. Saccharimetrie.

Halbtöne s. Intervall.

Halbwattlampe s. Glühlampe.

Halbwertschicht. Praktisches Maß für das Durchdringungsvermögen der Röntgenstrahlen. Die Halbwertschicht ist diejenige Schichtdicke eines die Röntgenstrahlen absorbierenden Stoffes in cm,

durch die die Intensität eines Röntgenstrahlenbündels, welches die Schicht senkrecht durchsetzt, auf den halben Betrag geschwächt wird. Die Halbwertschicht ist bei homogenen Strahlen mit dem Schwächungskoeffizienten s verknüpft durch die Beziehung $H \cdot s = 0,69$. Bei den für diagnostische Zwecke benutzten weicheren Röntgenstrahlen empfiehlt sich die Angabe der Halbwertschicht in Aluminium, während bei den härteren Therapiestrahlen Kupfer vorzuziehen ist. Von medizinischem Interesse ist die Halbwertschicht im Wasser, da sich dieses hinsichtlich der Absorption und Streuung ähnlich verhält wie das Gewebe des Körpers. Das gleiche gilt nach Christen für Bakelit, welches Material daher beim Christenschen Halbwertschichtmesser (s. d.) Verwendung findet. *Behnken.*

Halbwertschichtmesser s. Christenscher Halbwertschichtmesser.

Halbwertzeit s. Halbierungszeit.

Hall-Effekt. E. H. Hall entdeckte (1879), in der Absicht, eine Wirkung des Magnetismus auf die bewegte Elektrizität in einem Leiter zu finden, folgende Erscheinung: Wird in einem von einem elektrischen Strom durchflossenen Leiter ein magnetisches Feld erregt, dessen Kraftlinien senkrecht zur Richtung des Stromes verlaufen, so tritt eine transversale EMK auf. Die Erscheinung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Ein plattenförmiger

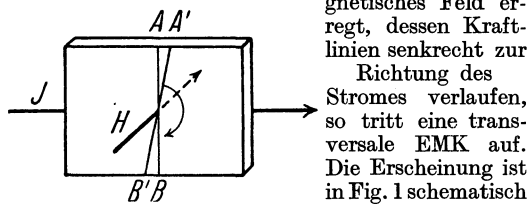


Fig. 1. Erzeugung des Hall-Effektes.

Leiter wird von dem elektrischen Strom J durchflossen und senkrecht dazu von dem magnetischen Feldvektor H durchsetzt. Die Wirkung des magnetischen Feldes ist dann derart, daß eine elektrische Äquipotentiallinie AB z. B. in die Lage $A'B'$ gedreht wird. Infolgedessen wird zwischen A und B nach Erregung des magnetischen Feldes eine Potentialdifferenz beobachtet.

Die Messung des Effektes erfolgt bei metallischen Leitern in der in Fig. 2 dargestellten und daraus

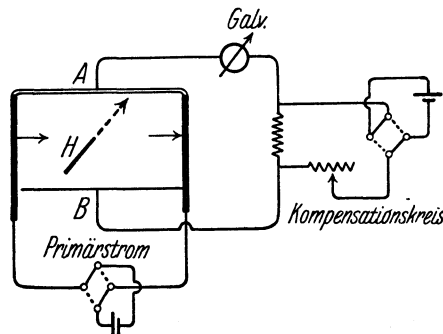


Fig. 2. Messung des Hall-Effektes.

unmittelbar verständlichen Weise. Die zwischen A und B auftretende Spannung wird durch Kompensation bestimmt. Da der Effekt sein Vorzeichen nicht wechselt, wenn Primärstrom und Feldstärke gleichzeitig kommutiert werden, so kann die Messung auch in der Weise erfolgen, daß als Primär- und

Erregerstrom des Magneten Wechselstrom verwendet wird.

Die Beobachtungen zeigen, daß der Effekt sehr genau proportional der Primärstromstärke J und in erster Annäherung der magnetischen Feldstärke H und umgekehrt proportional der Dicke der Platte d ist (aus diesem Grunde sind sehr dünne Platten vorteilhaft). Es ist also die Spannung E zwischen A und B :

$$E = R \cdot \frac{J \cdot H}{d}.$$

Als positiv wird der Effekt und damit der „Hall-Koeffizient“ R bezeichnet, wenn die Drehung der Äquipotentiallinie AB , in der Richtung der magnetischen Kraftlinien gesehen, im positiven Drehungssinne erfolgt (s. Fig. 1), oder wenn der durch den Effekt hervorgerufene Strom von A nach B gerichtet ist (vgl. Regel von Beattie).

Die Größe des Hall-Effektes ist für Wismut am größten, und zwar negativ, für die ferromagnetischen Metalle kleiner, aber positiv, für die übrigen Leiter meist noch geringer (außer Antimon und Kohle) und von wechselndem Vorzeichen. Durch Zusätze auch geringster Mengen von Fremdmetallen werden die Koeffizienten der Metalle, die an sich große Effekte zeigen, stark beeinflußt. Temperatur und Orientierung des Kristalls im Felde sind ebenfalls oft von großem Einfluß.

Auch in (elektrolytisch wie metallisch leitenden) Flüssigkeiten und in Gasen ist der Hall-Effekt beobachtet worden.

Als „longitudinaler Hall-Effekt“ wird oft auch die Erscheinung der Widerstandsänderung bei transversaler Magnetisierung bezeichnet (s. „Galvanomagnetische Effekte“).

Eine Modifikation des Hall-Effektes ist der „Corbino-Effekt“ (s. d.). *Hoffmann.*

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Hallwachs-Effekt (in spezieller Beziehung zur Lufterlektrizität). Im Jahre 1888 fand Hallwachs, daß bestimmte Körper unter Einwirkung von Lichtstrahlen eine negative elektrische Ladung ziemlich rasch verlieren („lichtelektrische Entladung“). Dieselben Körper verlieren, positiv geladen, ihre Ladung nicht rascher, als eben der gerade vorhandenen Leitfähigkeit der umgebenden Luft entspricht. Später fand dann Righi, daß derartige lichtelektrisch empfindliche Körper, wenn sie anfangs ungeladen sind, unter Einfluß der Bestrahlung negative Elektrizität abgeben, d. h. sich selbsttätig positiv aufladen, bis ein gewisser positiver Potentialgrenzwert erreicht ist („lichtelektrische Erregung“). Zur Erklärung dieses lichtelektrischen Effektes nimmt man an, daß die photoelektrisch empfindlichen Substanzen unter Einwirkung des Lichtes verhältnismäßig leicht Elektronen abgeben, die von der exponierten Oberfläche nach allen Richtungen mit ziemlich beträchtlichen Geschwindigkeiten ausgehen. Da diese Geschwindigkeiten 10—100mal kleiner sind, als die der Kathodenstrahlen, vermögen diese durch den photoelektrischen Effekt ausgelösten Elektronen in Luft von atmosphärischem Druck nur winzige Distanzen frei zu durchlaufen und werden sodann rasch durch Anlagerung an gewöhnliche Molekülaggregate zu Molionen (über den Begriff vgl. dieses Stichwort) umgestaltet. So entstehen im Gas negative Elektrizitätsträger von

normaler Ionenbeweglichkeit und daher eine rein unipolare Strömung. Die beiden photoelektrischen Grundeffekte wurden zuerst nur bei Metallen, unter diesen zuerst bei Zink, entdeckt. Später ergab sich, daß auch Aluminium, Magnesium und in viel höherem Maße noch die Alkali-Metalle Na, K, Rb, Cs lichtelektrisch erregbar sind. Elster und Geitel haben 1892 die Frage aufgeworfen, ob der lichtelektrische Effekt nicht auch in der Lufterlektrizität eine Rolle spiele. Sie hielten es für möglich, daß auch andere Substanzen, welche an der Oberfläche der Erde weit verbreitet sind, in geringem Grade lichtelektrisch empfindlich seien und daß demzufolge von der Erde unter Einfluß der Sonnenstrahlung beträchtliche Mengen negativer Elektrizität abgegeben würden, wodurch dann die tatsächlich beobachtete Erniedrigung des atmosphärischen Potentialgefälles mit zunehmender Sonnenstrahlung eine Erklärung fände. Seither ist allerdings diese Auffassung in ihren Grundzügen als irrig erkannt worden: man weiß, daß die Anwesenheit positiver Raumladungen in der Atmosphäre und deren Änderungen hauptsächlich den Gang des Potentialgradienten in der unmittelbaren Nähe der Erde beeinflussen. Immerhin regte der Elster-Geitel'sche Gedanke zu wichtigen weiteren Forschungen an: Lampa prüfte in der Folge einige weit verbreitete Körper wie Lehm, Backstein, Sandstein, Schiefer, Granit, Holz und Laub auf photoelektrische Empfindlichkeit, kam aber zu negativem Ergebnis. Doch fanden Elster und Geitel mit empfindlicheren Mitteln, daß viele Mineralien dennoch lichtelektrisch erregbar seien: sie stellten dieses positive Ergebnis bei Granit, Feldspat, Kalkspat, Schwerspat, Aragonit u. a. fest, und zwar nur an frischen Bruchflächen derselben. Brillouin und Buisson fanden auch Eis lichtelektrisch erregbar. Benndorf hat später dieses Resultat widerlegt; doch konnte in neuester Zeit Obolensky zeigen, daß für Licht des äußersten ultravioletten Spektralbereichs ($\lambda = 180 \mu\mu$) auch bei Eis ein deutlicher Photoeffekt vorhanden sei. Die Erregbarkeit durch die dem äußersten Ultraviolett angehörigen Strahlen spielt für unsere Fragen keine Rolle; denn diese ganz kurzwelligen Lichtstrahlen gelangen gar nicht bis in die untersten 10 km der Atmosphäre (Troposphäre), geschweige denn bis zur Erdoberfläche, können daher auch an dieser nicht erregend einwirken.

Um die Zusammenhänge zwischen lichtelektrisch wirksamer Sonnenstrahlung und den lufterlektrischen Faktoren messend zu verfolgen, haben Elster und Geitel später das nach ihnen benannte Zinkkugel-Photometer konstruiert: in einer Röhre, deren Achse den Sonnenstrahlen parallel eingestellt wird, befindet sich eine frisch amalgamierte Zinkkugel, welche gut isoliert und mit einem negativ zu ladenden Elektroskop verbunden wird. Die Entladungsgeschwindigkeit bei negativer Ladung gibt ein relatives Maß für die Intensität der photoelektrisch wirksamen Gesamtstrahlung. Später wurde dieses photoelektrische „Aktinometer“ bedeutend verbessert. Man verwendet statt der Zinkkugel die viel empfindlicheren Kalium- oder Natriumzellen. Diese sprechen nicht nur bei diffusum Tageslicht, sondern auch noch im ultraroten Spektralgebiet an. *V. F. Hess.*

Näheres über den lichtelektrischen Effekt s. Hallwachs, Lichtelektrizität in Marx, Handb. d. Radiologie. Bd. III.

Halo. Ein weißer oder auch farbiger Lichtring um Sonne oder Mond mit einem Durchmesser von 22°.

Hamiltonsche Funktion, Hamiltonsche Gleichungen s. Impulssätze.

Hamilton-Jacobisches Prinzip s. Prinzip der Kinetik.

Hampsonverfahren der Luftverflüssigung s. Verflüssigung.

Hangphänomen. Ist die Grenze des Meßbereichs bei einem Mc Leodeschen Manometer (s. Vakuummeter) erreicht, so beobachtet man, daß am oberen Ende der Kapillare ein Faden des Quecksilbers beim Senken des Quecksilberspiegels hängen bleibt. Man hat versucht, aus der Länge des Fadens auf die Güte des Vakuums zu schließen, um so den Meßbereich des Mc Leodeschen Manometers zu vergrößern. Hagen hat indes gezeigt, daß zwar diese als Hangphänomen bezeichnete Erscheinung bei Glaskapillaren mit abgerundeten Enden zwischen Drucken von 10^{-3} und 10^{-5} mm Hg eindeutig reproduzierbar und die Länge des hängenbleibenden Fadens wohl definierbar vom Druck abhängig ist, dagegen wesentlich unterhalb 10^{-5} mm Hg infolge unregelmäßigen Abreißen des Fadens die Hangkurve nicht extra poliert werden kann.

H. Ebert.

Hangwind nennt man die Aufwärtsströmung der Luft an dem der Windrichtung entgegenstehenden Hang eines Berges. Die Vertikalkomponente dieses Hangwindes wird beim statischen Segelflug ausgenützt. *L. Hopf.*

Hankelsches Elektrometer. Das Instrument gehört zu dem Typ der Goldblattelektrometer. Das Goldblatt, bzw. ein Quarzfaden befindet sich zwischen zwei auf verschiedenes Potential geladenen Platten und wird aus der Ruhelage abgelenkt, wenn der Faden aufgeladen wird. Die Stellung des Fadens wird mikroskopisch abgelesen; durch Änderung des Plattenabstandes kann die Empfindlichkeit variiert werden. *W. Jaeger.*

Näheres s. Elster und Geitel, Physikal. Z. 664; 1909.

Harfe s. Saiteninstrumente.

Harmonie der Sphären s. Konsonanz.

Harmonika s. Zungeninstrumente.

Harmonische Analysatoren s. Analysator, harmonischer.

Harmonische Analyse. Unter harmonischer Analyse in weiterem Sinne versteht man die Darstellung eines Wertsystems, in welchem eine Periodizität mit bekannter Periode T steckt, durch eine nach Sinus und Cosinus des mehrfachen Winkels fortschreitende Reihe:

$$h = A + B_1 \cos nt + B_2 \cos 2nt + \dots$$

$$+ C_1 \sin nt + C_2 \sin 2nt + \dots \text{ mit } n = \frac{2\pi}{T}$$

oder

$$h = A + R_1 \cos(nt + \varepsilon_1) + R_2 \cos(2nt + \varepsilon_2) + \dots$$

Sind n Werte h_i ($i = 1, 2, \dots, n$) gegeben, die zu n gleichmäßig über den Umfang verteilten Werten t_i gehören, so findet man die Koeffizienten nach den Formeln:

$$A = \frac{\sum h}{n} \quad B_k = \frac{2}{n} \sum h_i \cos k n t_i$$

$$C_k = \frac{2}{n} \sum h_i \sin k n t_i.$$

Bei ungleichmäßiger Verteilung der Werte wendet man die Methode der kleinsten Quadrate an (s. d.).

Es gibt aber auch schon viele Apparate, welche die Auffindung der Koeffizienten auf mechanischem Wege gestatten (Analysatoren).

Im engeren Sinne ist die harmonische Analyse ein Rechenverfahren, welches dazu dient, die Gezeitenerscheinung an einem Orte in die einzelnen periodischen Glieder zu zerlegen, aus welchen sie sich zusammensetzt. Es besteht darin, daß die Beobachtungen in einer Weise zusammengefaßt werden, daß gerade das zu bestimmende Glied ein Maximum seines Einflusses gewinnt, während alle anderen sich gegenseitig zerstören. Diese Zusammenfassung wird dadurch ermöglicht, daß die Länge der Perioden aus den astronomischen Daten der Bewegung von Sonne und Mond von vornherein bekannt sind. Als Unbekannte erscheinen die Koeffizienten und die Phasen der einzelnen periodischen Glieder. Das Verfahren stammt von Kelvin und wurde dann von Darwin und Börgen für den praktischen Gebrauch ausgearbeitet. Das erste Verfahren von Darwin besteht in folgendem: Die Periode der gesuchten Partialtide wird in 24 Teile geteilt (Flutstunden). Die nach mittleren Stunden abgelesenen Fluthöhen werden nun in 24 diesen Flutstunden zugeordneten Kolonnen derart eingetragen, daß in jeder Kolonne jene Werte zu stehen kommen, die zeitlich der betreffenden Flutstunde am nächsten liegen. Der Zeitunterschied kann nie mehr als eine halbe Stunde betragen; denn wenn der Unterschied größer wäre, käme eben schon der nächste Wert in Betracht. Es wird also notwendig sein, wenn die Flutstunde kürzer ist als die mittlere Stunde, von Zeit zu Zeit einen Platz zu überspringen (Lücke); im entgegengesetzten Fall hat man für einen Platz zwei Werte (Doppeleintragung). Jeder Fluttag (24 Flutstunden) erhält eine Zeile. Nimmt man nun die Summe von hinlänglich vielen Zeilen, so wird die gesuchte Partialtide aufsummiert, da sie in jeder Zeile in gleichem Sinne wirkt. Die übrigen Partialtiden, die in allen möglichen Lagen auftreten, werden sich in der Summe aufheben.

Ein Übelstand dieses Verfahrens besteht darin, daß man für jede Partialtide das ganze Material neu umschreiben muß. Um dies zu vermeiden, gibt Darwin ein zweites Verfahren an, bei welchem die Aufschreibung beweglich gestaltet wird. Die 24 Stundenwerte eines mittleren Tages werden auf einem Streifen aufgeschrieben, und es müssen nun diese Streifen so untereinander gelegt werden, daß die verlangten Stunden in eine Kolonne kommen. Da nun diese 24 Werte fest miteinander verbunden sind, gibt es weder Lücken noch Doppeleintragungen. Die Beziehung zwischen den Flutkonstanten und den Kolonnensummen ist jetzt eine ganz andere. Das zweite Verfahren kann also nicht als eine Verbesserung des alten bezeichnet werden, sondern es ist eine ganz neue Methode. Darwin zeigt weiter, daß es nicht notwendig ist, für jede Partialtide die Streifen neu zu legen, sondern daß man mit einer Lage für eine ganze Reihe von Tiden auskommt. So lassen sich mit einer Lage 11 Sonnentiden berechnen, und mit drei Lagen die ganze Analyse beenden. Darwin schätzt die ganze Arbeit auf nur $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{5}$ von der des ersten Verfahrens.

Ein drittes Verfahren stammt von Börgen. Man denke sich die Fluthöhen nach Tagen und mittleren Stunden wieder in 24 Kolonnen eingeordnet. Um nun eine gewisse Partialtide abzusondern, nimmt man die Summe einer ganz bestimmten

Anzahl aufeinanderfolgender Zeilen, welche so gewählt werden müssen, daß die betreffende Tide in dieser Summe ein Maximum des Einflusses gewinnt. Dann wählt man eine zweite Gruppe von ebenso vielen Zeilen, in deren Summe die gleiche Partialtide ihr Maximum in der entgegengesetzten Richtung erreicht. In beiden Summen haben sich aber auch die Partialtiden, deren Periode ein ganzer oder ein halber mittlerer Tag ist (wozu auch die meteorologischen Tiden gehören), aufsummiert. Nimmt man aber die Differenz der beiden Summen, so fällt dieser Einfluß heraus, während sich die gesuchte Partialtide verstärkt. Man wiederholt nun dieses Verfahren mit einer größeren Anzahl von solchen Doppelgruppen von Zeilen und vereinigt alle diese Resultate. Der Einfluß der übrigen Partialtiden wird sich abschwächen. Der Rest kann in Form von Korrekturen beseitigt werden. Die Einfachheit des Verfahrens besteht darin, daß man die Nummern der für die einzelnen Partialtiden gebrauchten Zeilengruppen, sowie die bei den aufzulösenden Gleichungen auftretenden Koeffizienten ein für allemal vorausberechnen kann. Ein Nachteil der Methode besteht darin, daß man ein ganz vollständiges lückenloses Material braucht, da von den zu verwendenden Zeilen keine fehlen darf.

Ist es gelungen, mit Hilfe der harmonischen Analyse die Fluterscheinung eines Küstenortes in ihre Partialtiden zu zerlegen, und für jede derselben Amplitude und Phase zu bestimmen, welche Größen für alle Zeiten als konstant gelten können, so läßt sich darauf eine Flutvorhersage gründen. Um die damit verbundene ungeheure Rechenarbeit zu ersparen, dient die Flutvorhersagemaschine (tide predicting engine), deren Konstruktion auf Kelvin zurückgeht.

A. Prey.

Näheres s. Die Arbeiten von Börgen in den Annalen der Hydrographie und von Darwin: Scientific papers I.

Harmonische Bewegung s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Harmonische Schwingung s. Schwingung eines mechanischen Systems.

Harmonium s. Zungeninstrumente.

Hartgummi. Hartgummi (Ebonit) ist Gummi mit etwa 30—50% Schwefelzusatz. Es hat als eines der ersten und besten Isolierstoffe Bedeutung, wenn es auch in bezug auf Beständigkeit und Festigkeit von einigen modernen Kunstprodukten übertroffen wird. Die Herstellung geschieht durch fast alle bekannten Gummifabriken. Der Hauptnachteil von Hartgummi ist seine geringe Wärmebeständigkeit und seine Empfindlichkeit gegen Licht. Diese äußert sich darin, daß nicht ausvulkanisierte Schwefelreste auf die Oberfläche treten, sich dort zu Schwefelsäure oxydieren und die Isolation zerstören. Mit Hartgummi isolierte Instrumente sind deshalb durch schwarze Tücher u. dgl. besonders bei Nichtgebrauch zu schützen.

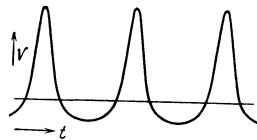
Die Qualität ist je nach der Herkunft des Erzeugnisses verschieden. Die Farbe von Hartgummi ist schwarz, der spez. Widerstand, bezogen auf einen Würfel von 1 cm Kantenlänge ist $2 \cdot 10^{15}$ bis $1 \cdot 10^{18}$, die Durchschlagsfestigkeit 30—40000 Volt pro mm, die Dielektrizitätskonstante 2,5—3.

Für manche Zwecke ist sogenanntes Eisen-gummi sehr brauchbar. Es hat seinen Namen daher, daß es eine äußerst feste Bindung mit Eisen hat, die so stark ist, daß es unmöglich ist, das Gummi von einem solchen Eisenbolzen abzuschlagen. Man

kann höchstens den Bolzen anwärmen und das Material unter der Presse abquetschen. Das Material ist in zwei Qualitäten, hart und lederhart, bei allen Gummifabriken eingeführt. Das harte Material ist wärmebeständiger, während das lederharte eine größere mechanische Festigkeit hat. *R. Jaeger.*

Hartmannsche Interpolationsformel s. Dispersion.

Hartstrahlmaschine. Apparatur zur Erzeugung harter Röntgenstrahlen, deren wesentlicher Bestandteil ein Wechselstromgenerator mit unsymmetrischer Spannungskurve ist. Dieser Generator speist einen



Spannungsverlauf der Hartstrahlmaschine.

Hochspannungstransformator, an welchen die Röntgenröhre angeschlossen wird, die somit in einer Richtung wesentlich höhere Spannungsimpulse erhält als in der entgegengesetzten. Bei Röntgenröhren, die bis zu einem gewissen Grade als Stromventile wirken, wie z. B. wassergekühlte Coolidgegeröhren, sind besondere Ventile oder Gleichrichter im Röntgenstromkreise nicht erforderlich, wohl aber bei solchen Röhren, deren Antikathode in Glut gerät. *Behnken.*

Haubengeschosse s. Geschosse.

Haufenwolken. Wolken mit horizontaler Grundfläche und kuppelförmigen Gipfeln, die namentlich an warmen Sommertagen über aufsteigenden Luftströmen entstehen (s. Wolken). *O. Baschin.*

Hauptachse s. Trägheitsmoment.

Hauptachsen des Spannungszustandes s. Hauptspannung.

Hauptachsen der Verzerrung s. Verzerrungszustand, s. ferner Hauptdehnung.

Hauptazimut s. Metallreflexion.

Hauptdehnung. Bei jedem Verzerrungszustand gibt es drei aufeinander senkrechte Ebenen, in denen keine Schiebungen eintreten. Sind 1, 2, 3 die Normalen dieser Ebenen, so gilt für diese sog. *Hauptebenen des Verzerrungszustandes* (s. d.) (2,3), (3,1), (1,2) $\gamma_{23} = \gamma_{31} = \gamma_{12} = 0$. Die Richtungen 1, 2, 3 heißen *Hauptachsen des Verzerrungszustandes*. Die Dehnungen $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ in ihren Richtungen sind Extremalwerte. Man nennt sie *Hauptdehnungen*. *F. Schleicher.*

Näheres s. auch Verzerrungszustand und Transformation der Verzerrungskomponenten.

Hauptebene s. Trägheitsmoment.

Hauptfallwinkel s. Metallreflexion.

Hauptlagen, magnetische s. Magnetometer.

Hauptpunkt s. Gaußsche Abbildung.

Hauptsatz, der erste. Der erste Hauptsatz der Thermodynamik ist das aus der Erfahrung stammende Gesetz von der Erhaltung der Energie in seiner Anwendung auf thermische Vorgänge. Es bringt zum Ausdruck, daß nach ganz bestimmten unveränderlichen Zahlenverhältnissen die Wärme in jede andere Energieform und jede Energieform in Wärme umgewandelt werden kann. Als Wärme wird die Energie in Kalorien gemessen, als mechanische Energie in Erg oder Meterkilogramm, Literatmosphären usw., als elektrische Energie in Wattsekunden oder Joule. Einer Kalorie von 15^0 entsprechen $4,186 \cdot 10^7$ Erg, $426,9$ g·Gewicht-Meter $0,04131$ Liter-Atm. und $4,184$ internationale Wattsekunden oder Joule. Neuerdings ist man bestrebt, eine internationale Kilokalorie dadurch zu definieren, daß man sie gleich $\frac{1}{860}$ Kilowattstunden

setzt. Dem entspricht, daß 1 int. kcal gleichwertig ist mit $4,188 \cdot 10^7$ Erg. Diese Zahlen stellen den Betrag des mechanischen bzw. elektrischen Äquivalentes der Wärmeeinheit dar.

Eine Wärmemenge Q kann man restlos in mechanische Arbeit verwandeln, wenn man dieselbe in einem unendlich langsamen Prozeß einem idealen Gase zuführt, das sich isotherm ausdehnt und bei diesem Vorgang ein Gewicht G um eine Strecke h entgegen der Schwerkraft hebt. Die Umwandlung von mechanischer oder elektrischer Energie in Wärme erfolgt restlos auch bei nicht idealisierten Prozessen, z. B. durch Reibung und Joulesche Wärme.

Bezeichnet man mit dq die der Masseneinheit zugeführte Wärmemenge, mit du den Zuwachs der inneren Energie des Körpers und mit dA die gleichzeitig von diesem geleistete Arbeit (s. Arbeit) irgendwelcher Art, so ist während einer differentialen Veränderung die von der Masseneinheit gewonnene Energie

$$du = dq - dA.$$

Diese Gleichung ist der mathematische Ausdruck des ersten Hauptsatzes.

Man kann aber den Inhalt des ersten Hauptsatzes auch dahin aussprechen, daß die Energie u der Masseneinheit eines homogenen isotropen Körpers lediglich eine Funktion derjenigen Größen ist, die den Zustand des betreffenden Körpers bestimmen. Da dies durch zwei der Größen: Temperatur T , Druck p , spezifisches Volumen v , oder irgendeiner anderen von diesen Größen abgeleiteten Variablen geschehen kann, so läßt sich also die Energie darstellen als $u = f_1(T, v) = f_2(T, p) = f_3(v, p)$ usw. Damit ist sogleich die Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile erster Art (s. d.) bedingt, denn es ist durch die Gleichungen ausgedrückt, daß ein Körper, der nach Durchlaufen eines zyklischen Prozesses wieder seinen Anfangszustand annimmt, genau die gleiche Energie wie zu Beginn des Prozesses besitzen muß und also im ganzen keine Energie abgegeben haben kann. Es ist trotz vielfacher Bemühungen kein Versuch bekannt, der mit dieser Folgerung in Widerspruch steht.

Die positive Bestätigung des ersten Hauptsatzes ist dadurch erfolgt, daß sich unabhängig von der speziellen Beschaffenheit eines Körpers und dessen besonderem Zustand der Wert des Wärmeäquivalents stets als derselbe ergeben hat. Die ersten entscheidenden Versuche nach dieser Richtung sind von Joule angestellt, der die mechanische Energie eines herabsinkenden Gewichts zum Antrieb eines Rührwerkes verwendete, das infolge von Reibungswärme die Temperatur einer Wasser- oder Quecksilbermenge steigerte. Unter sonst gleichen Versuchsbedingungen war in beiden Fällen die Zahl der gewonnenen Kalorien die gleiche.

In der messenden Physik macht man sich sehr häufig die Umwandlung der elektrischen Energie in Wärmeenergie (Joulesche Wärme) zunutze. Fast jeder einzelne dieser zahllosen Versuche bedeutet eine Bestätigung des ersten Hauptsatzes.

Einige der wichtigsten Folgerungen des ersten Hauptsatzes sind folgende Gleichungen, bei denen c_v und c_p die spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und bei konstantem Druck bezeichnen:

$$1) \quad c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v; \quad 2) \quad c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$$

$$3) \quad c_p - c_v = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

Für ideale Gase folgt hieraus $m c_p - m c_v = \mathfrak{R}$, wenn m das Molekulargewicht und \mathfrak{R} die molekulare Gaskonstante bezeichnet, deren Wert 1,986 cal/Grad beträgt. Auch die Gesetze der adiabatischen Zustandsänderung (s. d.) folgen direkt aus dem ersten Hauptsatz. *Henning.*

Hauptsatz, der zweite. Dieser Satz ist ebenso wie der erste Hauptsatz lediglich ein Ausdruck der Erfahrung und nicht aus anderen Prinzipien wie dem Energieprinzip ableitbar. Planck spricht ihn in besonders anschaulicher Form folgendermaßen aus: „Es ist unmöglich, eine periodisch funktionierende Maschine zu konstruieren, die weiter nichts bewirkt als Hebung einer Last und Abkühlung eines Wärmereservoirs.“ Eine solche Maschine, welche gleichzeitig als Energiequelle und als Kältemaschine wirken würde, heißt ein Perpetuum mobile zweiter Art. Sie gehorcht zwar dem Satz von der Erhaltung der Energie, aber sie liefert die Energie umsonst und würde, falls sie zu verwirklichen wäre, dieselbe praktische Bedeutung besitzen wie ein wahres Perpetuum mobile.

Aus jenem soeben angeführten Satz läßt sich in aller Strenge ableiten, daß es unmöglich ist, ohne neue Veränderungen irgendwelcher Art die durch Reibung entstandene Wärme wieder vollständig in Arbeit zu verwandeln, oder die durch Leitung an einen Körper tieferer Temperatur abgegebene Wärme wieder einem heißeren Körper zuzuführen, oder ein Gas, das sich ohne Arbeitsleistung und Wärmezufuhr ausgedehnt hat (wie beim Joule-Effekt), wieder auf das ursprüngliche Volumen zu bringen. Das zuletzt genannte Beispiel der Gasausdehnung zeigt, daß sich der zweite Hauptsatz keineswegs nur auf die Zerstreuung der Energie bezieht. Denn in diesem Falle bleibt ebenso wie bei einer sehr verdünnten Lösung, die weiter verdünnt wird, die Energie konstant, aber die Materie wird weiter zerstreut.

Aus der angegebenen Definition des zweiten Hauptsatzes folgt ferner mit mathematischer Strenge, daß die Arbeitsleistung A in einem Carnotschen Kreisprozeß (s. d.) unabhängig von der arbeitenden Substanz ist. Würde z. B. beim Ablauf jenes Prozesses zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 ein Körper K' die Wärmemenge Q_2 aufnehmen, Q_1 abgeben und die Arbeit $A' = Q_2 - Q_1$ leisten, während ein anderer Körper K die Wärmemenge Q_2 aufnimmt, Q_1 abgibt und die Arbeit $A = Q_2 - Q_1 < A'$ leistet, so könnte man den Carnotschen Prozeß im Sinne eines Arbeitsgewinnes stets mit dem Körper K' und im Sinne eines Arbeitsaufwandes stets mit dem Körper K ausführen und man hätte das dem zweiten Hauptsatz widersprechende Perpetuum mobile zweiter Art.

Damit ist bewiesen, daß die in einem Carnotschen Prozeß geleistete Arbeit A unabhängig von der arbeitenden Substanz, also wie beim idealen Gas durch $A = Q_2 \frac{T_2 - T_1}{T_2} = Q_1 \frac{T_2 - T_1}{T_1}$ dargestellt werden kann (vgl. Carnotscher Kreisprozeß) und daß für einen Carnotschen Prozeß allgemein $\frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_1}{T_1}$ ist.

Mit diesem Ergebnis steht die Aufstellung der von Clausius zuerst eingeführten Entropie (s. d.) in nahem Zusammenhang. Die Entropie ist eine

eindeutige Funktion des Zustandes eines Körpers, die bei allen irreversiblen Änderungen, wie sie jeder in der Natur stattfindende Prozeß durchmacht, einen größeren Wert annehmen muß, falls es sich um ein in sich geschlossenes System handelt. Es ist sehr wohl möglich, daß gewisse Teile eines Systems eine Abnahme der Entropie aufweisen können, doch nur dann, wenn in anderen Teilen des Systems die Entropie um so stärker zunimmt. Damit ist zugleich als wesentlicher Inhalt des zweiten Hauptsatzes ein allgemeiner Richtungssinn für den Ablauf eines thermodynamischen Prozesses gegeben, der aus dem Energieprinzip nicht gewonnen werden kann.

Im Gegensatz hierzu gibt es in der reinen Mechanik gewisse singuläre Fälle, bei denen der Richtungssinn der Zustandsänderung allein aus dem Energieprinzip abzuleiten ist, nämlich wenn ein System nur potentielle und kinetische Energie enthält und eine dieser beiden Energien Null ist, so daß, falls überhaupt ein Energieumsatz eintritt, dieser nur im Sinne einer Vermehrung jener vorher verschwundenen Energieform eintreten kann. In der Wärmelehre aber kennt man, solange Temperaturen in der Nähe des absoluten Nullpunktes ausgenommen werden, keinen Zustand minimaler Energie.

Der zweite Hauptsatz wird oft fälschlich dahin ausgesprochen, daß sich wohl Arbeit vollständig in Wärme (als die niedrigste Energieform), aber Wärme nur zum Teil in Arbeit verwandeln lasse, indem der übrige Teil der Wärme auf ein tieferes Temperaturniveau abströmt. Die Unrichtigkeit dieser Fassung erkennt man an dem einfachen Beispiel, daß man durch isotherme Ausdehnung eines idealen Gases restlos Wärme in Arbeit verwandeln kann.

Die wichtigsten Folgerungen, welche aus dem zweiten Hauptsatz für homogene Phasen abgeleitet werden können, beziehen sich auf die Veränderung der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck c_p und bei konstantem Volumen c_v , auf den Joule Thomson-Effekt (s. d.) und die Festlegung der thermodynamischen Temperaturskala (s. d.). Die Formeln über die spezifischen Wärmen lauten:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_v; \quad \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p;$$

$$c_p - c_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -T \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^2.$$

Für Systeme mehrerer Phasen fließt aus dem zweiten Hauptsatz die sehr wichtige Clapeyron-Clausius-Gleichung (s. d.), sowie die Formeln für das Gleichgewicht chemischer Reaktionen (vgl. thermodynamisches Gleichgewicht). *Henning.*

Hauptsatz, der dritte s. Nernstsches Theorem.

Hauptserie s. Serienspektren.

Hauptspannung. Es gibt für jeden Spannungszustand mindestens ein Tripel von orthogonalen Schnittebenen 1, 2, 3, für welche der Betrag des Spannungsvektors einen Extremalwert annimmt. Man nennt diese drei Ebenen *Hauptspannungsebenen*, die zugehörigen Normalrichtungen *Hauptachsen des Spannungszustandes*. Die den Hauptspannungsebenen entsprechenden Spannungsvektoren fallen in die Richtung der Hauptachsen, da die Schubspannungen verschwinden. Die verbleibenden Normalspannungen $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ heißen *Hauptnormalspannungen*, kurz *Hauptspannungen*.

Die Extremalwerte der Schubspannungen treten ebenfalls in drei orthogonalen Ebenen auf. Der Betrag dieser sog. *Hauptschubspannungen* ist

$$\tau_I = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}, \quad \tau_{II} = \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2}, \quad \tau_{III} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}.$$

Die zu den *Hauptschubspannungsebenen* gehörigen Normalspannungen sind jedoch im allgemeinen von Null verschieden.

Beispiel: Für den ebenen Spannungszustand $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy} = \tau$ ($\sigma_z = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$) ist der Winkel α zwischen der Hauptachse 1 des Spannungszustandes und der x-Achse des Koordinatensystems (O, x, y) gegeben durch

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2\tau}{\sigma_x - \sigma_y},$$

die Hauptnormalspannungen sind

$$\sigma_1 \text{ bzw. } \sigma_2 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2},$$

$$\tau_{12} = 0.$$

Die Hauptschubspannungsebenen halbieren die Winkel zwischen den Hauptachsen 1,2. Der Betrag der Hauptschubspannung ist

$$\tau_I = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2},$$

die zu den Hauptschubspannungsebenen gehörigen Normalspannungen sind

$$\sigma_I = \sigma_{II} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}.$$

Vgl. auch: Transformation der Spannungskomponenten.

F. Schleicher.

Hauptspant. Hauptspant ist der an der breitesten Stelle querschnitts durch das Schiff gelegte Querschnitt. Durch die Umrißlinien dieses Schnittes in der Schiffshaut und die durch den Wasserspiegel gelegte Ebene begrenzt, dient der Hauptspantquerschnitt, welcher mit dem Zeichen \boxtimes geschrieben wird, als wichtige Bezugsgröße beim Schiffswiderstand und geht in empirische Widerstandsformeln (z. B. französische Formel) als wichtigste Größe ein. Der Völligkeitsgrad β des Hauptspants wird definiert durch $\beta = \boxtimes/BT$, wo \boxtimes die eingetauchte Hauptspantfläche, B die größte Breite in der Ebene der Wasserlinie, T der Tiefgang in Schiffmitte am Ort des Hauptspantquerschnittes ist (s. auch Wasserlinie). Bezeichnet δ den Völligkeitsgrad des Displacements (s. d.), so bestimmen β und δ zusammen den Völligkeitsgrad φ des Hauptspantzylinders von der Länge L: $\varphi = \delta/\beta$.

Eisner.

Hauptstrahl s. Strahlenbegrenzung, auch Optische Abbildung.

Hauptstrommotor s. Elektromotoren.

Hauptträgheitsmoment s. Trägheitsmoment.

Hauptvalenz s. Valenztheorien.

Hauteinheitsdosis s. Erythemdosis.

Hautwirkung, elektrische s. Skin-Effekt.

Havelocksche Formel gibt die Abhängigkeit der elektrischen Doppelbrechung (s. Elektrooptische Doppelbrechung) von der Wellenlänge.

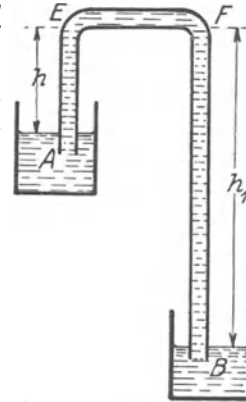
R. Ladenburg.

Heavisideschicht. Heaviside stellte zuerst die Theorie auf, daß die Ausbreitung der Wellen zwischen der Erde und einer mehr oder weniger metallisch leitenden Schicht in der oberen Atmosphäre erfolgt (80—200 km). Näheres s. Ausbreitung elektrischer Wellen.

A. Meissner.

Hebelwaage s. Waage.

Heber oder Saugheber. Mit einem Heber wird Flüssigkeit aus einem Gefäß mit freiem Spiegel durch ein gebogenes Rohr auf dem Umweg über ein höheres nach einem tiefer als der freie Spiegel liegenden Niveau befördert (s. Figur). Um den Heber in Gang zu setzen, muß das Rohr von A bis B ganz gefüllt sein. Die Wirkungsweise erklärt sich folgendermaßen: Am oberen Spiegel und an der unteren Austrittsöffnung (bzw. am unteren Spiegel, wenn in ein zweites Gefäß gefördert wird) herrscht derselbe Druck, nämlich der Atmosphärendruck b ($b = \text{rund } 10 \text{ m W.S.}$).



Zum Antrieb der Flüssigkeit steht ein Druckgefälle γ ($h_1 - h$) zur Verfügung, das zunächst beschleunigend auf die ganze Füllung des Rohrs wirkt. Im stationären Endzustand fließt eine so große Menge durch das Rohr, daß die Anfahrbeschleunigung bei A und die Reibungsverluste gerade durch die Druckdifferenz γ ($h_1 - h$) gedeckt werden. Es ist ersichtlich, daß der Flüssigkeitsfaden im Rohr abreißt, sobald h_1 so groß ist, daß bei F der absolute Druck 0 bzw. der Dampfdruck der Flüssigkeit erreicht wird.

Gefüllter Heber.

folgendermaßen: Am oberen Spiegel und an der unteren Austrittsöffnung (bzw. am unteren Spiegel, wenn in ein zweites Gefäß gefördert wird) herrscht derselbe Druck, nämlich der Atmosphärendruck b ($b = \text{rund } 10 \text{ m W.S.}$). Zum Antrieb der Flüssigkeit steht ein Druckgefälle γ ($h_1 - h$) zur Verfügung, das zunächst beschleunigend auf die ganze Füllung des Rohrs wirkt. Im stationären Endzustand fließt eine so große Menge durch das Rohr, daß die Anfahrbeschleunigung bei A und die Reibungsverluste gerade durch die Druckdifferenz γ ($h_1 - h$) gedeckt werden. Es ist ersichtlich, daß der Flüssigkeitsfaden im Rohr abreißt, sobald h_1 so groß ist, daß bei F der absolute Druck 0 bzw. der Dampfdruck der Flüssigkeit erreicht wird.

Eisner — O. Schrenk.

Heberbarometer s. Barometer.

Hebungswellen. Hebungswellen (Schwall) und Senkungswellen (Sunk) treten in offenen Gerinnen (s. d.) auf, wenn die darin abfließende Wassermenge Q_0 sich auf $Q_1 \geq Q_0$ ändert. Bei plötzlicher Änderung bildet der Wellenkopf eine ausgeprägte Stufe; ist die Änderung von einer gewissen Zeitdauer (Reguliertvorgang, bestimmtes Änderungsgesetz), so kommt das Änderungsgesetz in der Form des Wellenkopfes zum Ausdruck. Man unterscheidet: Füllschwall und Stauschwall, sowie Absperrunk und Entnahmesunk, je nachdem die Hebungswelle durch verstärkten Zufluß von oben oder gehemmten Abfluß unten, bzw. die Senkungswelle durch gehemmten Zufluß von oben oder verstärkte Entnahme unten hervorgerufen wird. Bedenkt man, daß im allgemeinen höchstens entweder Q_0 oder Q_1 , zumeist aber beide nicht, dem stationär gleichförmigen Abfluß im Gerinne entsprechen können, so daß also Ausgangs- oder Endzustand oder beide einer Stau- bzw. Senkungskurve (s. Staukurve) entsprechen, so erkennt man die obwaltenden Schwierigkeiten, die in der gleichzeitigen Abhängigkeit von Zeit und Ort bestehen. Sehr kleine Spiegelstörungen pflanzen sich, wenn man die Reibung vernachlässigen darf, mit der sog. Schwallwellengeschwindigkeit $c = \sqrt{g} R$ fort, $R = \text{hydraulischer Radius}$ (s. Profilradius) des Gerinnes (vgl. auch Oberflächenwellen und Schiffswellen), wie man leicht aus Impuls- und Kontinuitätsbetrachtungen ableiten kann. Etwas genauer ist die von Eisner in: Offene Gerinne, Hdb. d. Experimentalphysik (Wien und Harms), Bd. IV, 2, 1931 abgeleitete Formel:

$$c = \sqrt{\frac{g}{v} \cdot \frac{F}{\partial F / \partial h}}$$

mit $v \sim 1,1$ und $F = F(h) =$ Querschnitt. Bei merklichen Störungshöhen gilt im Rechteckgerinne etwa $c = \sqrt{g(H + \frac{3}{2}h)}$, $H =$ Tiefe, $h =$ Schwallstufenhöhe. Diese Formeln behalten auf kurzen Strecken in erster Näherung ihre Gültigkeit und können daher, vorsichtig angewendet, bei streckenweiser Rechnung und bei sachgemäßer Anbringung von Korrekturen (nachträgliche Berücksichtigung von Reibungsverlusten und Geschwindigkeitshöhenunterschieden [s. Geschwindigkeitshöhe und Bernoullisches Theorem]) Verwendung finden. Die Berücksichtigung der Bettreibung, wie sie in langen Gerinnen erforderlich wird, führte Krey 1921 zu einer erweiterten Schwallformel, die sich bei Wellen in langen Kanälen sehr gut bewährt hat. Da selbst in regelmäßigem, zylindrischem Kanalbett aus dem obengenannten Grunde mindestens für Q_0 oder Q_1 , meist für beide, ungleichförmiger Abfluß vorliegt, also der Querschnitt sich längs des Gerinnes ändert, reflektieren die Wellen dauernd an den Wandungen in einer der praktischen Rechnung kaum zugänglichen Weise. Totale oder Teilreflektierung am Kanalende oder bei starken, örtlich ausgeprägten Querschnittsänderungen können verhältnismäßig leicht berücksichtigt werden (Überlagerung der Teilwellen), gestalten aber die Rechnung bei weiterer Verfolgung sehr bald sehr umfangreich und undurchsichtig. Für gewisse Fälle der Querschnittsänderung können zur Verfolgung des Schalles mit ausgezeichnetem Erfolg die geistvollen Ansätze Forchheimers (Schwall und Sunk 1924) verwendet werden, die auf einer von ihm als zulässig angesehenen Trennung der Abhängigkeit der Vorgänge von der Zeit und der vom Ort beruhen. Eine Schwallrechnung bei allmählich sich verengendem Kanal und gleichzeitigem Vorhandensein einer Heberentlastungsanlage hat Eisner im Wasserkraftjahrbuch 1926/27 durchgeführt, und dabei die Grenzen der Anwendungsmöglichkeit der Forchheimerschen Voraussetzungen aufgezeigt. Bei geschickter, vorsichtiger Rechnung können mit verhältnismäßig elementaren Mitteln alle Anforderungen der Praxis (auch komplizierte Probleme) befriedigt werden. Eine exaktere Theorie ist zur Zeit kaum durchführbar.

Eisner.

Heckwelle s. Schiffswellen.

Hefnerkerze, Hefnerlampenstrahlung. Die in Deutschland als Lichtnormal eingeführte Hefnerlampe ist auch als Strahlungsnormal verwendbar. Ihre Gesamtstrahlung beträgt, entsprechend 1 Meterkerze, $0,0000215 \text{ g cal} = 900 \text{ erg-sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Während die Lichtstrahlung bei den normalen Luftdruck- und Feuchtigkeitsschwankungen sich um mehrere Prozente ändern kann, ist die Gesamtstrahlung auf 2% reproduzierbar und innerhalb dieser Grenze unabhängig von den genannten Faktoren. Die schwarze Temperatur der Hefnerlampe ist 1450° (vgl. Einheitslichtquellen). *Gerlach.*

Heinicke-Ofen. Ein von dem früheren Leiter der Staatlichen Porzellan-Manufaktur, Berlin, zu sehr hohen Temperatursteigerungen ausgebildeter Gasofen, der durch Vorwärmung der Frischluft mittels der Abgaswärme und durch konzentrisch nach innen fortschreitende Flammenführung ohne Gebläseluft 1550° , mit nur $\frac{1}{10}$ Atm. Luftüberdruck 1750° erreicht.

Carl Müller.

Heisenbergsche Quantenmechanik s. Quantenmechanik.

Heißkühlung s. Verbrennungskraftmaschine.

Heizfläche. Die Heizfläche ist jener Teil der Oberfläche eines Kessels, der einerseits vom Wasser oder Dampf, andererseits von den Heizgasen berührt wird. Ohne Zusatz gebraucht, wird immer die den Gasen zugekehrte, allgemein dem Stoff mit dem geringeren Wärmeleitvermögen zugekehrte, Fläche gerechnet. Die Wärmeaufnahme der Heizfläche erfolgt durch Strahlung und durch Berührung. Die Heizfläche soll frei von Ruß, Flugasche, Öl, Kesselstein, Schlamm, Gas- oder Luftblasen sein.

L. Schneider.

Heizungskraftmaschine. Als Heizungskraftmaschinen werden Wärmekraftmaschinen bezeichnet, deren Abwärme für Heizzwecke verwendet wird. Wie die Leistung der Wasserkraftmaschinen vom Wasser bestimmt wird, so ist die Kraftabgabe der Heizungskraftmaschine vom Wärmebedarf der Heizung abhängig. Die verbreitetste Heizungskraftmaschine ist die Dampfkraftmaschine, und zwar als Gegendruckmaschine oder Gegendruckturbine. Die letztere liefert eine kleinere Arbeitsausbeute aus einer gewissen Dampfmenge als die Kolbenmaschine, hat aber dagegen den Vorzug, daß sie ölfreien Abdampf liefert. Mit dem Abdampf kann sowohl eine Raumheizungsanlage als auch eine Warmwasserbereitung oder ein Dampfverbrauchender technischer Betrieb versorgt werden. Als solche Betriebe kommen insbesondere in Betracht Brauereien, Papierfabriken, Färbereien, Zuckerfabriken und chemische Fabriken. Die hervorragende Wirtschaftlichkeit der Heizungskraftmaschine beruht darauf, daß die Erzeugung von hochgespanntem Dampf fast den gleichen Aufwand verlangt als von niedriggespanntem. Das dazwischen liegende Druckgefälle kann aber in der Heizungskraftmaschine in mechanische Arbeit umgesetzt werden. Der Abwärmeverlust einer solchen Dampfmaschine ist fast gleich Null, da die Abwärme für Heizzwecke nutzbringend verwertet wird. Ist der Kraftbedarf größer als dem Abwärmebedarf entspricht, so wird die Dampfmaschine als Verbundmaschine gebaut und ihr zwischen Hoch- und Niederdruckzylinder Dampf entnommen (Zwischendampfentnahme).

In Sonderfällen kann auch ein Teil der Abwärme von Gasmaschinen, Dieselmotoren und sonstigen Ölmotoren verwertet werden. Die verfügbare Abwärme dieser Maschinen ist jedoch gegenüber der Dampfmaschine so gering, daß sie im allgemeinen als eigentliche Heizungskraftmaschinen nicht gelten.

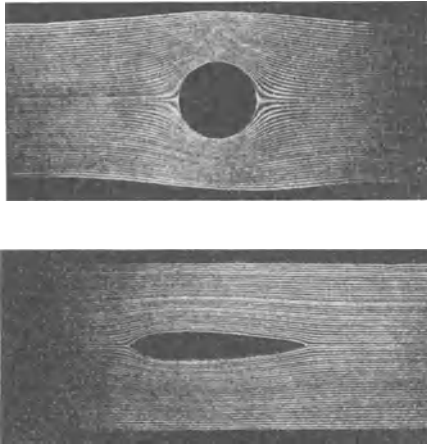
L. Schneider.

Näheres s. L. Schneider, Die Abwärmeverwertung im Kraftmaschinenbetrieb. Berlin. 4. Aufl. 1923.

Heizwert s. Verbrennungswärme.

Hele-Shaws Versuche. In einer Flüssigkeitsströmung zwischen zwei sehr nahen, parallelen, ebenen Platten bilden sich in plattenparallelen Schichten Geschwindigkeitsverteilungen aus, die denen der Potentialströmung reibungsloser Flüssigkeiten entsprechen (s. nachstehende Figur); von der mittleren Schicht nach den beiden Platten hin nimmt dabei die absolute Größe der Bewegungen entsprechend den Zähigkeitswirkungen bis auf Null ab, das Richtungsfeld jedoch bleibt überall unverändert. Hele-Shaw hat solche Strömungen längs verschiedener Hindernisse und Berandungen zwischen Glasplatten durch Einführung gefärbter Strom-

fäden sichtbar gemacht und erstmals photographisch aufgenommen. Die Bewegungen innerhalb jeder solchen Schicht sind annähernd drehungsfrei (Komponente von rot v senkrecht zur Schicht ist ≈ 0), darum von der Art der Potentialströmungen. Denn die Reibungskräfte, die in der Richtung senkrecht



Hele-Shawsche Strömungsversuche.

zu den Platten von Schicht zu Schicht übertragen werden, kommen infolge des starken Geschwindigkeitsgefälles in dieser Richtung nahezu allein zur Geltung; ihnen gegenüber sind die Reibungskräfte quer dazu zu vernachlässigen. Rechnerisch entspricht dem folgendes: Die Differentialgleichungen der Bewegung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right),$$

worin μ die Zähigkeit, p der Druck und z die Richtung senkrecht zu den Platten ist (w und $\frac{dp}{dz} = 0$) vereinfachen sich mit den nach vorstehendem als zulässig zu erachtenden Vernachlässigungen zu

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

und

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}.$$

Da p nur von x und y abhängig ist, folgen in bekannter Weise Parabeln zweiter Ordnung als Geschwindigkeitsprofile in der z -Richtung, und für u und v , wenn u_0 und v_0 die Geschwindigkeiten der Mittelschicht, und d der halbe Plattenabstand ist, die Beziehungen

$$u(x, y, z) = u_0(x, y) \left(1 - \frac{z^2}{d^2} \right)$$

und

$$v(x, y, z) = v_0(x, y) \left(1 - \frac{z^2}{d^2} \right)$$

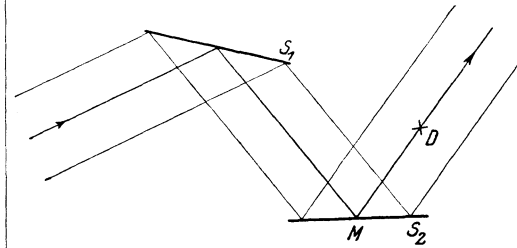
(z -Nullpunkt in der Mitte). Damit wird $\frac{\partial p}{\partial x} =$

$$\text{const} \cdot u_0(x, y) \text{ und } \frac{\partial p}{\partial y} = \text{const} \cdot v_0(x, y) \text{ und}$$

$\frac{p}{\text{const}}$ nimmt die Rolle eines Potentials für das Geschwindigkeitsfeld jeder Schicht an.

Eisner — O. Schrenk.

Heliograph. Heliographen sind optische Signalgeräte (s. d.) zum Geben von Lichtzeichen mittels des Sonnenlichts. Gewöhnlich besteht ein Heliograph aus 2 Planspiegeln S_1 und S_2 und einer Dioptereinrichtung, die sich aus einer in der Mitte des Spiegels S_2 befindlichen Marke M und dem Diopter D zusammensetzt. Beide Spiegel, der Hilfsspiegel S_1 und der Hauptspiegel S_2 , sind um horizontale und vertikale Achsen beliebig drehbar, so daß das vom Hilfsspiegel auf den Haupt-



Strahlengang im Heliographen.

spiegel reflektierte Sonnenlicht auf jeden Fall in der Richtung MD auf den Beobachter bzw. die beobachtende Gegenstation geworfen werden kann. Ist der Winkel der Richtungen vom Heliographen zur Sonne und zur Gegenstation spitz, so kann man den Hilfsspiegel S_1 entbehren. Der Hauptspiegel S_2 besitzt eine Feineinstellung, deren Betätigung es ermöglicht, die austretenden Strahlen immer wieder nach derselben Richtung zu senden, obwohl die Richtung der einfallenden Strahlen sich infolge der scheinbaren Bewegung der Sonne dauernd ändert. Zum Zwecke des Gebens der Lichtzeichen (Morsezeichen) ist der Hauptspiegel mittels eines Tasters um eine waagerechte Achse leicht kippbar.

Bei mittlerer Sichtigkeit der Luft kann man mit einem Heliographen von 12,5 cm Spiegeldurchmesser eine Reichweite von etwa 75 km erzielen. Der Streuwinkel des Heliographen, d. h. der Winkel, in dem die Lichtzeichen beobachtet werden können, ist gleich dem scheinbaren Sonnendurchmesser, also ca. $\frac{1}{2}^\circ$.

Für einen bestimmten Beobachter würde die maximale Lichtstärke erreicht sein, wenn von seinem Standpunkt aus gesehen die scheinbare Größe des Heliographenspiegels mit der der Sonne übereinstimmt.

Im Jahre 1875 hat H. C. Mance den 1821 von C. F. Gauß zu Triangulierungszwecken konstruierten Heliotropen zu einem Nachrichtenübermittlungsgerät umgebaut und es in den englischen Kolonien verwendet.

Hartinger.

Helimeter s. Mikrometer.

Heliostat, eine etwas einfachere Form des Zölostaten (s. d.).

Heliumatommodell, nächst dem Wasserstoffatommodell das einfachste unter den Atommodellen vom Bohr-Rutherford'schen Typus. Es besteht aus einem doppelt positiv geladenen Kern, der mit einem freien α -Teilchen identisch ist, und von zwei Elektronen umkreist wird. Nach der Bohrschen Theorie (s. d.) wären diesen Elektronen ganz bestimmte Quantenbahnen vorgeschrieben. Als ziemlich gesichert wurde angenommen, daß sich im Normalzustande beide Elektronen auf einquantigen, sehr nahe kreisförmigen Bahnen bewegen, deren Ebenen um 120° gegeneinander geneigt sind, während das ganze System zugleich eine langsame Drehung um die unveränderliche Impulsachse des Atoms ausführt. Dieser Normalzustand sollte

den Endzustand der mit der Anregung des sog. Parheliumspektrums des He-Bogenspektrums verbundenen Quantenübergänge des He-Atoms festlegen. Der Endpunkt, der dem sog. *Orthoheliumspektrum* des He-Bogenspektrums entsprechenden Quantenübergänge hingegen stellt einen *metastabilen Zustand* dar (wie von Franck und seinen Mitarbeitern experimentell festgestellt werden konnte), in welchem ein Elektron eine einquantige ebene Bahn um den Kern beschreiben sollte, welche von einer weiteren, zweiquantigen, in der gleichen Ebene beschriebenen Bahn des zweiten Elektrons umgeben wäre. Die Durchrechnung dieser und noch einiger anderer Modelle unter Voraussetzung rein Coulombscher Wechselwirkungen zwischen Kern und Elektronen hat zu einer der Erfahrung nicht entsprechenden Ionisierungsspannung des He, ferner zu unrichtigen höheren Energiestufen geführt, so daß auf diesem Wege eine Vorausberechnung der Frequenzen der He-Bogenlinien nicht möglich ist. Ein wesentlich befriedigenderes Ergebnis liefert die bisherige, noch sehr rohe Behandlung des Heliumatommodells durch Heisenberg auf Grund seiner Quantenmechanik (s. d.). Wenn es bisher auch hier noch nicht gelungen ist, den normalen und den metastabilen Grundzustand des Heliums numerisch zu beherrschen, so scheint das mehr an dem Vorhandensein erheblicher rechnerischer, als grundsätzlicher Schwierigkeiten gelegen zu sein. Wie sich nämlich gezeigt hat, vermag die quantenmechanische Untersuchung, insbesondere bei Berücksichtigung der Elektronendrehimpulse (s. Kreiselektron) alle feineren Struktureigentümlichkeiten des He-Bogenspektrums qualitativ sehr befriedigend wiederzugeben und auch quantitativ genügende Annäherungswerte für höhere Energiestufen des Atoms zu liefern. Da nach der Quantenmechanik beide Elektronen in dem Problem prinzipiell gleichwertige Rollen besitzen, ist es nicht mehr möglich, ein anschaulich zufriedenstellendes Bewegungsbild von zwei Kraftzentren um den Heliumkern anzugeben, welches den tatsächlichen Verhältnissen gerecht werden würde.

Das Modell des *einfach ionisierten Heliumatoms* stellt hingegen mit seinen vom Experiment in jeder Hinsicht bestätigten spektralen Konsequenzen eines der Prunkstücke der älteren wie der neueren Quantentheorie dar. Da hier ein Elektron durch den Ionisationsvorgang entfernt ist, beschreibt das übriggebliebene Elektron unter der alleinigen Wirkung der Coulombschen Anziehung des Kernes nach der Bohrschen Theorie Ellipsenbahnen, ähnlich denen des Elektrons im Wasserstoffatommodell (s. d.). Hier ist nun eine strenge Berechnung der Quantenbahnen sowohl nach der gewöhnlichen als nach der Relativitätsmechanik leicht durchführbar, dasselbe gilt von der Berücksichtigung des störenden Einflusses durch ein äußeres elektrisches oder magnetisches Feld. Damit ist es möglich, das Funkenspektrum des Heliums samt Feinstruktur, Stark- und Zeemaneffekt seiner Linien auf Grund weniger universeller Konstanten allein, nämlich Elementarquantum, Wirkungsquantum, Lichtgeschwindigkeit, Elektronenmasse und Heliumatomgewicht, in glänzender Übereinstimmung mit der Erfahrung vorzuberechnen. Die quantenmechanische oder wellenmechanische Behandlung des einfach ionisierten Heliumatoms führt ebenso wie beim Wasserstoffatommodell (s. d.) trotz sehr veränderter Grundlagen nur auf

geringfügige, durch die Erfahrung bestätigte Abweichungen von den Ergebnissen der älteren Bohrschen Theorie.

Über den Aufbau des Heliumatomkernes s. Atomkern.

Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. IV. Aufl. Braunschweig 1924. Ferner W. Heisenberg, Ztschr. f. Phys., Bd. 39, S. 499. 1926.

Heliumröhre, kleine Glimmlichtröhre mit Heliumfüllung, dient in der Hochfrequenztechnik als Indikator für elektrische Schwingungen. Zwei eingeschmolzene Elektroden werden mit zwei Punkten verbunden, zwischen denen einige hundert Volt Wechselfspannung entstehen, dann leuchtet die Röhre auf. Es werden für denselben Zweck Neon- und Argonröhren verwendet, auch Röhren mit Außenelektroden oder Alkalielektroden mit und ohne Zuleitungen. *H. Rukop.*

Helladaptation s. Adaptation des Auges.

Hellfeldbeleuchtung. Das gewöhnliche Beleuchtungsverfahren beim Mikroskop s. Dunkelfeldbeleuchtung.

Helligkeit, Definition s. Photometrische Gesetze und Formeln, Nr. 5; s. a. Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen.

Helligkeit (spezifische) der Farben s. Helligkeitsverteilung im Spektrum.

Helligkeit der Sterne. Die Sterne werden nach ihrer Helligkeit in Größenklassen eingeteilt. Die Helligkeiten bilden eine fallende geometrische Progression, wenn die Größenklassen eine steigende arithmetische Progression darstellen. Diese Definition ist natürlich und beruht auf Fechners psychophysischem Gesetz. Man hat festgesetzt, daß dem Intervall einer Größenklasse das Helligkeitsverhältnis 1:2,512... entspricht, nämlich $0,4 = \log 2,512 = \log \frac{h_m}{h_m + 1}$; h_m bedeutet die Intensität eines Sternes m -ter, $h_m + 1$ diejenige eines Sternes $m + 1$ -ter Größe. Ein Unterschied von 5 Größenklassen bedeutet das Helligkeitsverhältnis 1:100.

Man unterscheidet scheinbare und absolute Helligkeit und dementsprechend scheinbare und absolute Größen. Erstere gibt ein Maß für die Helligkeit, welche der irdische Beobachter wahrnimmt. In diese Skala werden auch die Körper des Sonnensystems eingereiht, deren absolute Helligkeit mit der Entfernung von der Sonne variiert. Der Begriff der absoluten Helligkeit, d. h. Helligkeit in Entfernungseinheit wird im allgemeinen nur auf selbstleuchtende Körper (Fixsterne) angewandt.

Ursprünglich bezeichnet man die hellsten Sterne als solche der 1. Größe, die schwächeren sukzessive als solche der 2., 3. usw. Mit Einführung der Photometrie wurde eine zahlenmäßige Definition nötig und die Skala wurde auf nullte und negative Größen erweitert. So hat Venus im hellsten Licht die Größe — 4, Vollmond — 11, Sonne — 26,5. Mit photographischen Aufnahmen erreicht man mit dieser nach beiden Seiten beliebig ausdehnbaren Skala die Größe + 20.

Die absolute Helligkeit ist naturgemäß nur bei den Sternen angebbbar, deren Parallaxen (Entfernungen) bekannt sind. Das sind verhältnismäßig wenige. Einige schwache Sterne mit meßbarer Parallaxe ergeben eine mehr als 1000mal geringere Leuchtkraft als die Sonne, einige der hellsten Sterne mit unmeßbarer kleiner Parallaxe ergeben als

Minimum der Leuchtkraft das Mehrhundertfache der Sonnenhelligkeit. Man nennt die absolute Helligkeit eines Sternes diejenige, in der er aus der Entfernung erscheint, die der Parallaxe $0,1''$ entspricht. Ist M die absolute, m die scheinbare Größe, p die Parallaxe, dann ist

$$M = m + 5 + 5 \log p.$$

Die Sonne hat die Größe $+5$. Ferner muß man zwischen visueller und photographischer Größe unterscheiden. Zwei Sterne verschiedener Farbe, die dem Auge gleich hell erscheinen, können photographisch um etwa zwei Größenklassen verschieden sein, da ein roter Stern photographisch weniger wirksam ist. Man unterscheidet daher visuelle und photographische Größe und nennt den Unterschied beider den Farbenindex (s. d.). Außerdem mißt man gelegentlich, vor allem von Planeten, mittels eines Bolometers die Gesamtstrahlung und spricht dann von der bolometrischen Größe. *Böttlinger.*

Helligkeitsverteilung im Spektrum. In dem mit helladaptiertem Auge betrachteten lichtstarken Spektrum des Sonnenlichts sind die Helligkeiten so verteilt, daß das Maximum der Helligkeit in der Gegend der Natriumlinie ($589 \mu\mu$), meist sogar rotwärts von dieser Stelle (bei $605 \mu\mu$) gesehen wird. Während die dem langwelligen Teil des Spektrums entsprechenden Farben bis in das gelbliche Grün leuchtend hell erscheinen, stehen die gegen das kurzwellige Spektralende sich anschließenden Farben an Helligkeit beträchtlich hinter jenen zurück. Im ganz lichtschwachen Spektrum, in dem das gut dunkeladaptierte Auge nunmehr farblose Helligkeiten wahrnimmt (s. Adaptation des Auges), liegen die Verhältnisse anders; das Maximum der Helligkeit ist deutlich nach dem kurzwelligen Ende verschoben (es liegt etwa bei $529 \mu\mu$) und, während jetzt die langwelligen Lichter nur ganz unbedeutende Helligkeiten geben, erscheinen die kurzwelligen relativ hell. Die Kurve der „Dämmerungswerte“ zeigt die Helligkeitsverteilung im Dunkelspektrum für das normal farbentüchtige, aber dunkeladaptierte Auge als die gleiche, wie sie der helladaptierte Totalfarbenblinde sieht, und bemerkenswerterweise stimmt sie auch mit der Kurve der Bleichungswerte, die die spektralen Lichter für den Sehpurpur besitzen (s. Duplizitätstheorie) fast vollkommen überein. Stellt man sich auf den Standpunkt von Hering und spricht den mit dunkel adaptiertem Auge im Dunkelspektrum wahrnehmbaren Rest an (farblosen) Helligkeiten als die „Weißvalenzen“ der spektralen Lichter, d. h. als Maß ihrer dissimilierenden Wirkung auf die schwarz-weiße Sehschubstanz an, so wird man umgekehrt zur Folgerung geführt, daß beim Übergang von der Dunkel- zur Helladaptation das mit dem Merklichwerden der farbigen Valenzen verbundene Ansteigen der Helligkeiten nach Maßgabe einer spezifischen Eigentümlichkeit der sichtbar werdenden bunten Farben, ihrer sog. spezifischen Helligkeit, verläuft. Nach dieser Anschauung sind, wie obige Angaben über die Helligkeitsverteilung im Hellspektrum lehren, Rot und Gelb als helle Farben, Grün und Blau als dunkle Farben anzusprechen, indem der Helligkeitseindruck des Weiß durch Zusatz von Rot und Gelb erhöht, durch Zusatz von Grün und Blau vermindert wird (s. a. Photometrie im Spektrum).

Dittler.

Näheres s. Hillebrand, Ztschr. f. Sinnesphysiol., Bd. 51, S. 46. 1920.

Berliner-Scheel, Physikalisches Handwörterbuch. 2. Aufl.

Helmholtzsche Gleichung s. Nernstsches Wärmetheorem, auch Funktionen, charakteristische, der Thermodynamik.

Helmholtzsche Wirbelsätze. Die Zirkulation um einen Wirbelfaden ist in einer idealen Flüssigkeit zeitlich unveränderlich. Kein Teilchen kann Drehung erlangen, wenn es vorher drehungsfrei war.

Dieser Satz gilt für wirkliche Flüssigkeiten nur näherungsweise und nur dann, wenn die Zähigkeit (s. d.) genügend klein ist oder die Strömung in weitem Umkreis mit einer Potentialströmung übereinstimmt.

Ein Wirbelfaden besteht immer aus denselben Flüssigkeitsteilchen, auch wenn er sich fortbewegt oder seine Form ändert.

Die Zirkulation um einen Wirbelfaden ist auf der ganzen Länge des Fadens unveränderlich. Deshalb kann der Faden nur an den Grenzen der Flüssigkeit endigen, oder er muß in sich zurücklaufen. Vgl. Wirbelbewegungen. *v. Staal.*

Hemeralopie. Unter Hemeralopie versteht man eine angeborene oder erworbene Funktionsstörung des Sehorgans, die sich in der Unfähigkeit äußert, bei herabgesetzter Beleuchtung zu sehen (Nachtblindheit). Sie hat ihre Ursache also offenbar in einem mehr oder weniger vollkommenen Fehlen des Vermögens, sich für Dunkel zu adaptieren. Inwieweit eine Anomalie der Sehpurpurbildung (s. d.) hierbei eine Rolle spielt, ist vorderhand nicht zu sagen. Die während des Krieges vielfach beobachtete Form der erworbenen Hemeralopie ist mit dem relativen Fettmangel in unserer Ernährung in Beziehung gebracht und durch reichliche Fettzufuhr mit Erfolg bekämpft worden. — Das relative Zurückbleiben der Erregbarkeitssteigerung der Fovea centralis (s. Gelber Fleck) hinter jener der parazentralen und peripheren Netzhautteile kann als eine physiologische Hemeralopie des Netzhautzentrums bezeichnet werden. *Dittler.*

Näheres s. Birch-Hirschfeld, Graefes Arch. f. Ophthalm., Bd. 92, S. 273, 1916.

Hemiedrie, nicht überdeckbare. Die natürlich-aktiven Körper, welche die Polarisationsebene des Lichtes drehen, können in optischer Hinsicht keine Symmetrieebene besitzen. Bei den aktiven Kristallen liegt die Unsymmetrie in der gegenseitigen Anordnung der Atome und Moleküle. Die aktiven Kristalle erscheinen in rechts- und linksdrehenden Individuen; hierbei ergibt sich die Drehrichtung aus der Enantiomorphie der Kristalle, die sich in der geometrischen Kristall-Ausbildung oft durch das Auftreten hemiedrischer, an den verschiedenen Individuen entgegengesetzt geordneter Flächen kenntlich macht. Diese Erscheinung heißt nach Pasteur auch „nicht überdeckbare Hemiedrie“; die eine Kristallfigur stellt nämlich das Spiegelbild der anderen dar und läßt sich von dieser nicht überdecken. *Schönrock.*

Henry (Absolutes und Internationales). — Früher auch als „Quadrant“ bezeichnet. Praktische Einheit der Induktivität (Selbstinduktion und gegenseitige Induktion im elektromagnet. Maßsystem), vgl. Praktische elektrische Einheiten. Prinzipiell hat man zu unterscheiden: das Absolute Henry, welches gleich 10^9 CGS-Einheiten ist und das Internationale Henry, welches dadurch definiert ist, daß in einem elektrischen Leiter von 1 Henry Induktivität, in dem sich die Stromstärke um 1 int. Ampere in der Sekunde ändert, eine Spannung von 1 int. Volt induziert wird. Nach dem jetzigen Stand der Messungen ist 1 Internationales Henry = 1,0005 Absolute Henry. Im

elektromagnetischen CGS-System wird die Induktivität in cm angegeben ($1 \text{ cm} = 10^{-9}$ Henry). Die elektrostatische Einheit der Induktivität ist gleich rund $9 \cdot 10^{11}$ Henry. *W. Jaeger.*

Henry'scher Verteilungssatz. Wenn eine Molekelart in zwei Phasen, die sich im Gleichgewicht befinden sollen, vorhanden ist, so stehen ihre Konzentrationen in beiden Phasen in einem konstanten Verhältnis, das von der Temperatur, aber nicht von den Konzentrationen selbst abhängt. Ist die eine Phase die Gasphase, so spezialisiert sich der H. V. zu dem Henry-Dalton'schen Gesetz: Die Sättigungskonzentration eines Gases in einer Flüssigkeit ist proportional seinem Partialdruck. Die kinetische Evidenz des Satzes beruht darin, daß im Gleichgewicht die Durchtrittsgeschwindigkeiten durch die Phasengrenze einander gleich, andererseits aber proportional den beiden Konzentrationen sind. Ausnahmen treten auf, wenn z. B. starker Druck auf die Gasphase in dieser nicht nur den Partialdruck, sondern auch das Lösungsvermögen verändert. Der H. V. setzt nämlich Gültigkeit der idealen Gasgesetze, also genügende Verdünnung in beiden Phasen voraus. Es muß aber aus thermodynamischen Gründen in allen Fällen eine die Konzentrationen verbindende Gleichung existieren.

Schwab.

Herausragender Faden von Thermometern. Temperaturmessungen mit Flüssigkeitsthermometern sind häufig deshalb fehlerhaft, weil das Thermometer, dessen Angaben bei ganz eintauchendem Faden zutreffen, sich nur zum Teil in der zu untersuchenden Substanz befindet. Es mag berücksichtigt werden, daß je 100° herausragenden Fadens, die eine um 100° zu niedrige Temperatur gegenüber der Temperatur der Thermometerkugel haben, die Angaben eines Quecksilberthermometers um etwa $1,6^\circ$ verfälschen. Das sind bei 300° , wenn man $\frac{2}{3}$ des Fadens, also 200° herausragen läßt, $1,6 \times 3 \times 2$ also rund 10° . Ein solcher Fehler wird von erfahrenen Experimentatoren selbstverständlich nicht begangen werden; immerhin ist es schwer, die mittlere Temperatur des herausragenden Fadens genau anzugeben und so den Fehler ganz zu vermeiden. — Ein Mittel zur genauen Feststellung der Korrektur ist das von Mahlke vorgeschlagene Fadenthermometer, im wesentlichen nichts anderes, wie ein Thermometer mit einem sehr langen dünnen Gefäß, gleich dem herausragenden Faden selbst, und einer darauf sitzenden sehr engen Kapillare. Das Fadenthermometer wird so neben dem benutzten Thermometer angeordnet, daß das obere Ende seines Gefäßes mit dem Fadenende jenes Thermometers in gleicher Höhe liegt. Beträgt die Gefäßlänge des Fadenthermometers n Grade des Hauptthermometers und zeigt es die Temperatur t' an, so bedeutet das, daß die oberen n Grade des herausragenden Fadens des Hauptthermometers die Temperatur t' an Stelle der Meßtemperatur haben; zu den Angaben des in die Badflüssigkeit tauchenden Thermometers ist dann also der Betrag $1,6 \times \frac{t - t'}{100}$

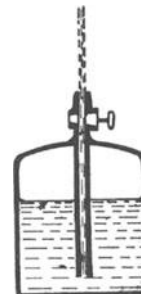
$\times \frac{100}{n}$ Grad zu addieren.

Scheel.

Näheres s. Mahlke, Ztschr. f. Instkde. 1893, S. 58; 1894, S. 73.

Heronball. Der Heronsball ist ein von Heron von Alexandria (ca. 100 v. Chr.), einem Schüler von Ctesibius, in seiner Pneumatika angegebener Apparat. Er ist ein luftdicht abgeschlossener Be-

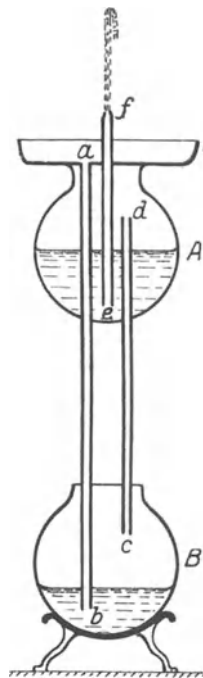
hälter, in welchen bis dicht über den Boden ein mit Hahn versehenes Rohr taucht. Ist der Behälter bis zu einer gewissen Höhe mit Wasser gefüllt und komprimiert man die Luft in dem Behälter durch Hineinblasen oder mittels einer Kompressionspumpe, so drückt die Luft auf das Wasser, und dieses springt als Wasserstrahl aus der freien Öffnung des Rohres (s. Figur).



Heronball.

Nach diesem Prinzip sind die Siphonflaschen für einige Getränke gebaut, bei denen die aus dem Getränk freigewordene Kohlensäure den Druck zum Heraustreiben der Flüssigkeit liefert. *Eisner.*

Heronbrunnen. Der Heronsbrunnen ist ein von Heron von Alexandria angegebener Apparat (intermittierender Springbrunnen), der in untenstehender Figur schematisch abgebildet ist. Gießt man Wasser in die obere Schale C, so fließt es durch das Rohr a—b in die untere Kugel B und verursacht hier einen Überdruck, welcher durch die Höhe des Wassers im Rohr a—b gegeben ist. Da der Behälter B mit dem Behälter A durch das Rohr c—d in Verbindung ist, herrscht derselbe Überdruck auch im Gefäß A. Dieser treibt das Wasser, mit welchem A zum Teil gefüllt ist, aus dem Rohr e—f als feinen Strahl hinaus.



Eisner.

Heronbrunnen.

Das Wasser des Springbrunnens sammelt sich wieder in der Schale C und hält den Druck in B mit Hilfe der Wassersäule im Rohr a—b aufrecht. Sobald der Behälter A entleert ist, hört das Spiel auf; durch Umdrehen des Apparates kann man indessen das Wasser aus B durch das Rohr c—d wieder nach A befördern, und das Spiel kann von neuem beginnen.

Herpoldie(kegel) s. Poinsofbewegung.

Herpoldie(kurve) s. Polhodie und Poinsofbewegung.

Herschel-Effekt. Wird eine phot. Bromsilberschicht erst schwach mit weißem Licht und dann stark mit rotem Licht bestrahlt, so ist sie nach der Entwicklung weniger geschwärzt als wenn sie nach der Bestrahlung mit weißem Licht allein entwickelt wäre. *Meidinger.*

Näheres s. Lescyński, Ztschr. f. wiss. Phot. 24, S. 275; H. 8. 1926. Dort weitere Lit.

Herschelsche Bedingung. Die Forderung, daß bei einer achsensymmetrischen Linsenfolge nicht nur ein Punkt der Achse O (in O'), sondern auch ein etwas mehr oder weniger weit entfernter Punkt O₂ (in O'₂) scharf abgebildet wird. Nach Ch. Hockin (1884) ist die Herschelsche Forderung erfüllt, wenn

$$\sin \frac{u'}{2} : \sin \frac{u}{2} = \sqrt{\frac{n}{n'}} \frac{1}{a} = \text{const.}$$

Hier ist a die Tiefenvergrößerung $O'O'_2/O O_2 = dy'/dy$, die übrigen Bezeichnungen sind dieselben wie bei der Sinusbedingung. Wie diese, ist auch die Hockinsche Gleichung ein Sonderfall der Kosinusbedingung, beide sind im allgemeinen aber nicht vereinbar miteinander. *H. Boegehold.*

Hertz, die Einheit der Frequenz, d. h. 1 Hertz gleich 1 Periode (ganze) in der Sekunde. Die übliche Wechselstromfrequenz entspricht 50 Hertz.

W. Jaeger.

Hertzeffekt. Begünstigung einer Funkenentladung durch Belichtung der Kathode, besonders mit ultravioletem Licht, die entweder in einer Vergrößerung der Schlagweite oder in einer Verringerung des Entladungspotentials besteht. *Güntherschulze.*

Hertzische Mechanik. Der von Heinrich Hertz in seinen „Prinzipien der Mechanik, Leipzig 1894“ eingeschlagene neue Weg, die Mechanik darzustellen, setzt sich zum Ziel, den Begriff der Kraft aus der Mechanik völlig zu entfernen. Hertz sucht dieses Ziel zu erreichen durch Aufstellen seines Prinzips der geradesten Bahn. Dieses geht aus von folgenden Begriffen. Sind m_i die Massen der Einzelpunkte eines Systems, v_i ihre Geschwindigkeiten, so wird mit der Gesamtmasse m die „Geschwindigkeit v des Systems“ definiert durch die Mittelwertbildung

$$m v^2 = \sum m_i v_i^2.$$

Die Bewegung des Systems heißt „gleichförmig“, wenn die „Geschwindigkeit des Systems“ sich nicht mit der Zeit ändert, während die Einzelmassen sich ganz ungleichförmig bewegen können. Ebenso wird die „Beschleunigung b des Systems“ aus den Beschleunigungen b_i der Einzelmassen definiert durch die Mittelwertbildung

$$m b^2 = \sum m_i b_i^2.$$

Endlich wird unter der „Bahnkrümmung k des Systems“ verstanden die Größe

$$k = \frac{\sqrt{b^2 - \left(\frac{dv}{dt}\right)^2}}{v^2}.$$

Nennt man ein System „frei“, wenn seine Koordinaten nur geometrischen, von der Zeit unabhängigen Bedingungen unterworfen sind, wenn also insbesondere keine eingepprägten Kräfte auf es wirken, so lautet das *Hertzische Prinzip*: Jedes freie System beharrt im Zustande der Ruhe oder der gleichförmigen Bewegung in einer geradesten Bahn. Ausgehend von diesem Prinzip, aus welchem der Begriff der Kraft völlig verschwunden ist, sucht Hertz die Mechanik in der Weise aufzubauen, daß an die Stelle von Fernkräften die Verkoppelung mit verborgenen zyklischen Systemen (s. Koordinaten der Bewegung) tritt, deren Bewegungsenergie mit dem Potential jener Fernkräfte identifiziert wird. Die Druckkräfte dagegen werden durch geometrische Führungsbedingungen ersetzt in ähnlicher Weise, wie dies bereits Lagrange getan hatte (s. Impulssätze).

Es darf nicht verschwiegen werden, daß die Hertzische Mechanik bis heute eigentlich nur ein Programm geblieben ist; doch erscheint die moderne Entwicklung der Physik in der Gestalt des allgemeinen Relativitätsprinzips in gewissem Sinne als Fortsetzung des Hertzischen Gedankens. Das Gravitationsfeld als Träger der metrischen Eigenschaften des Raums spielt die Rolle der geometrischen Bedingungen, denen das der Gravi-

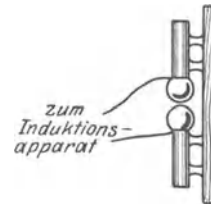
tation unterworfenen System gehorchen muß; dessen Bahn aber ist eine geradeste. *R. Grammel.*

Näheres über die Hertzische Mechanik s. außer in Hertz' Prinzipien der Mechanik, Leipzig 1894, insbesondere bei A. Brill, Vorlesungen zur Einführung in die Mechanik raumerfüllender Massen, Leipzig 1909.

Hertzische Wellen. Elektromagnetische Wellen, insbesondere solche kurzer Wellenlänge. Sie wurden zum ersten Male von Hertz 1887 mit Hilfe eines kleinen stabförmigen Oszillators hergestellt. Er führte mit ihnen den Nachweis für die Gültigkeit der Maxwellschen Theorie. Die Länge der von Hertz hergestellten Wellen betrug etwa 60 cm. Für Schwingungen dieser Art ergab sich die Gültigkeit der für Lichtstrahlen geltenden Gesetze der Reflexion und Brechung. Mit einem Prisma aus isolierendem Material (Pech, Paraffin oder dgl.) kann man die Brechung, mit einem parabolischen zylindrischen Metallspiegel die Reflexion und Beugung nachweisen. Vgl. Wellen, elektrische in der Luft. *E. Alberti.*

Näheres s. Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus.

Hertzischer Oszillator. Von Hertz 1888 angegebene Anordnung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen. Der Oszillator (s. Fig.) besteht aus zwei kurzen Messingrohren, die an den einander zugekehrten Enden Kugeln tragen und zusammen eine Funkenstrecke bilden. Der von Hertz benutzte Oszillator hatte eine Gesamtlänge von 26 cm, die von ihm erzeugten elektrischen Schwingungen eine Frequenz von etwa 5×10^8 , was



Hertzischer Oszillator.

an einer Wellenlänge von 60 cm entspricht. An die Kugeln wird der Induktionsapparat angeschlossen. Der Oszillator stellt einen offenen Schwingungskreis von sehr starker Strahlung dar, die Schwingungen sind infolgedessen stark gedämpft. Über die Strahlungsvorgänge siehe unter „Wellen, elektrische in der Luft“ und „Ausbreitung elektrischer Wellen in der Luft“. *E. Alberti.*

Näheres s. Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus.

Heßsche Strahlung s. Durchdringende Strahlung.

Heßsches Gesetz s. Wärmesummen.

Heterochrome Photometrie s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen.

Heterodyneempfang, Schwebungsempfang, Interferenzempfang. Eine von R. A. Fessenden 1907 angegebene Methode zur Hörbarmachung ungedämpfter Schwingungen. An der Empfangsstation wird eine ebenfalls ungedämpfte Hochfrequenzschwingung sehr geringer Energie erzeugt, der von außen aufgenommenen Schwingung überlagert und etwas gegen diese verstimmt. Dadurch entstehen in bekannter Weise durch Interferenz Schwebungen, deren Zahl gleich der Differenz der Schwingungszahlen der beiden Wellen ist. Durch Änderung der Frequenz der überlagerten Schwingungen können die Schwebungen auf jede beliebige Tonfrequenz eingestellt werden. Die übermittelten Zeichen werden somit erst im Empfänger hörbar. Die Erzeugung der überlagerten Schwingungen erfolgt entweder in einem in der Nähe des Empfängers aufgestellten kleinen Hilfssender (Überlagerer) oder in der Gleichrichterröhre des Empfängers (Schwingaudion). *E. Alberti.*

Näheres s. Rein, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Heterogenes Gleichgewicht. Ein Gleichgewicht, an dem mehrere Phasen teilnehmen. Über die hier geltenden Gesetzmäßigkeiten vgl. Phasenregel, Gleichgewicht, Verdampfung, Dampfdruck, Löslichkeit, Thermodynamisches Gleichgewicht u. ä. *Schwab.*

Heteropolare Bindung s. Valenztheorien.

Heuslersche Legierungen. Während man früher nur drei ferromagnetische Metalle Eisen, Nickel und Kobalt kannte, fand Heusler im Anfang dieses Jahrhunderts beim Zusammenschmelzen von Kupfer mit Mangan und Aluminium eine Legierung von ausgesprochen ferromagnetischem Charakter. Dieser ist offenbar auf das Mangan zurückzuführen, da sich das Aluminium in der Legierung noch durch zahlreiche andere Stoffe ersetzen läßt, selbst durch das diamagnetische Wismut, das Mangan aber nicht. Selbstverständlich hängen die magnetischen Eigenschaften in hohem Maße von der Zusammensetzung ab; 55% Kupfer, 30% Mangan und 15% Aluminium ergeben z. B. eine Legierung, deren Magnetisierbarkeit von der Größenordnung des Gußeisens ist. Andere Legierungen zeichnen sich durch besonders niedrige Umwandlungspunkte aus; sie verlieren ihre Magnetisierbarkeit schon im Wasserbad und sind daher ganz besonders als Demonstrationsobjekte zu verwenden; wieder andere zeigen sich nach besonderer thermischer Behandlung nahezu hysterese frei.

Eine besondere Rolle spielt bei den Heuslerschen Legierungen die sog. „Alterung“, d. h. eine längere Erwärmung auf bestimmte hohe Temperaturen, welche offenbar das Entstehen der magnetisierbaren Molekülkomplexe begünstigt, und die also hier einen ganz anderen Vorgang bezeichnet, als die sonstige magnetische Alterung (s. d.).

Praktische Verwendung haben die Legierungen bis jetzt wohl kaum in erheblichem Umfang gefunden, da ihre Magnetisierbarkeit gegenüber derjenigen des reinen Eisens doch zu gering und die Herstellung zu kostspielig ist, dagegen sind sie von hohem wissenschaftlichen Interesse. Neben dem Erfinder hat sich namentlich Professor Richarz in Marburg mit seinen Schülern um die Aufklärung der außerordentlich verwickelten Verhältnisse verdient gemacht. *Gumlich.*

Näheres s. Take, Abh. Kgl. Ges. d. Wissensch. Göttingen (N. F.) 8, H. 2; A. Kussmann und B. Scharnow, Ztschr. f. Phys. 47, 770, 1928; E. Persson, Naturwiss. 16, 613, 1928.

Heylandtverfahren der Luftverflüssigung. Bei diesem Verfahren ist das Prinzip der äußeren Arbeit, das für die Luftverflüssigung von Claude (s. Verflüssigung) angewendet wird, mit dem Prinzip des Joule-Thomson-Effekts (s. d.) kombiniert. Ein Teil des komprimierten Gases wird unter Leistung äußerer Arbeit in einer Kolbenmaschine expandiert und abgekühlt und dient dann zur Vorkühlung eines andern Teils des komprimierten Gases, das darauf durch ein Drosselventil tritt und sich wesentlich unter Leistung innerer Arbeit (Überwindung der Attraktionskraft der Moleküle) ausdehnt und bis zur Verflüssigung abkühlt. *Henning.*

Hicksche Vorrichtung s. Maximumthermometer.

Hiebtöne nennt man die Töne, die beim Schlagen eines Stabes durch die Luft oder beim Vorbeiströmen von Luft an Stäben oder Drähten entstehen. Experimentell sind die Hiebtöne schon 1878 von Strouhal sehr genau untersucht worden. Er fand, daß die Schwingungszahl n bei einem zylindrischen Stabe vom Durchmesser d , der mit

der Geschwindigkeit v bewegt wird, gegeben ist durch den Ausdruck $n = \text{const.} \frac{v}{d}$, also proportional

der Geschwindigkeit und umgekehrt proportional der Dicke des Stabs ist. Merkliche Abweichungen von diesem Verhalten zeigen nur sehr dünne Drähte von etwa 0,4 mm Durchmesser an abwärts.

Strouhal führte die Entstehung der Hiebtöne darauf zurück, daß die Luftverdichtung, die sich vor dem Stabe bildet, infolge der Reibung an den Rändern sich nicht kontinuierlich, sondern ruckweise periodisch mit der Luftverdünnung hinter dem Stabe ausgleicht. Diese Periode ist die Periode des entstehenden Tones, der Reibungston oder Luftton genannt wird. Fällt die Periode eines Eigentones des Drahtes mit ihr zusammen, so kommt der Draht durch Resonanz zu starkem Mitschwingen (Drahtton), und der vorher schwache Ton schwillt mächtig an.

Die exakte Theorie der Hiebtöne beruht auf einer hydrodynamisch sehr wichtigen Arbeit von Kármán über die Stabilität von Systemen geradliniger Wirbel. Kármán zeigte (unter Beschränkung auf das Problem der ebenen Strömung), daß das Wirbelsystem hinter einem durch eine Flüssigkeit bewegten Stab nur dann stabil ist, wenn die einzelnen Wirbel der beiden parallelen Wirbelreihen um die Hälfte des Abstandes je zweier benachbarter Wirbel einer Reihe gegeneinander versetzt sind. Durch die so bestimmte Wirbelperiode ist die Periode des Hiebtönen gegeben. Tritt Resonanz zwischen dem Luftton und einem der Eigentöne des Stabes bzw. Drahtes ein, so kommt derselbe zum Mitschwingen („Summen“ der Telegraphendrähte, Äolsharfe), und zwar erfolgen die Schwingungen des Drahtes im allgemeinen nicht in Richtung der Luftströmung, sondern ungefähr senkrecht dazu. Ähnlich wie die Entstehung der Hiebtöne auf Wirbelbildung zurückzuführen ist, werden auch die Spalttöne (s. d.) und Schneidentöne (s. d.) durch Luft- bzw. Flüssigkeitswirbel erzeugt.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Krüger, Ann. d. Phys. 60, 1919.

Himmelsäquator s. Himmelskoordinaten.

Himmelsfernrohr. Schaltet man hinter eine Sammellinse (Objektiv) eine zweite (Okular), so daß die einander zugewandten Brennpunkte zusammenfallen, so hat man eine brennpunktlose Linsenfolge; einem hinter dem Okular beobachtenden rechtsichtigen Auge erscheint ein ferner Gegenstand (s. den Artikel „Gaußsche Abbildung“, XII) mit der Vergrößerung

$$\frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = \frac{f_1}{f_2'} = -\frac{f_1'}{f_2'}$$

einer Größe, die negativ und bei $f_2' < f_1'$ größer als 1 ist; das Auge erhält ein vergrößertes, aber ein umgekehrtes Bild. Da der letztgenannte Umstand bei astronomischen Beobachtungen kein Nachteil ist, wird diese zuerst von Kepler vorgeschlagene Zusammenstellung fast ausschließlich dafür benutzt. Für ein fehlsichtiges Auge stellt man das Fernrohr ein, indem man das Okular in der Achse verschiebt, und zwar muß ein Übersichtiger es weiter herausziehen.

In der gemeinsamen Brennebene kann man ein Mikrometer anbringen, das man mit dem Okular fest verbindet und das die Ausdehnung des Gegenstandes zu messen gestattet. Über die Einrichtung des Okulars vgl. den Artikel „Okular“.

Als Eintrittspupille dient die Objektivöffnung. Sie wird vom Okular als ein heller Kreis (Ramsdenscher Kreis) abgebildet. Da bei einigermaßen starker Vergrößerung die Entfernung der Objektiv-

öffnung vom Okular groß gegen dessen Brennweite ist, so liegt ihr Bild in der Nähe des hinteren Brennpunktes des Okulars. Hier ist die Austrittspupille des Instrumentes, man bringt das Auge dorthin und beobachtet das Bild wie durch ein Schlüsselloch. Die Größe der Austrittspupille steht zur Objektivöffnung im umgekehrten Verhältnis der Vergrößerung (s. Gaußsche Abbildung XI und XII), von ihr ist die Helligkeit abhängig.

Das vom Objektiv entworfene Zwischenbild ist mit sphärischen und Farbenabweichungen behaftet. Bei Betrachtung durch das Okular erhält man statt dieser linearen Abweichungen Winkelabweichungen, die (genau genommen ihre Tangente) dem Kehrwert der Brennweite des Okulars (also bei demselben Objektiv der Vergrößerung) proportional sind, wenn man von den Fehlern des Okulars absieht. — Bei gleichem scheinbarem Gesichtsfelde (gleichem Durchmesser des Okulars) betrachtet man aber nur einen Teil des Bildes, der im Verhältnis der Vergrößerung kleiner wird. Daher wird die schon in der Mitte des Gesichtsfeldes vorhandene sphärische Abweichung des Objektivs um so merklicher, je stärker der (mit dem Quadrat des Gesichtsfeldes wachsende) Astigmatismus, je geringer die Vergrößerung ist, während die Koma unabhängig von der Vergrößerung wirkt. Im allgemeinen sind die benutzten Vergrößerungen so stark, daß es für das Objektiv namentlich auf Hebung des Farbenfehlers in der Achse, der sphärischen Abweichung im engeren Sinne und demnächst der Koma ankommt.

Macht man die Brennweite des Objektivs und bei einer gegebenen Vergrößerung also auch die des Okulars länger, so wird der Einfluß der Objektivfehler bei gleicher Öffnung verringert. Daher pflegte man in der ersten Zeit, wo man die Fehler noch nicht heben konnte, Objektive von sehr großer Brennweite anzufertigen, man nahm dann kein Rohr, sondern befestigte das Objektiv unabhängig vom Okular etwa an einer Stange. Newton führte einen Hohlspiegel an Stelle des Objektivs ein¹⁾, wodurch er die Farbenabweichung beseitigte (s. den Artikel „Spiegelteleskop“); seit Dollond kommen die aus mehreren Linsen bestehenden, für Farbe und sphärisch möglichst verbesserten Objektive in den Handel, die in der Zwischenzeit vervollkommen sind, neuerdings auch durch Einführung besonderer Glassorten.

Nach dem Artikel „Beugung“ gibt ein einzelner Lichtpunkt, durch eine Öffnung (hier die des Objektivs) beobachtet, als Beugungserscheinung einen von dunkeln und hellen Ringen umgebenen Lichtfleck; der scheinbare Halbmesser dieses Flecks ist (a. a. O. Formel (1) gegeben durch

$$2 \sin v = 1,22 \lambda / \rho \quad (1)$$

wo λ die Wellenlänge des Lichts, ρ der Halbmesser der Objektivöffnung ist. Da v jedenfalls eine kleine Größe ist, kann man auch setzen

$$v = 0,61 \lambda / \rho. \quad (2)$$

Hier ist indessen v in Teilen des Bogens ausgedrückt, will man es in Bogensekunden geben, so muß man statt (2) setzen

$v''/206265 = 0,61 \lambda / \rho$, oder $v'' = 125823 \lambda / \rho$. (2a)
Drückt man nun λ und ρ in mm aus und setzt $\lambda = 0,00055$ mm (Durchschnittswert für sichtbares Licht), so wird

$$v'' = 69'',2 / \rho. \quad (2b)$$

¹⁾ Wenigstens rührt die erste praktische Anwendung des Spiegelteleskops von Newton her.

Da die äußeren Ringe bei Sternen wegen ihrer Lichtschwäche nicht stören, so ist die Wirkung der Beugung nur die Ausdehnung des Lichtpunktes in eine Scheibe. Zwei benachbarte Lichtpunkte (ein Doppelstern) werden infolgedessen bei zu großer Nähe nicht zu trennen sein. Offenbar ist die Trennung noch möglich, wenn die beiden Lichtflecke einander berühren, was einem Abstand $d_0 = 2 v''$ entspräche. Da aber die Helligkeit im Fleck nach außen hin stark abnimmt und für $v''/2$ nur noch etwa $1/3$ in der Mitte beträgt, kann d_0 sogar noch etwas kleiner als v'' sein, nach K. Strehl (Theorie des Fernrohrs S. 119) kann man als Grenze etwa annehmen

$$d_0 = 58'' / \rho. \quad (3)$$

Beim bloßen Auge kann man die Öffnung durchschnittlich zu 4 mm setzen, so daß es bei ausreichender Sehschärfe ein Auflösungsvermögen von 29'' haben könnte. Daß tatsächlich die Sehschärfe meist geringer ist, rührt vom Gefüge der Netzhaut her. Ein Fernrohr mit 116 mm Objektivdurchmesser würde ein Auflösungsvermögen von 1'' haben. Bei 200facher Vergrößerung entspricht diesem Winkel auf der Bildseite ein Winkel von 3'20''; da hierbei ein Auge von durchschnittlicher Sehschärfe den Abstand d_0 deutlich erkennen kann, so hat es keinen Zweck, die Vergrößerung weiterzutreiben. Ebenso entspricht jedem Objektivdurchmesser ein Auflösungsvermögen d_0 und eine nutzbare Vergrößerung, diese ist dem Durchmesser proportional, d_0 ihm umgekehrt proportional.

Zur Himmelsphotographie verwendet man Rohre ohne Okulare, bei denen die photographische Platte im Brennpunkt des Objektivs steht; die Grundsätze für die Verbesserung des Objektivs sind etwas anders als für Beobachtung mit dem Auge.

Über das Himmelsfernrohr vom optischen Standpunkt aus vergleiche man: Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth 1924, S. 555—574. v. Rohr, Die optischen Instrumente (aus Natur und Geisteswelt 88). 3. Aufl. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner 1918, S. 72—79. A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Berlin, J. Springer 1923. Der Einfluß der Beugung wird u. a. besprochen von K. Strehl, Theorie des Fernrohrs auf Grund der Beugung des Lichts, Leipzig, J. A. Barth 1894. Aplanatische und fehlerhafte Abbildung im Fernrohr. Ztschr. f. Instrkde. 1895, 15, 362—370.

Das Himmelsfernrohr wird je nach dem besonderen Zwecke, dem es dienen soll, an einem Meridiankreis, einem Äquatorial usw. angebracht. Hierüber vgl. man die Artikel „Meridiankreis“ und „Refraktor“.

H. Boegehold.

Himmelselligkeit. Auch der nächtliche Himmel einer mondlosen Nacht besitzt noch eine merkbare Helligkeit, die bisher quantitativ nur von Yntema und v. Rhyn untersucht wurde. Es ergab sich, daß nur der kleinere Teil dieser Helligkeit von den Sternen selbst stammt, der größere durch das Zodiakallicht und das stets vorhandene diffuse Polarlicht verursacht wird, die beide in ihrer Intensität erheblich schwanken. Im folgenden sind Mittelwerte angegeben. Unter Erdlicht versteht man in der Erdatmosphäre zerstreutes Polar- und Zodiakallicht. Die Verteilung auf die einzelnen Lichtquellen zeigt folgende Tabelle:

Zodiakallicht	43%
Direktes Sternlicht	18%
Polarlicht	15%
Erdlicht	19%
Zerstreutes Sternlicht	5%

Das Sternlicht allein beider Hemisphären beträgt etwa 1440 Sterne der 1. Größenklasse, d. h. das 10^{-8} -fache der Sonnenhelligkeit. Die Flächenhelligkeit des Himmels ist demnach etwa das 10^{-13} -fache der Oberflächenhelligkeit der Sonne. *Bottlinger.*

Himmelskarte, photographische s. Photographische Himmelskarte.

Himmelskoordinaten. Alle für die messende Astronomie in Betracht kommenden Koordinaten sind sphärische Polarkoordinaten, die nur der Lage nach verschieden sind. Man unterscheidet im allgemeinen 4 Systeme, die Horizontal-, Äquatoreal-, Ekliptikal- und galaktischen Koordinaten.

Im Horizontsystem gibt man als Ort eines Gestirnes Höhe und Azimut an. Höhe ist die Erhebung über dem Horizont im Winkelmaß. Orte gleicher Höhe bilden die Parallelkreise dieses Systems. Der Ort, dessen Höhe 90° beträgt, wird Scheitel oder Zenit, sein Gegenpunkt Fußpunkt oder Nadir genannt. Das Azimut wird durch Großkreise durch den Zenit bestimmt und am Horizont vom Nord- oder Südpunkt aus gezählt. Statt der Höhe benutzt man meist den Komplementwinkel dazu, die Zenitdistanz. Mit allen beweglichen und nur provisorisch aufgestellten Instrumenten mißt man diese beiden Koordinaten.

Das Äquatorealssystem ist in mancher Hinsicht eine Projektion des irdischen Längen- und Breiten-netzes an die Himmelskugel. Dem Erdäquator entspricht der Himmelsäquator, den Erdpolen die Himmelspole, der Breite die Deklination. Da sich beide Systeme aber gegeneinander drehen, muß man die der Länge entsprechende Coordinate, die Rektaszension, von einem am Himmel fixierten Nullpunkt aus zählen. Hierfür hat man den Frühlings- oder Widderpunkt ausgesucht, d. i. der Schnittpunkt des Äquators mit der Ekliptik (Sonnenbahn), und zwar den aufsteigenden, wo die Sonne von der südlichen auf die nördliche Hemisphäre übertritt. Die Rektaszension wird von West nach Ost gezählt. Der Winkel zwischen einem beliebigen Rektaszensionskreis und dem Meridian des Beobachtungsortes wird Stundenwinkel genannt und wird nach Westen positiv gezählt. Der Stundenwinkel des Widderpunktes heißt Sternzeit, so daß der Stundenwinkel eines beliebigen Rektaszensionskreises Sternzeit minus Rektaszension ist.

Ist ein Fernrohr derart um zwei Achsen beweglich aufgestellt, daß die feste Achse nach dem Himmels-pol weist, die andere im Äquator liegt, so kann man bei Kenntnis der Sternzeit, einen Ort am Himmel mit bekannten Koordinaten sofort einstellen. Ein solches Fernrohr nennt man parallaxisch montiert.

Statt der Deklination wird gelegentlich Nord-Polar-Distanz angegeben. Rektaszension und Stundenwinkel werden meist nicht in Graden, sondern Stunden gemessen, wobei $24^h 0^m 0^s = 360^\circ 0' 0''$ gesetzt ist.

Die Neigung zwischen Horizontal- und Äquatoreal-system ist das Komplement der geographischen Breite des Beobachtungsortes.

Im Ekliptikalsystem entspricht dem Äquator die Ekliptik, d. h. die Bahnebene der Erde um die Sonne, oder die scheinbare jährliche Bahn der Sonne an der Himmelskugel. Die Koordinaten heißen Länge und Breite. Die Länge wird ebenfalls vom Widderpunkt im gleichen Sinne wie die Rektaszension gezählt. Das Äquatoreal- und

Ekliptikalsystem sind um $23\frac{1}{2}^\circ$ gegeneinander geneigt (Schiefe der Ekliptik).

Das Ekliptikalsystem wird zu planetarischen Rechnungen verwandt, wobei der Anfangspunkt noch auf die Sonne verlegt werden muß. Man unterscheidet daher geozentrische und heliozentrische Ekliptikalkoordinaten.

Das galaktische System ist nach der Milchstraße orientiert, dem Äquator entspricht die Mittellinie der Milchstraße. Es dient stellarstatistischen Untersuchungen.

Bei Messungen auf kleinen Teilen der Himmels-sphäre gebraucht man differentielle Koordinaten. Entweder mißt man den Unterschied in Reaktaszension und Deklination, die mit Δa und $\Delta \delta$ bezeichnet werden, oder man gebraucht rechtwinkelige Koordinaten x und y oder Polarkoordinaten in der Tangentialebene an die Himmelskugel im betreffenden Punkt; die letzteren nennt man Positionswinkel p und Distanz s , so daß

$$s^2 = (\Delta \delta)^2 + (\Delta a)^2 \cos^2 \delta$$

und

$$\operatorname{tg} p = \frac{\Delta a}{\Delta \delta} \cos \delta. \quad \text{Bottlinger.}$$

Näheres: Jedes Lehrbuch der sphärischen Astronomie.

Himmelsphotographie s. Himmelsfernrohr und Photographische Himmelskarte.

Hintereinanderschaltung. Werden n Widerstände $R_1 \dots R_n$ hintereinander geschaltet, so ist der resultierende Widerstand gleich der Summe der Teilwiderstände:

$$R = R_1 + R_2 + \dots R_n.$$

K. Pohlhausen.

Hittorfscher Dunkelraum s. Glimmentladung, Geschichtete Lichtsäule.

Hitzdrahtinstrumente s. Kalorische Instrumente.

Hochdecker nennt man die Flugzeugkonstruktion, bei welcher der Flügel über dem Rumpf liegt zum Unterschied vom Mittel- und Tiefdecker. Ein grundsätzlicher aerodynamischer Vorteil der einen oder anderen Bauart besteht nicht. Für die Wahl der Anordnung sind maßgebend: Rücksicht auf freie Sicht und statischer Aufbau. *L. Hopf.*

Hochdruckdampf. Bis zu einem Druck von etwa 30 Atmosphären (genau läßt sich die Grenze nicht angeben) bietet weder die Erzeugung noch die Verarbeitung von Wasserdampf in Kraftmaschinen besondere Schwierigkeiten. Dampf mit höherem Druck bezeichnet man in der Technik als Hochdruck- oder Höchstdruckdampf, der besondere Bauarten sowohl der Dampferzeuger als auch der Kraftmaschinen erfordert. Neuere Verdampfungsverfahren sind die der Schmidtschen Heißdampf-gesellschaft, von Ruths, von Benson, von Löffler usw. Bei ersterem wird in einem den Feuergasen ausgesetzten Rohrsystem in ständigem Kreislauf Dampf von etwa 100 at erzeugt. Dieser Dampf durchströmt in einer Rohrschlinge den eigentlichen für etwa 60 at bemessenen Kessel und gibt hier seine latente Wärme an das Wasser ab, so daß dieses verdampft. Benson bringt das Speisewasser in einer Pumpenanlage auf den kritischen Druck von 225 at und erhitzt es über die kritische Temperatur hinaus. Der so gebildete Dampf wird dann gedrosselt und vor seiner Verwendung in der Kraftmaschine überhitzt. Ruths legt die Rohrschlangen, in denen die Verdampfung stattfindet, nicht in die Feuerung, sondern in den Dampfraum einer hochsiedenden Flüssigkeit, die nur niedrigen Dampfdruck hat. Löffler deckt die Verdampfungs-

wärme durch die Überhitzungswärme und benutzt die Feuergase nur zum Vorwärmen und zum Überhitzen. Der überhitzte Dampf, der ein Vielfaches des entnommenen Dampfes sein muß, wird dabei unmittelbar in das vorgewärmte Speisewasser geleitet.

L. Schneider.

Hochfrequenzmaschine. Maschine zur Erzeugung elektrischer Wechselströme hoher Periodenzahl. Untere Grenze etwa $f = 10000$.

Der nächstliegende Gedanke ist der, das Prinzip der niederfrequenten Wechselstrommaschinen anzuwenden, jedoch die Tourenzahl und die Polzahl möglichst zu erhöhen. Beiden Mitteln ist praktisch durch die Betriebssicherheit eine Grenze gesetzt. Die erste Maschine dieser Art wurde 1898 von Tesla gebaut, die Periodenzahl betrug 5100. Von weiteren Maschinen dieser Art sind vor allem die Maschinen von Alexanderson und Fessenden zu erwähnen, die nach dem Induktorprinzip gebaut sind. Die Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch die Maschine, J ist der Rotor, er besteht aus einer Stahlscheibe mit 300 Zähnen an seiner Peripherie, die zwischen den Polen E_1 und E_2 des feststehenden Ankers rotieren. S ist die Gleichstromspule zur Erregung des Feldes, S_1 und S_2 die Ankerspulen. Durch die periodische Änderung des magnetischen Widerstandes beim Rotieren der Zähne wird in den Ankerspulen die hochfrequente Wechselspannung induziert. Die höchste Frequenz dieser Maschinen beträgt etwa 100000—200000 Per/s. Damit dürfte für den praktischen Betrieb die obere Grenze der nach dem Prinzip der gewöhnlichen Wechselstrommaschinen gebauten Hochfrequenzmaschinen erreicht sein. Wesentlich weiter kommt man durch die zusätzliche Anwendung von Frequenztransformationen, sei es, daß dieselben innerhalb der Maschine oder in getrennten ruhenden Transformatoren erfolgen.

Bei der Goldschmidtschen Maschine, deren prinzipielle Schaltung aus der Figur 2 hervorgeht, erfolgt die Frequenzvervielfachung durch elektrodynamische Spiegelung zwischen Rotor und Stator.

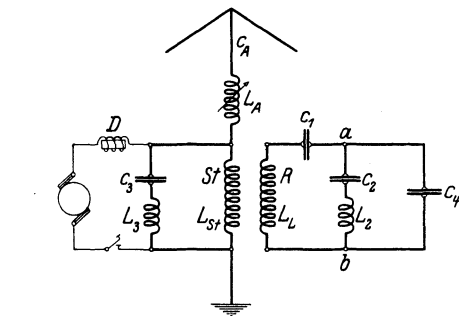


Fig. 2. Schaltung der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine.

In der Spule L_{st} des Stators wird durch eine Gleichstromquelle, die über eine Drossel D an den Stator angeschlossen ist, ein Feld erzeugt, das in der Rotorspule L_L , die mit der Frequenz f rotiert,

eine Wechselspannung der gleichen Frequenz erzeugt. Durch Rückwirkung wird in der über den Kondensator C_3 und die Spule L_3 geschlossenen Statorspule ein Strom der doppelten Frequenz erzeugt. Durch nochmalige Spiegelung entsteht dann im Rotor ein Strom der dreifachen Frequenz usw. Durch Anwendung von Resonanzkreisen lassen sich hohe Amplituden erzielen und die Intensität der Oberschwingungen stark herabdrücken. Mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad wird praktisch im allgemeinen nur eine Verdreifachung der Frequenz gewählt.

Die Frequenzsteigerung mit statischen Transformatoren ist praktisch durch Graf v. Arco nach einem zuerst von Epstein angegebenen Verfahren durchgeführt. Zwei gleiche Eisenkerne tragen je eine Primärwicklung, eine Hilfswicklung und eine Sekundärwicklung. Die Primärwicklungen sind hintereinander geschaltet und an die Hochfrequenzmaschine angeschlossen, durch die Hilfswicklungen fließt ein Gleichstrom zur Vormagnetisierung des Eisens, die Sekundärspulen sind wieder gegeneinander geschaltet und mit einem Kondensator und einer Selbstinduktion zu einem Schwingungskreis vereinigt. Es kann eine Vervielfachung der Frequenz durch Hintereinanderschaltung mehrerer solcher Transformatoren erfolgen, die praktische Höchstgrenze liegt ungefähr bei einer Verachtfachung.

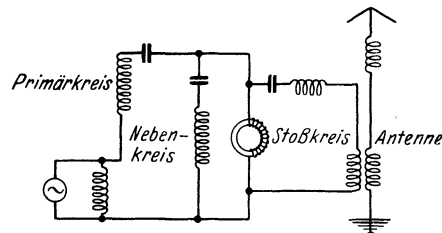


Fig. 3. Anordnung von Schmidt zur Frequenzvervielfachung.

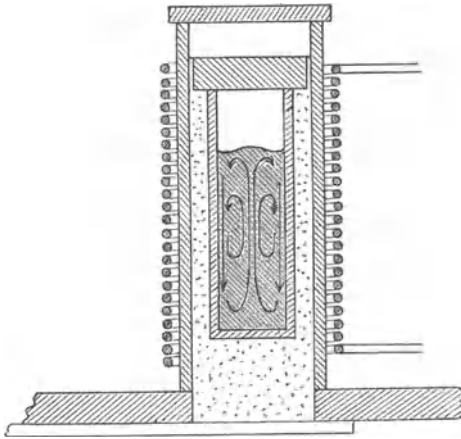
Zu wesentlich höheren Frequenzen, als mit den bisher angegebenen Anordnungen gelangt man nach dem von Schmidt angegebenen Prinzip der Stoßerregung mittels Kippresonanz. Die Schaltung ist in der Figur 3 wiedergegeben, aus der die Einzelheiten zur Genüge hervorgehen. Der besondere Nebenkreis wird zur Erzielung eines günstigen Wirkungsgrades angewandt. Er ist auf eine Zwischenfrequenz abgestimmt und möglichst dämpfungsfrei gestaltet. An den Enden der eisenhaltigen Spule tritt bei Kippresonanz Spannung nur im Augenblick der Ummagnetisierung auf, die Spannungs-kurve hat daher einen sehr spitzen Verlauf und eignet sich vorzüglich zur Stoßerregung des angeschlossenen Schwingungskreises. Zur Vermeidung großer Eisenverluste ist außerordentlich fein unterteiltes Eisen erforderlich, für die höchsten Frequenzen wird beispielsweise Eisennickelblech von 0,006 mm Stärke verwendet. Mit der Schmidtschen Hochfrequenzmaschine lassen sich leicht Frequenzen bis zur Größenordnung von 1000000 erreichen. Bei derartig hohen Frequenzen sind dann zur Konstanthaltung besondere Tourenregler unbedingt erforderlich.

E. Alberti.

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie.

Hochfrequenzofen. Bei den Induktionsöfen für niederfrequenten Wechselstrom, bei denen die

Schmelzrinne die Sekundärwicklung eines Transformators bildet, muß man zur Erzielung eines intensiven Kraftlinienflusses die Erregerwicklung und die Sekundärwicklung (Schmelzrinne) durch einen Eisenkreis koppeln. Der thermische Schutz dieses Eisenkreises ergibt mannigfache konstruktive Schwierigkeiten; ebenso besitzt die sich hieraus ergebende Ring- oder Rinnenform für das Heizgut mit ihrer großen Abkühlungsfläche wärmetechnische



Schnitt durch einen Hochfrequenzofen.

Nachteile. Vorteilhafter in dieser Hinsicht sind die in neuerer Zeit, experimentell besonders von Northrup ausgebildeten Induktionsöfen mit Hochfrequenzheizung, bei denen infolge der hohen Frequenz eine Energieübertragung ohne magnetischen Eisenkreis möglich und ein besonders einfacher Ofenaufbau angängig ist. Ein solcher Ofen besteht lediglich aus einem Tiegel oder einem zylindrischen Hohlraum mit einer außen herumgewickelten, meist wassergekühlten Primärspule und Zwischen- bzw. Außenmänteln aus wärmeisolierenden Stoffen. Vgl. obenstehende Figur.

Wertvoll für Schmelzungen ist die als elektro-mechanische Folge der Induktionsströme in den geschmolzenen Leitern gemäß der Pfeile der Abbildung auftretende Zirkulation, welche den Temperatureausgleich und die Durchmischung begünstigt. Wichtige Anwendungsmöglichkeiten erschließt der Hochfrequenzofen auch zur Herstellung gleichmäßig temperierter Hohlräume, z. B. zur Erhitzung eines von Wärmeschutzmitteln umgebenen, bis auf eine Beobachtungsöffnung verschlossenen Graphithohlkörpers für Strahlungsmessungen, insofern hier wärmeabführende Zuleitungen nicht vorhanden sind. Die Energieaufnahme eines zylindrischen Heizguts ist nach Ribaud proportional dem Quadrat der Amperewindungen, proportional dem Zylinderdurchmesser, proportional der Wurzel aus dem spezifischen Widerstand und aus der Kreisfrequenz. Bei schlechtleitenden Substanzen existiert ein Energiemaximum, das bei um so höheren Widerstandswerten liegt, je größer die Frequenz und der Zylinderdurchmesser sind. Die Erzeugung größerer hochfrequenter Heizenergien erfordert z. Z. allerdings noch umständliche Apparaturen.

Carl Müller.

Hochfrequenzströme s. Teslaströme.

Hochfrequenzverstärker, Verstärkungsapparat mit Gas- oder Vakuumröhren für elektrische Wechselströme von so hohen Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebraucht werden, d. h. Frequenzen von 20 000 bis 100 Millionen. Er unterscheidet sich im Prinzip nicht von Verstärkern für niedrigere Frequenzen, etwa Tonfrequenzen, er hat jedoch den Vorteil, daß er vermöge seiner Schaltung vor dem Detektor auch noch so kleine Amplituden hörbar machen kann, die unterhalb des Detektorschwellwertes liegen, und die sonst trotz beliebig hoher Verstärkung hinter dem Detektor (Niederfrequenzverstärkung) nicht hörbar wären. Außerdem verstärkt er bei selektiver Bauart nicht die sehr häufig vorhandenen niederfrequenten Störeinflüsse und gibt so einen sauberen und angenehmen Empfang der Signale. Hochfrequenzverstärker werden heute meistens als „abgestimmte“ oder „selektive“ Verstärker gebaut. Hierzu werden die Übertragungsorgane zwischen den einzelnen Röhrenstufen als abgestimmte Kreise mit oder ohne Transformation ausgebildet, die nur für die Empfangsfrequenz einen hohen äußeren Widerstand (Koppelungswiderstand) bilden und dadurch eine selektive Übertragung ergeben. Bei solchen Verstärkern ist besonders die Vorsichtsmaßregel der „Neutralisierung“ (s. d.) wichtig. Siehe auch Verstärkeröhre.

H. Rukop.

Näheres s. J. Zenneck u. H. Rukop, Lehrb. d. Drahtl. Tel. u. Tel. VI. Aufl.

Hochleistungsmaschine s. Verbrennungskraftmaschine.

Hochspannung, elektrische. Die Grenze zwischen einer elektrischen Hochspannung und Niederspannung läßt sich naturgemäß nicht scharf ziehen. Im allgemeinen pflegt man dann von Hochspannung zu sprechen, wenn die Berührung der Leitung gefährlich wird oder die Isolation und Montage der Anlage besonderer Beachtung bedarf. Die Gefahr einer elektrischen Spannung ist individuell außerordentlich verschieden. Man kann aber sagen, daß tödliche Unglücksfälle bei Spannungen bis zu etwa 200 Volt zu den Seltenheiten gehören und nur bei besonderer Herabsetzung des Hautwiderstandes, als bei Durchfeuchtung der Haut auftreten.

Für die Montage von Anlagen, die „Hochspannung“ führen, bestehen spezielle Vorschriften, die in den von Dettmar herausgegebenen Normalien: „Vorschriften und Leitsätze des Verbandes Deutscher Elektrotechniker“ veröffentlicht sind. In diesen ist die „Hochspannung“ folgendermaßen gegen die „Niederspannung“ scharf abgegrenzt: Niederspannungsanlagen sind solche Starkstromanlagen, bei welchen die effektive Gebrauchsspannung zwischen irgendeiner Leitung und Erde 250 Volt nicht überschreiten kann; bei Akkumulatoren ist die Entladungsspannung maßgebend. Alle übrigen Starkstromanlagen gelten als Hochspannungsanlagen.

Die Erzeugung von Hochspannung kann auf verschiedenem Wege geschehen, wobei zu unterscheiden ist, ob man Wechsel- (\sim) oder Gleichspannung (=) erhalten will.

1. Durch Elektrisiermaschinen (Influenzmaschinen, Multiplikatoren, Kondensatormaschinen) (Gleichspannungsstöße).
2. Durch Induktoren (Gleichspannungsstöße).
3. Durch Hochspannungsbatterien (=).
4. Durch Hochspannungsgeneratoren (\sim).
5. Durch Transformatoren allein (\sim) oder in Verbindung mit Ventilzellen und Kondensatoren (\sim).

Elektriermaschinen lassen sich nur zu statischen Zwecken verwenden oder aber in Fällen, wo es sich um die Entnahme sehr geringer Ströme handelt.

Induktorien (s. unter Induktorium) liefern im allgemeinen auch nur schwache Ströme, und zwar in Form von Stromstößen, die in der Zahl der Unterbrechungen aufeinanderfolgen.

Hochspannungsbatterien, denen man einen verhältnismäßig großen und gut konstanten Strom entnehmen kann, verwendet man meist nur zu Meßzwecken.

Hochspannungsgeneratoren liefern Spannungen nur bis zu einigen Tausend Volt; die hauptsächlichste Quelle für Hochspannung sind die Transformatoren, mit denen man Einzelspannungen bis über 1 Million Volt erzielt hat.

Das Anwendungsgebiet der Hochspannungserzeugung durch Transformatoren stellt hauptsächlich die elektrische Energieübertragung und die Röntgentechnik dar. Zur Erzeugung hochgespannter Gleichspannung bis etwa 500 000 Volt schaltet man Transformatoren mit Ventilröhren (s. d.) und Kondensatoren zusammen.

R. Jaeger.

Hochspannungsbogen s. Lichtbogen.

Hochspannungsvoltmeter. Zur Messung sehr hoher Spannungen dienen meist elektrostatische Instrumente (Elektrometer), die besonders gut isoliert sein müssen. Bei Spannungen, für welche das Multizellularvoltmeter nicht mehr ausreicht (s. d.), dienen Elektrometer, bei denen zwei Platten oder Kugeln, die sich auf verschiedenem Potential befinden, anziehend aufeinander wirken. Diese Platten oder Kugeln, von denen die eine fest, die andere beweglich ist, befinden sich in einem mit Öl gefüllten Gefäß senkrecht übereinander. Der bewegliche Teil wirkt vermittelt eines Hebels auf einen Zeiger, der die Spannung an einer Skala anzeigt. Nach Tschernitscheff kann die anziehende Kraft auch in der Weise kompensiert werden, daß der bewegliche Teil des Elektrometers an einem Ende eines zweiarmigen Hebels (Wagebalkens) angebracht ist, dessen anderes Ende einen Eisenkern trägt. Dieser befindet sich in einer stromdurchflossenen Spule, und die Stromstärke wird so eingestellt, daß der Wagebalken die Nullstellung einnimmt, was an einem Zeiger abgelesen wird. Dann ist die abgelesene Stromstärke in der Spule ein Maß für die Spannung. Eine derartige Meßanordnung wird von Hartmann und Braun geliefert.

W. Jaeger.

Hochvakuumapparaturen, Dimensionierung. Zur Ausnutzung der Saugleistung einer Hochvakuumpumpe müssen die Abmessungen der Leitungen und der Gefäße auf der Hochvakuumseite der Güte des Hochvakuums angepaßt sein. Infolge der äußeren Reibung tritt bei kleinen Drucken eine erhebliche Druckdifferenz längs der Leitungen auf. Diese Tatsache deutet man, indem der Leitung ein Leitungswiderstand W zugeschrieben wird. Die

Rechnung zeigt, daß $W = \frac{3}{4} \frac{L \cdot \sqrt{\rho_0}}{\sqrt{2\pi \cdot r^3} \sqrt{1 + \alpha t}}$, wo L die Länge der Leitung, r ihr Radius, t die Temperatur, α der Ausdehnungskoeffizient und ρ_0 die Dichte des Gases bei 0° und einem Druck von 1 dyn/cm^2 ist. Wird die Sauggeschwindigkeit der Pumpe mit v_2 bezeichnet, so ist die durch die Leitung abgesaugte Menge

$$v_1 = \frac{1}{w + \frac{1}{v_2}}. \text{ Für } v_2 = \infty \text{ wird } v_1 = 1/W = S'.$$

S' ist dann die Leitfähigkeit des Rohres und kann genähert $= r^3/L$ gesetzt werden, wobei r in mm und L in m gemessen werden muß. Ganz besonders müssen diese Verhältnisse beachtet werden, wenn durch eine Abschmelzstelle die Pumpleitung stark verengt wird. Bei Abschmelzen gilt die Regel, dafür Sorge zu tragen, daß der Leitungswiderstand für die beim Abschmelzen etwa freiwerdenden Gase nach der Pumpe hin geringer sein muß, als nach dem abzuschmelzenden Apparat.

H. Ebert.

Näheres s. A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. Vieweg, Braunschweig 1926.

Hochvakuum-pumpen. Man spricht von einem „Hochvakuum“, wenn ein Druck von etwa 10^{-5} bis 10^{-6} mm Hg erreicht ist; darüber hinaus — d. h. also von etwa 10^{-9} mm Hg — herrscht ein „Extremvakuum“. Pumpen, die Drucke unterhalb 10^{-5} mm Hg erzeugen, heißen Hochvakuum-pumpen. Sowohl ihre Prinzipien, wie ihre Ausführungen sind recht mannigfaltig. Entweder wird durch fortgesetztes Vergrößern des Raumes und Abtrennung und Beseitigung der in den Zusatzraum gelangten Luft ein Unterdruck erzeugt oder durch Anwendung des Stauprinzipes oder der Erscheinungen der Reibung und der Diffusion bei geringem Druck. Bei ersteren ist der nachteilige Einfluß des schädlichen Raumes und der Dichtung zu berücksichtigen, die beide der Pumpe bald eine Grenze in ihrer Leistung setzen, während die Wirkung der übrigen Modelle, insbesondere die der Diffusionspumpe, im wesentlichen durch die Abmessungen der Zuleitungen beschränkt ist. Unter den Ölpumpen leisten die Gerykluffpumpe und die von Gaede konstruierte etwa 10^{-6} mm Hg; etwas weiter geht die Saugfähigkeit der Quecksilber-pumpen. Die Molekularluftpumpe nach Gaede hat ein Grenzvakuum bei etwa 10^{-7} mm Hg, während das der unter Diffusions- (u. a. Namen) bekannten Modelle theoretisch ein vollkommenes Vakuum erzeugen. Wegen der näheren Beschreibung der einzelnen Pumpen wird auf die Einzeldarstellung verwiesen.

H. Ebert.

Hochverdünnte Gase. Bei der Ableitung der Gasesetze nach der kinetischen Theorie (s. d.) nimmt man häufig an, daß die Gasmolekeln von den Gefäßwänden nach den Stoßgesetzen zurückgeworfen werden. Im Vergleich zur Größe der Gasmolekeln wird man eine Gefäßwand jedoch nie als absolut glatt ansehen können, sondern jede auftreffende Gasmolekel wird mehr oder weniger zwischen die Molekeln der Wand eindringen und erst nach einer Reihe von Stößen diese wieder verlassen. Eine „absolut rauhe“ Wand wollen wir eine solche nennen, in welche auftreffende Gasmolekeln eindringen, im Innern so oft Zusammenstöße mit den Wandmolekeln erfahren, daß sie diese mit einer mittleren Geschwindigkeit verlassen, die der Wandtemperatur entspricht. Haben wir in einem Gefäß einen stationären Zustand, so müssen die Flächeneinheit der Wand ebensoviel Molekeln treffen, als von ihr ausgesandt werden. Ist N die Zahl der Gasmolekeln in der Volumeneinheit, c ihre Geschwindigkeit, so läßt sich leicht berechnen, daß $\frac{Nc}{4}$ Molekeln in der Sekunde die Flächeneinheit der Wand treffen.

Dieselbe Zahl muß natürlich von der Wand ausgesandt werden.

Wir setzen nun ein derart verdünntes Gas voraus, daß von den Zusammenstößen der Molekeln untereinander abgesehen werden kann. Es seien zwei vollkommen rauhe Platten horizontal übereinander angeordnet. Die obere habe die Temperatur T_1 , die untere T_2 . Die mittlere Geschwindigkeit der Molekeln, welche die obere Platte aussendet, sei c_1 , die für die untere c_2 . Die Flächeneinheit der oberen Platte sendet also in der Sekunde $\frac{1}{4} N_1 c_1$, die untere

$\frac{1}{4} N_2 c_2$ Molekeln aus. Wegen des stationären Zustandes muß daher $\frac{N_1 c_1}{4} = \frac{N_2 c_2}{4}$ oder $N_1 c_1 = N_2 c_2 = N c$ sein, wobei wir unter N und c gewisse Mittelwerte verstehen. Die Energie einer von oben kommenden Molekel ist $\frac{m c^2}{2}$. Die Flächeneinheit sendet daher in der Sekunde die Energie $\frac{N_1 m c^3}{8}$ aus, die der unteren Platte zugeführt wird. Diese emittiert die Energie $\frac{N_2 m c^3}{8}$. Die von oben nach unten wandernde Energie ist daher $\frac{m}{8} (N_1 c^3 - N_2 c^3) = \frac{N m c}{8} (c_1^3 - c_2^3)$.

Nach dem Boyle-Charleschen Gesetz (s. dieses) läßt sich das verwandeln in $\frac{N m c}{8} (c_1^3 - c_2^3) = \frac{3}{8} p \sqrt{\frac{3 R}{M T}} (T_1 - T_2)$. Während also die Wärmeleitung der Gase (s. d.) innerhalb gewisser Druckgrenzen vom Druck unabhängig ist, wird sie bei höherer Verdünnung dem Druck proportional. Es leuchtet ja von vornherein ein, daß sie mit verschwindendem Gas ebenfalls aufhören muß. Auf der Abnahme der Leitfähigkeit mit dem Druck beruht das „absolute Manometer“ von Knudsen. Ein elektrisch geheizter dünner Draht befindet sich in dem verdünnten Gas. Aus der Widerstandsänderung läßt sich die Temperatur des Drahtes, aus der zugeführten elektrischen Energie die zugeführte Wärmemenge und so die Wärmeleitung des Gases bestimmen, woraus sich dann der Druck des Gases ergibt.

Ähnliche Überlegungen kann man auch für die innere Reibung hochverdünnter Gase machen. Wir erhalten dafür $\Re = \frac{p}{4} \sqrt{\frac{3 M}{R T}} (u_1 - u_0)$, wenn sich das Gas zwischen zwei Platten befindet, deren obere die Geschwindigkeit u_1 , die untere u_0 in ihrer eigenen Ebene hat. Also auch die innere Reibung (s. d.), die bei normalem Druck von diesem unabhängig ist, wird mit abnehmender Dichte schließlich dem Druck proportional.

Wir denken uns jetzt ein Gefäß mit senkrechter Scheidewand, die ein kleines Loch besitzt. Links von der Scheidewand sei die Temperatur T_0 , rechts T_1 . Hat die Öffnung die Größe dS , so passieren von links nach rechts durch diese Öffnung $\frac{N_0 c_0}{4} dS$ Molekeln, von rechts nach links $\frac{N_1 c_1}{4} dS$. Im Falle des Gleichgewichts müssen beide Größen einander

gleich sein, d. h. es muß $N_0 c_0 = N_1 c_1$ oder $\frac{N_0}{N_1} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{c_1}{c_0} = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}}$ sein. Nach dem Boyle-

Charlesschen Gesetz (s. d.) ist $\frac{p_0}{p_1} = \frac{\rho_0 T_0}{\rho_1 T_1}$, folglich

$$\frac{p_0}{p_1} = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \cdot \frac{T_0}{T_1} = \sqrt{\frac{T_0}{T_1}}$$

Dasselbe gilt auch für zwei Gefäße, die durch ein sehr enges Rohr miteinander verbunden sind, dessen Weite klein gegenüber der mittleren Weglänge der Molekeln (s. Molekeln) ist (Knudsen-Effekt). Auch darauf begründete Knudsen ein „absolutes“ Manometer, bei dem der Druck, den das Gas zwischen einer fixen und beweglichen Platte ausübt, an dieser nach Art der Drehwaage gemessen wird.

Hätten wir eine größere Öffnung, so würde für das Gleichgewicht $\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{T_1}{T_0}$ gelten. Halten wir $\rho_0 T_0$ und T_1 konstant, so ist für eine große Öffnung $\rho_1 = \rho_0 \frac{T_0}{T_1}$. Wird die Öffnung nun immer kleiner,

so muß schließlich $\rho_1 = \rho_0 \sqrt{\frac{T_0}{T_1}}$ werden. Ist $T_1 > T_0$,

so $\frac{T_0}{T_1} < \sqrt{\frac{T_0}{T_1}}$. Daher ist im ersten Fall ρ_1 kleiner als im zweiten. Das heißt: machen wir die Öffnung immer kleiner, so muß schließlich eine Strömung des Gases aus dem linken Teil des Gefäßes nach dem rechten, vom kälteren zum wärmeren erfolgen. Analog muß in einem engen Rohr mit verschiedenen warmen Enden die Luft vom kälteren zum wärmeren Ende strömen. Wenn wir eine poröse Platte haben, die auf einer Seite wärmer ist als auf der anderen, so strömt beständig Luft von der kälteren durch die Poren zur wärmeren Seite. Man nennt diese Erscheinungen „thermische Molekularströmung“.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Ph. IX, 438.

Hochwasserwellen. Hochwasserwellen in einem Fluß gehören zu den Problemen der zeitlich veränderlichen, ungleichförmigen Bewegung in offenen Gerinnen (s. d.) und sind außerordentlich schwierig einer praktischen Berechnung entgegenzuführen. Es macht grundsätzlich keine Schwierigkeiten, die gültigen Gleichungen streng aufzustellen; die unter Staukurve (s. d.) dargelegten Entwicklungen sind durch die hinzukommende Bedingung des Nichtstationärseins in den entsprechenden Gliedern zu modifizieren. Die Diskussion ist aber naturgemäß noch schwieriger, als dort dargelegt worden ist, wenngleich die Stromfadenkrümmung bei Hochwasserwellen meist vernachlässigt werden kann. Dagegen kann die Wassertiefe bei Hochwasser häufig ein mehrfaches der normalen werden.

Charakteristisch für einen Hochwasserverlauf ist das zumeist sehr rasche Steigen des Spiegels und der vergleichsweise sehr flache „Rücken“ der Hochwasserwelle (s. Figur). Die einfache Formel für die Schwallgeschwindigkeit (s. Hebungswellen) ist nicht mehr ohne weiteres anwendbar. Kleitz hat die nachstehende, mit der Beobachtung aber nicht gut übereinstimmende, in die Lehrbücher der Hydraulik übergegangene Rechnung aufgestellt: Ein bestimmter Durchfluß Q (nicht das Wasser!),



der mit der Schnelligkeit c in rechteckigem Gerinne in Richtung abwärts wandert, genügt bezogen auf einen mit ihm mitbewegten Beobachter der Gleichung:

$$0 = \frac{\partial Q}{\partial x} c + \frac{\partial Q}{\partial t} = -c \cdot \frac{b \cdot \partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial H} \cdot \frac{\partial H}{\partial t};$$

$$Q = v F = v b H; c = \frac{1}{b} \frac{\partial Q}{\partial H} = v + \frac{F}{b} \frac{\partial v}{\partial x},$$

z. B. $c = 1,7 \cdot v$.

Einige Aussagen lassen sich auch über die Verbindungslinie (Envelope) der zeitlich aufeinanderfolgenden Hochwasserscheitelpunkte längs des Flusses, sowie über die Abflachung und Formänderung der Hochwasserwellen beim Abwärtswandern machen. Näheres hierüber findet man bei Boussinesq, Théorie des eaux courantes; Forchheimer, Hydraulik; Kozeny, Wasserführung der Flüsse.

Eisner.

Hodograph. Sei $r = r(t) = r(s)$ die Gleichung der Bahnkurve eines Massenpunktes bei einer beliebigen Bewegung, worin s die Bogenlänge oder auch irgendeinen anderen, zur Festlegung der einzelnen Bahnpunkte geeigneten Parameter bedeutet, und r der Ortsvektor des Massenpunktes zur Zeit t ist. Ein sehr anschauliches Bild der Veränderlichkeit des Geschwindigkeitsvektors

$$v = \frac{dr}{dt} = \dot{r} \text{ während der Bewegung erhält man nach}$$

Hamilton dadurch, daß man die Geschwindigkeitsvektoren v für alle Punkte der Bahnkurve von dem gleichen Punkte O aus aufträgt. Der Endpunkt des Vektors v beschreibt dann, während der Massenpunkt die Bahnkurve $r = r(t)$ durchläuft, eine gewisse, im allgemeinen räumliche Kurve, welche als *Geschwindigkeitskurve* oder *Hodograph* bezeichnet wird. Die Gleichung des Hodographen

$$\text{ist somit } v = \frac{dr}{dt} = \frac{\dot{r}}{ds}.$$

Bei der ebenen Bewegung wird auch der Hodograph eine ebene Kurve, so z. B. ein Kreis für die elliptische Planetenbewegung. Trägt man in gleicher Weise alle Vektoren der Bahnbeschleunigungen $u = \frac{d^2 r}{dt^2}$ von dem gleichen Punkte O aus auf, so erhält man Hodographen zweiter Ordnung.

F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Schell, Theorie der Bewegung und der Kräfte, Leipzig 1879/80 oder Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912.

Hodograph (hydr.). In einer Flüssigkeit wechselt im allgemeinen längs einer Stromlinie (s. d.) die Geschwindigkeit den Betrag $|v|$ und die Richtung ϑ . Man kann die jeweiligen Geschwindigkeitsvektoren, die an einzelnen Punkten der Stromlinie vorhanden sind, der Größe und Richtung nach in einer gemeinsamen Figur (Vektordarstellung mit gemeinsamem Anfangspunkt = Strahlenbüschel) darstellen. Diese Figur heißt Hodograph und ist unabhängig vom Bezugssystem, so daß sie in gleicher Weise für Absolut- und Relativbewegung gilt. Sofern man in der Hydrodynamik die Methoden der konformen Abbildung auf Strömungsprobleme mit festen Wänden und freien Strahlgrenzen, die beide Stromlinien sein müssen (s. Strahl), anwendet, wird auch die Darstellung in der $(v_x - i v_y)$ -Ebene bzw. nach Levi-Civita u. a. in der $i \ln(v_x - i v_y) = \omega = \vartheta + i \ln |v|$ -Ebene, die dem Problem gemäß der Abbildung zugeordnet ist, als Hodograph bezeichnet,

da man aus ihr entsprechende Schlüsse anschaulich ziehen kann (ϑ ist unmittelbar der reelle Bestandteil von ω).

Eisner.

Höhe (astronomisch) s. Himmelskoordinaten.

Höhendurchgangsinstrumente. Während für astronomische Positionsbestimmungen bisher fast ausschließlich Meridianinstrumente benutzt wurden und man den Durchgang durch den Meridian beobachtete, wird bei den Höhendurchgangsinstrumenten die Zeit des Durchgangs durch einen Höhenkreis, gewöhnlich die Höhe von 60° beobachtet. Bei diesem Instrument liegt das Fernrohr horizontal und ist um eine vertikale Achse nach allen Azimuten drehbar. Vor dem Objektiv ist ein gleichseitiges, versilbertes Prisma oder ein Paar gekreuzter Spiegel angebracht. Eine Hälfte des Objektivs erhält durch die eine Prismenfläche das Bild eines Sterns in 60° Höhe, die zweite Hälfte durch eine andere Prismenfläche das in einem Quecksilberhorizont gespiegelte Bild desselben Sterns. Für einen Stern in genau 60° Höhe koinzidieren beide Bilder. Der Moment der Koinzidenz wird beobachtet. Anstatt nur diesen einen Moment zu beobachten, kann man ein Fadennetz einziehen und die Fadenantritte des direkten und gespiegelten Bildes beobachten. Auch sind Vorschläge zur photographischen und automatischen Registrierung gemacht worden. Der Hauptvorteil dieses Instruments beruht hauptsächlich darauf, daß es eigentlich nur eine einzige Instrumentalkonstante besitzt, den Prismenwinkel. Es konnte sich aber noch nicht einbürgern, einerseits weil die Berechnung wesentlich komplizierter ist als bei den Meridianinstrumenten, andererseits aber berechtigte Bedenken bestehen, ob nicht Refraktionsungleichheiten das Messungsergebnis erheblich verfälschen können. Bei den Meridianmessungen ist wenigstens eine Koordinate, die Rektaszension von Refraktionsfehlern fast völlig frei. *Bottlinger.*

Höhenleitwerk, bestehend aus fester Höhenflosse und beweglichem Höhenruder, ist das aus kleinen Tragflächen bestehende Organ, welches das Flugzeug um seine Querachse dreht, welches also beim Steigen und Sinken betätigt werden muß.

L. Hopf.

Höhenmesser werden ausschließlich als Barometer konstruiert. An ihnen wird der Druck abgelesen bzw. registriert. Um die dazu gehörige Höhe zu erhalten, muß man die Temperaturverteilung in der Atmosphäre kennen. *L. Hopf.*

Höhenmessung. I. Trigonometrische. Die trigonometrische Höhenmessung (trigonometrisches Nivellement) besteht darin, daß man mit Hilfe eines mit einem Höhenkreis ausgestatteten Instruments (oder auch einem Nivellierinstrument mit Höhenschraube) den Winkel mißt, den die Gesichtslinie nach einem entfernten Objekte mit der Horizontalebene einschließt.

Um die „Meereshöhe“ (s. d.) $BB' = H_2$ aus $AA' = H_1$ zu gewinnen, sucht man zunächst die Beziehung zu dem Referenz-Ellipsoid, wozu es notwendig ist, die gemessene Höhe wegen Lotabweichung (s. d.) zu korrigieren.

Die Lage und Krümmungsverhältnisse des Referenz-Ellipsoides, sowie der Betrag der Lotabweichung müssen aus den zugehörigen Triangularisierungen bekannt sein. Diese geben auch durch das „astronomische Nivellement“ die Beziehung zwischen dem Geoid und dem Referenz-Ellipsoid, somit die Größen $A'A'' = N_1$ und $B'B'' = N_2$ (Fig. 1).

Man findet:

$$H_2 - H_1 = s_m \left(1 + \frac{1}{12} \frac{s_0^2}{2} \right) \cotan(z - \gamma_2) - (N_2 - N_1).$$

Hier ist z die gemessene und wegen Lotabweichung korrigierte Zenitdistanz, γ der Konvergenzwinkel der beiden Lotlinien, s_0 und s_m die lineare Entfernung der beiden Punkte gemessen auf dem Geoid und in der mittleren Höhe.

Die Genauigkeit der trigonometrischen Höhenmessung wird wesentlich beeinträchtigt durch die Lichtbrechung in der atmosphärischen Luft (Refraktion), welche von dem Verlauf der meteorologischen Elemente längs des Lichtstrahls abhängt und sich daher nicht mit der nötigen Genauigkeit bestimmen läßt. Wird derselbe Höhenunterschied von beiden Seiten aus beobachtet (gegenseitig), so läßt sich die Refraktion eliminieren, jedoch nur soweit man annehmen kann, daß die Kurve des Lichtstrahls gegenüber der geraden Verbindungslinie der beiden Punkte symmetrisch ist.

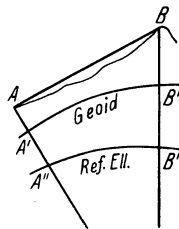


Fig. 1. Trigonometrische Höhenmessung AA'', BB'' Höhen über dem Referenz-Ellipsoid; AA', BB' Meereshöhen.

R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. II, S. 550 ff.

2. Geometrisches Nivellement. Dasselbe besteht darin, daß man mit Hilfe eines Nivellementsinstruments nach vorwärts und nach rückwärts eine horizontale Visur nach aufgestellten Meßlatten herstellt. Die Differenz der Lesungen ergibt den Höhenunterschied. Die Zielweiten wählt man nicht zu groß (ca. 80 m) und möglichst gleich. Dadurch erzielt man den Vorteil, daß der Einfluß der Refraktion und der Erdkrümmung fast vollständig hinausfällt, da die Verhältnisse beiderseits als symmetrisch angenommen werden können. Man bildet nun die Summe der abgelesenen Höhendifferenzen und erhält so einen Wert für den Höhenunterschied der beiden Endpunkte.

Die so gewonnene Größe ist aber nicht der Unterschied der Meereshöhen; er ist genau genommen überhaupt keine mathematisch brauchbare Größe, da sich leicht zeigen läßt, daß der Endwert vom Wege, auf dem er gewonnen wird, abhängt. Der Grund hierfür liegt in dem Nicht-Parallelismus der Niveauflächen. Ist in Fig. 2 A B eine Niveaufläche, so ist die Höhe von A und B die gleiche, da die Niveaufläche ihrem Begriffe nach horizontal ist. Man erkennt nun sofort, daß die Summe der 3 Stufen 1, 2 und 3 von A nach C kleiner ist als die Summe der 3 Stufen 1', 2', 3' von B nach C. Man erhält also auf dem Wege A C eine andere Höhe als auf dem Wege A B C. Mit anderen Worten: das Nivellement über die geschlossene

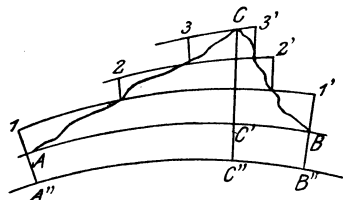


Fig. 2. Schema zum geometrischen Nivellement.

fläche, so ist die Höhe von A und B die gleiche, da die Niveaufläche ihrem Begriffe nach horizontal ist. Man erkennt nun sofort, daß die Summe der 3 Stufen 1, 2 und 3 von A nach C kleiner ist als die Summe der 3 Stufen 1', 2', 3' von B nach C. Man erhält also auf dem Wege A C eine andere Höhe als auf dem Wege A B C. Mit anderen Worten: das Nivellement über die geschlossene

Linie A C B A führt nicht auf Null zurück, sondern es bleibt ein Rest: der sphäroidische Schlußfehler.

Um zu eindeutigen Resultaten zu kommen, gehen wir auf die Grundtatsache zurück, daß die Arbeit, die geleistet werden muß, um von einer Niveaufläche zur andern zu gelangen, unabhängig vom Wege ist. Ist der Abstand zweier unendlich naher Niveauflächen an irgendeiner Stelle gleich dh , die Schwere daselbst gleich g , so ist

$$g \, dh = \text{const.} \dots \dots \dots (1)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung können wir die Höhen der einzelnen Stufen, die direkt gemessen wurden, in die entsprechenden Höhenstücke unter C verwandeln. Es wird, wenn die zur Lotlinie in C gehörigen Größen den Index C erhalten

$$dh_C = \frac{g}{g_C} \cdot dh$$

und die richtige Höhe CC' wird

$$CC' = \sum_A^C \frac{g}{g_C} \cdot dh.$$

Da g und g_C nur wenig voneinander verschieden sind, setzen wir

$$\frac{g}{g_C} = 1 + \delta \dots \dots \dots (2)$$

und erhalten

$$CC' = \sum_A^C dh + \sum_A^C \delta \, dh \dots \dots (3)$$

Das zweite Glied stellt eine kleine Korrektur dar, welche an dem direkten Nivellement-Ergebnis anzubringen ist. Die Größe heißt die orthometrische Korrektur. Der Ausführung stellt sich die Schwierigkeit entgegen, daß man zwar g , die Schwere in den Beobachtungspunkten (Instrumentenständen des Nivellements), nicht aber g_C bestimmen kann, weil die entsprechenden Punkte im Innern der Erde liegen. Man muß sich auf den sogenannten theoretischen Wert der Schwere beschränken, indem ihre Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Seehöhe durch eine Formel ausgedrückt wird:

$$g = g_{45} (1 - \beta \cos 2 B - \gamma H) \dots (4)$$

(B geogr. Breite, H Seehöhe, g_{45} Schwere unter 45° Breite; β, γ Konstante). Die orthometrische Korrektur erhält dann die Form

$$\sum_A^C \delta \, dh = \frac{\beta}{\omega} \sum_A^C \sin 2 B \, dB \, dh.$$

Hier ist B das Mittel der Breiten des jeweiligen Instrumentenstandes und des Punktes C; dB die zugehörige Breitendifferenz in Bogensekunden, dh die Differenz der Lattenlesungen an den einzelnen Punkten, ω der Verwandlungsfaktor 206265 und $\beta = 0,002643$. Führt man die Summierung über C hinaus weiter bis A zurück, so erhält man den orthometrischen Schlußfehler.

Ist $A''C''B''$ die Meeressfläche, so ist $AA'' = H_1$ die Meereshöhe von A, $CC'' = C''C' + CC' = H_2$ die Meereshöhe von C. $C'C''$ erhält man aus AA'' ebenfalls durch Anwendung der entsprechenden Schwerwerte und findet

$$C'C'' = H_1 + \frac{\beta}{\omega} \sin 2 B \Delta B H_1 \dots (5)$$

Hier ist B das arithmetische Mittel der geographischen Breite von A und C, ΔB der Breitenunterschied. Es ist somit

$$H_2 = H_1 + \sum_A^C dh + \frac{\beta}{\omega} \sum_A^C \sin 2 B \, dB \, dh + \frac{\beta}{\omega} \sin 2 B \, \Delta B \cdot H_1 \dots \dots \dots (6)$$

Wegen der Eindeutigkeit des Arbeitswertes längs einer Niveaufläche hat man auch vorgeschlagen, statt der Höhe direkt diesen Arbeitswert einzuführen. Statt der Höhe CC' hätte man dann

$$\text{zu setzen} \quad \Delta W = \sum_A^C g \, dh.$$

Da in diese Formel nur die Schwerwerte an den Beobachtungspunkten eintreten, so läßt sich dieser Ausdruck vollständig korrekt berechnen. Es fehlt zur Zeit nur ein Instrument, welches erlaubt, hinlänglich rasch die Schwere zu bestimmen, so daß man mit den Nivellement-Arbeiten Schritt halten könnte. Daß dabei die vertikale Koordinate der Punkte durch eine Größe ganz anderer Natur ausgedrückt wird, als die beiden Koordinaten der horizontalen Richtung, bildet kein Hindernis; ist doch auch für das menschliche Empfinden die Höhe etwas ganz anderes als eine horizontale Entfernung. Man kann übrigens ΔW leicht wieder in eine Höhe zurückverwandeln, wenn man durch einen konstanten Schwerwert z. B. g_{45} dividiert. Man erhält dann für die Höhe des Punktes C über A

$$H = \frac{1}{g_{45}} \sum_A^C g \, dh.$$

Man nennt solche Höhen: dynamische Höhen.

Da wieder $\frac{g}{g_{45}}$ nahe gleich 1 ist, so setzen wir

$$\frac{g}{g_{45}} = 1 + \varepsilon$$

und es wird

$$H = \sum_A^C h + \sum_A^C \varepsilon \, dh.$$

Das zweite Glied wird als die dynamische Korrektur bezeichnet. Begnügt man sich auch hier mit dem normalen Werte der Schwere, so ist

$$\sum_A^C \varepsilon \, dh = -\beta \sum_A^C \cos 2 B \, dh - \frac{\gamma}{2} (H^2_C - H^2_A).$$

Dehnt man die Summe über C hinaus aus bis zum Punkt A zurück, so erhält man den dynamischen Schlußfehler, dabei verschwindet das letzte Glied.

Die betrachteten Korrekturen dürfen bei Nivellements, welche größere Höhen überschreiten, nicht vernachlässigt werden, da sie den Betrag von mehreren Dezimetern erreichen können.

Die orthometrisch korrigierten Höhen sind zwar mit den Meereshöhen nicht identisch, da man nur den theoretischen Wert der Schwere statt des wahren verwenden kann, sie sind aber praktisch den Meereshöhen gleichzuhalten. Das geometrische Nivellement wird daher bei allen fundamentalen Höhenbestimmungen verwendet. Es folgt den wichtigsten Straßen- und Eisenbahnlinien, man läßt es geschlossene Züge bilden (Nivellement-polygone, Nivellements-schleifen), so daß die zusammenfallenden Anfangs- und Endpunkte, sowie die verschiedenen Anschlußpunkte zur Kontrolle und zur Versteifung dienen. Als Präzisionsnivellement erhält es eine Genauigkeit von ± 3 mm pro km. Die Verfeinerung der Instrumente erlaubt derzeit die Herstellung von Nivellements „hoher Präzision“

mit einer Genauigkeit von höchstens ± 1 mm pro km. Den Ausgangspunkt bilden besonders festgelegte Punkte (Repèrepunkte, Normalnull). Die einnivellierten Punkte erhalten Höhenmarken.

Ch. Lallemand, Note zur la theorie de nivellement (Verhandl. d. permanenten Komm. d. intern. Erdmessung in Nizza 1887, Ann. V f.).

3. Die barometrische Höhenmessung. Da der Luftdruck von dem Gewichte der über einem Ort lastenden Luftmassen herrührt, so folgt, daß er mit der Höhe nach den im Aufbau der Atmosphäre herrschenden Gesetzen abnehmen muß. Wenn also diese Gesetze bekannt sind, so muß sich aus dem Luftdruck die Höhe bestimmen lassen. Die Schwierigkeit und Unsicherheit des Verfahrens wird aber daraus entspringen, daß wir über diese Gesetze nicht hinlänglich unterrichtet sind. Ist ϑ die Dichte der Luft in irgendeinem Punkte und g die Schwere daselbst, so ist die Abnahme des Druckes pro Flächeneinheit bei Erhebung um dh :

$$dp = -g \, \vartheta \, dh \quad (1)$$

Für g können wir den sogenannten normalen Wert:

$$g = g_{45} (1 - \beta \, \text{cn} \, 2 B) \left(1 - \frac{2 h}{R}\right)$$

setzen. Da der zweite Faktor wegen der geringen Unterschiede im B als konstant gelten kann, erscheint g als Funktion von h ausgedrückt. Wäre nun ϑ eine Funktion von p allein, so hätten wir in (1) nur die beiden Variablen p und ϑ und könnten die Gleichung integrieren. In die Beziehung zwischen p und ϑ tritt aber die Temperatur t ein, nach dem bekannten Gesetze:

$$\vartheta = \vartheta_0 \frac{p}{p_0} \frac{1}{1 + at}$$

Wir müssen also die Temperatur als Funktion der Höhe kennen. Hierüber besitzen wir aber nur Mittelwerte, die selbst sehr unsicher sind, und die im einzelnen Falle von der Wahrheit sehr weit entfernt sein können. Es bleibt nichts übrig, als für t den Mittelwert aus den beobachteten Temperaturen der beiden Stationen zu nehmen, deren Höhenunterschied bestimmt werden soll. In ähnlicher Weise muß man den Feuchtigkeitsgehalt der

Luft berücksichtigen, indem man das Mittel aus $\frac{e}{p}$ für beide Stationen nimmt, wo e den Dampfdruck, p den Luftdruck bezeichnet. Setzen wir noch $\frac{h_1 + h_2}{2} = h$, so lautet die vollständige Formel:

$$h_2 - h_1 = 18400 \, \text{m} (1 + at) \left(1 + 0,377 \frac{e}{p}\right) (1 + \beta \, \text{cn} \, 2 B) \left(1 + \frac{2}{R} h\right) \log \frac{p_1}{p_2}$$

$$a = 0,003665 \quad \beta = 0,002643 \quad \frac{2}{R} = 0,0000003147.$$

Für p_1 und p_2 sind die absoluten Werte des Luftdruckes einzusetzen. Es sind also an die Ablesungen sämtliche für das betreffende Instrument vorgeschriebenen Korrekturen anzubringen. Wesentlich ist es, daß die eingeführten meteorologischen Elemente gleichen Zeitpunkten entsprechen müssen. Die Genauigkeit kann den Umständen entsprechend nur eine mäßige sein. Nach Jordan beträgt der Fehler schon bei geringen Höhendifferenzen (200 m) 1—2 m. Die größte Unsicherheit rührt dabei von der Unkenntnis der anzuwendenden Temperatur

her. Genauere Werte können nur aus längeren Beobachtungsreihen gewonnen werden. *A. Prey*. Näheres s. *W. Jordan*, Handb. d. Vermessungskunde. II. Bd.

Höhenprüfstand ist eine Versuchseinrichtung, mit welcher das Verhalten von Flugzeugmotoren in verschiedenen Höhen, d. h. bei verschiedenen Luftdichten geprüft werden kann. Entweder wird zu dieser Untersuchung der Motor vollständig in einen Unterdruckraum gebracht, oder man läßt den verschiedenen Flughöhen entsprechende Drücke nur an den Stellen des Motors wirken, wo eine Änderung des Druckes das Verhalten des Motors beeinflussen kann (Vergaser, Auspuff, Benzinbehälter, Kühler).

L. Hopf.

Höhenruder s. Ruder und Höhenleitwerk.

Höhensonne, künstliche s. Quecksilberdampflampe.

Höhenstrahlung s. Durchdringende Strahlung.

Höhlen. Unterirdische Hohlräume, die zumeist in leicht löslichen oder zerstörbaren Gesteinen durch Verwitterung und Erosion (s. d.) entstanden sind. Besonders häufig und zahlreich entstehen Höhlen durch chemische Erosion in Kalkgebirgen, vor allem in Karst (s. d.). Außer Flußhöhlen, die durch unterirdische Flüsse erodiert werden, gibt es auch Sickerhöhlen, bei denen die Lösung des Kalkes durch einsickerndes Wasser geschieht, das bei der Verdunstung den Kalk teilweise wieder ausscheidet, so daß sich bei der Ablösungsstelle der Tropfen an der Decke der Höhle Tropfsteinzapfen, Stalaktiten bilden, denen am Boden von der Auffallstelle aus analoge Gebilde, die Stalagmiten, entgegenwachsen. In den Eishöhlen (s. d.) vertritt das Eis die Stelle des Tropfsteins. Höhlen mit doppeltem Ausgang heißen Durchgangshöhlen, solche mit einer Öffnung Blindhöhlen. Die größte bekannte Höhle ist die Mammuthöhle in Kentucky, deren zahlreiche Gänge eine Gesamtlänge von 60 km haben.

O. Baschin.

Näheres s. *F. Kraus*, Höhlenkunde. 1894.

Höhlen- und Röhrengucker. Ein Teil der Öffnungen des Körpers (Mund, Nase, Kehlkopf) ist dem Blicke verhältnismäßig leicht zugänglich. Der Arzt kann sich bei ihrer Betrachtung eines ebenen Spiegels bedienen, der schräg gehalten wird und das aus dem Innern kommende Licht in die gewünschte

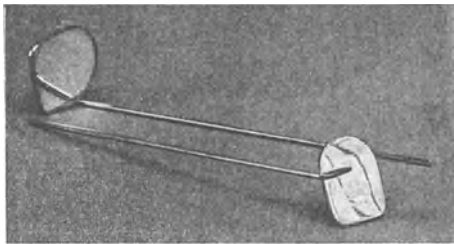


Fig. 1. Kehlkopfspiegel. Nach der Zeißschen Druckschrift Med. 18.

Richtung ablenkt (beim Kehlkopf um nahezu 90°). Zur Beleuchtung kann noch ein zweiter Spiegel hinzukommen.

Eine gewisse Schwierigkeit tritt ein, wenn eine Vergrößerung des Bildes verlangt wird. Eine solche (es handelt sich nur um eine schwache Vergrößerung, etwa zweifach) kann mit einem Hohlspiegel erreicht werden. Bei einem Einfallswinkel und Austrittswinkel

von 45° tritt jedoch ein starker Astigmatismus auf, so daß von einer Abbildung keine Rede sein kann. Der Fehler kann durch besondere Durchbiegung oder durch torische (zylindrische) Gestalt gehoben werden. Da ein Glasspiegel zwei Flächen hat, kann diese Wirkung sowohl an der (zweimal brechenden) Vorderfläche, wie an der (spiegelnden) Hinterfläche angebracht werden. Die äußere Form des Spiegels sieht man aus der Fig. 1.

Für die schwerer zugänglichen Körperhöhlen und -Röhren hat man verwickeltere Zusammenstellungen von Linsen erdacht, die Beleuchtung wird durch elektrische Lämpchen erreicht. Es kommen folgende Vorrichtungen in Frage:

Gastroskop	zur Betrachtung des Magens
Hysteroskop	„ „ „ Uterus
Kystoskop	„ „ „ der Blase
Laryngoskop	„ „ „ des Kehlkopfs (statt des Kehlkopfspiegels)
Otoskop	zur Betrachtung des inneren Ohres
Rektoskop	„ „ „ Mastdarms
Urethroskop	„ „ „ der Harnröhre usf.

Von diesen Instrumenten ist das Kystoskop bisher am vollkommensten ausgebildet worden und hat auch die meiste Anwendung gefunden; die folgende Darstellung beschränkt sich auf dieses Gerät, ihre Einzelheiten gelten mehr oder weniger auch für die übrigen Instrumente.

Die Blase ist ein nahezu kugelförmiger Hohlraum von etwa 6 cm Durchmesser, sie wird bei der Beobachtung mit einer Borsäurelösung gefüllt. Der Zugang, die Harnröhre, ist beim erwachsenen Manne



Fig. 2. Längsdurchschnitt durch ein Nitzesches Kystoskop mit Migronlämpchen. Nach M. v. Rohr.

etwa 17 cm lang, das Beobachtungsrohr muß also noch etwas länger, vielleicht 20 cm sein. Der geringste Durchmesser der Harnröhre ist 6 mm. Das Rohr des Kystoskops, dessen äußerer Durchmesser also 6 mm ist, enthält außer dem inneren Rohr für die Linsenfolge noch Zuführungsdrähte für die Beleuchtung; in einigen Fällen, wo mit der Beobachtung ein Eingriff verbunden ist, noch weitere Drähte oder Schläuche.

Der Erfinder des Instruments M. Nitze (1879) hat ihm nicht sofort, aber später die Form gegeben, die es heute noch hat (s. Fig. 2).

Der Schnabel enthält ein elektrisches Lämpchen, das durch ein Fenster die Blase erhellt. An der Biegung ist eine Öffnung mit einem rechtwinkligen Spiegelprisma, das ein Bild der Blasenwand entwirft, durch Drehung und Verschiebung des Rohrs kann man verschiedene Teile der Blase nacheinander sichtbar machen. (Bei der ersten Ausführung fehlte das Prisma, man konnte nur gerade hindurchsehen.) Ein Objektiv, anfangs aus einer, später aus mehreren Linsen bestehend, entwirft im Rohre ein stark verkleinertes Bild, das durch ein Okular beobachtet wird.

Das Nitzesche Kystoskop hatte bei dem geringen Öffnungsverhältnis (6:200) den Fehler der Lichtschwäche. Bei den neuen, hauptsächlich O. Ringlebs Anregungen zu verdankenden Ausführungen sind im Rohre eine oder mehrere (achro-

matische) Umkehrlinsen angebracht, durch die das Öffnungsverhältnis auf 6:100, 6:66,67 usf. gesteigert werden kann. Es entstehen dadurch mehrere Zwischenbilder; an ihrem Orte müssen aus ähnlichen Gründen wie bei den Okularen Feldlinsen angebracht werden. Eine weitere Verbesserung der neuen Kystoskope besteht darin, daß die Spiegelumkehrung des Prismas durch eine zweite Spiegelung aufgehoben wird. Ferner sind die Kystoskope außer zur subjektiven Beobachtung auch zur Photographie eingerichtet worden.

Eigentümlich und für den Anfänger irreführend ist die Perspektive dadurch, daß der dingseitige Winkel w viel größer ist, als der augenseitige Winkel w' , da die Eintrittspupille im Objektiv, etwa 3 cm vom Gegenstande entfernt ist (Fig. 3). M. v. Rohr

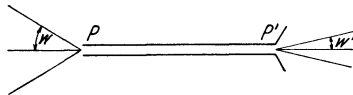


Fig. 3. Schematische Darstellung des wahren und scheinbaren Gesichtsfeldes eines geradsichtigen Kystoskops.

(s. u.) vergleicht die Anschauung mit der, die entsteht, wenn man kleine Gegenstände mit einem Auge durch ein umgekehrtes Fernrohr beobachtet.

Die Vergrößerung (s. den Artikel) ist beim Kystoskop so zu bestimmen, daß man die scheinbare Größe w' mit der Größe w^* vergleicht, die man erhalten würde, wenn man das Blaseninnere aus der „deutlichen Schweite“ (der angenommenen Entfernung des Nahpunktes) $l = 250$ mm beobachtete. Ist a die Entfernung der Blasenwand von der Eintrittspupille, so ist

$$\operatorname{tg} w^* = a \operatorname{tg} w/l,$$

also die Vergrößerungszahl

$$\mathfrak{N} = l \operatorname{tg} w'/a \operatorname{tg} w.$$

\mathfrak{N} war bei den älteren Kystoskopen etwa 1, neuerdings hat man es bis etwa 4 gesteigert. Die Hauptsache bleibt aber vom optischen Standpunkte aus, daß man dem Auge Gegenstände zeigt, die ihm sonst unzugänglich wären: Das Kystoskop (und ebenso die anderen Höhlen- und Röhrengucker) ist seinem Wesen nach kein verdeutlichendes, sondern ein wiederholendes optisches Instrument.

H. Boegehold.

Näheres s. M. v. Rohr, Das Kystoskop. Die Naturwissenschaften. 1916, 4, 249—253. — Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente. 3. Aufl. Leipzig. J. A. Barth. 1924, S. 506—509.

Hörbarkeit. Maß für die Empfangsintensität drahtloser Signale. Ihre Bestimmung geschieht folgendermaßen:

Man schaltet zum Empfangstelephon einen möglichst induktionsfreien Widerstand, dessen Größe so lange geändert wird, bis die Zeichen gerade noch aufnehmbar bleiben (Parallelohmethode).

Aus der Größe dieses Widerstands W und dem des Telephons W_T ergibt sich die Hörbarkeit a nach der Formel

$$a = 1 + \frac{W_T}{W}.$$

Angenommen, das Telephon hat einen Widerstand von 2000 Ohm und die Zeichen verschwinden bei einem parallel geschalteten Widerstand $W = 10$ Ohm, so wird

$$a = 1 + \frac{2000}{10} = 201,$$

d. h. die Intensität der Zeichen war etwa 200mal

größer als die für ihre Wahrnehmbarkeit erforderliche.

Die Methode ist abhängig von den Gehörqualitäten des Beobachters und daher nur für Vergleichsmessungen anwendbar, die von ein- und derselben Person ausgeführt werden. A. Esau.

Hörbereich s. Hörgrenzen.

Hörfläche s. Empfindlichkeit des Ohres.

Hörfrequenz. Als Hörfrequenz bezeichnet man diejenigen Frequenzen, welche in den Hörbereich des menschlichen Ohres fallen. Die niedrigste hörbare Frequenz ist etwa 24 Hertz, die höchste 17 000. Doch ist der Hörbereich nicht bei allen Menschen der gleiche, auch ändert er sich mit dem Alter. Für die höheren Frequenzen ist das Ohr im Alter nicht mehr aufnahmefähig, s. auch Hörgrenzen. E. Alberti.

Hörgrenzen. An dieser Stelle werden nur die Schwellenwerte (s. d.) bezüglich der Schwingungszahl (Tonhöhe) behandelt. Es gibt naturgemäß eine untere und eine obere Grenze. Ihre Bestimmung ist nicht ganz einfach. An der unteren Grenze kann das schwer zu vermeidende Auftreten von Obertönen das Resultat fälschen, und an der oberen Grenze war es früher schwer, überhaupt entsprechend hohe Schwingungszahlen meßbar herzustellen.

Helmholtz fand als untere Grenze mit Hilfe von weiten, gedackten Orgelpfeifen 24 Schwingungen pro Sekunde, mit Stimmgabeln 30 und mit einer zwecks Umwandlung der harmonischen Obertöne in unharmonische passend belasteten Saite sogar 34, während z. B. Bezold 11 angibt. Nach systematischen Untersuchungen von Carl L. Schaefer auch unter Anwendung von Differenztönen (s. Kombinationstöne) und Unterbrechungstönen (s. Variationstöne) wird man sagen dürfen, daß die untere Grenze unter besonders günstigen Bedingungen etwa bei 16 liegt, daß sie im allgemeinen aber höher (etwa 24) ist.

Die obere Grenze ist früher in der Regel viel zu hoch angegeben worden, zu 50 000, selbst 70 000 und noch höher. Hauptsächlich lag das daran, daß die Schwingungszahlen der benutzten Tonhöhen falsch bestimmt waren. Was die vielbenutzte Galtonpfeife anlangt, so zeigte F. A. Schulze, daß hier bei nicht genügend gleichmäßigem und starkem Anblasen neben den Haupttönen noch tiefere Töne auftreten. Die obere Grenze des normalen Ohres dürfte in der Jugend bei etwa 20 000 bis höchstens 22 000 Schwingungen pro Sekunde liegen, vom 40. Lebensjahre ab unter 16 500 herabsinken und im Greisenalter etwa 12 000 betragen. Der Hörbereich des normalen jugendlichen Ohres umfaßt also etwa 10 Oktaven. E. Waetzmann.

Näheres s. Gildemeister, Hörgrenzen und Schwellenwerte. Handb. d. Physiol. von Bethe usw. Bd. XI. J. Springer, Berlin 1926.

Hörrohr s. Schalltrichter.

Hörtheorien. Eine Hörtheorie kann nicht die Aufgabe haben, das Zustandekommen der Schallempfindung zu „erklären“. Sie soll nur die akustischen Vorgänge beim Hören bis zur Nerven-erregung hin untersuchen, sie soll uns ferner eine befriedigende Vorstellung von dem Zustandekommen des gleichzeitigen Hörens verschiedener Töne ermöglichen, und endlich sollen sich ihr alle sonstigen Tatsachen des Hörens, sei es mit dem gesunden oder mit dem kranken Ohre, widerspruchsfrei unterordnen.

In Physikerkreisen ist noch heute die hauptsächlich von Helmholtz aufgebaute Resonanztheorie (s. d.) die fast ausschließlich herrschende Hörtheorie, während die Physiologen vielfach der Schallbildertheorie (s. d.) von Ewald den Vorzug geben. Andere Hörtheorien, die teils Modifikationen der beiden genannten Theorien sind, teils auch selbständiger vorzugehen versuchen, haben bisher keine wesentliche Bedeutung erlangt. Sehr beachtenswert sind neue Untersuchungen „Zur Theorie des Hörens“ von G. v. Békésy (Phys. Ztschr. 1928 u. 1929). *E. Waetzmann.*

Näheres s. E. Waetzmann, Hörtheorien. Handb. d. Physiol. von Bethe usw. Bd. XI. J. Springer, Berlin 1926.

Hörverstärker s. Schalltrichter.

Hörzellen s. Ohr.

van't Hoff'sches Gesetz s. Osmotischer Druck.

Hohlmaße s. Raummaße.

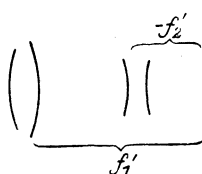
Hohlraumbildung s. Kavitation.

Hohlraumstrahlung. Die „schwarze Strahlung“ wird auch Hohlraumstrahlung genannt, weil sie sich im Innern eines von strahlungsundurchlässigen, gleichtemperierten Wänden umgebenen Hohlraumes, des „schwarzen Körpers“ (s. d.), einstellt (s. Strahlungsgleichgewicht). *Gerlach.*

Hohlspiegel s. Spiegel.

Holborn-Kurlbaumsches Pyrometer s. Strahlungs-pyrometer.

Holländisches Fernrohr. Eine Sammellinse vereinigt die aus dem Unendlichen kommenden Strahlen im hinteren Brennpunkt; eine Zer-



Holländisches Fernrohr.

streuungslinse macht die nach dem vorderen (hinter der Linse gelegenen) Brennpunkt hinzielenden Strahlen parallel. Stellt man beide so hintereinander, daß die genannten Punkte zusammenfallen, so hat man eine brennpunktlose Linsenfolge; ein hinter der

$$N = \frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} = \frac{f_1}{f_2'} = -\frac{f_1'}{f_2'}$$

Zerstreuungslinse (Okular) beobachtendes Auge sieht ferne Gegenstände wieder in der Ferne¹⁾, dabei aber (s. den Artikel „Gaußsche Abbildung“, XII) mit der Vergrößerung

Da f_2' negativ, ist dies positiv und ferner größer als 1, d. h. man hat ein aufrechtes vergrößertes Bild.

Diese Linsenzusammenstellung wurde im Anfang des 17. Jahrhunderts in Holland gefunden²⁾, für eine Brille gehalten und daher sofort für beid- äugige Beobachtung benutzt. Auch jetzt findet sie noch häufig Anwendung für irdische Beobachtungen bei geringen Vergrößerungen. Außer der aufrechten Lage des Bildes ist die geringe Länge von Vorteil (sie ist die Differenz der Brennweiten, beim Himmelsfernrohr die Summe).

Die Anwendung wird beschränkt durch zwei Nachteile:

1. Da kein auffangbares Bild zustande kommt, kann man nicht wie beim Himmelsfernrohr einfache Meßvorrichtungen anbringen.

2. Das Bild der Objektivöffnung wird vor dem zerstreuen Okular entworfen und ist deshalb für

¹⁾ Ist das Auge kurz- oder übersichtig, so kann es mit Brille beobachten. Es kann aber auch der Abstand von Objektiv und Okular geändert werden.

²⁾ Da Galilei zuerst bedeutende Entdeckungen mit ihr gemacht hat, ihm zuweilen auch eine unabhängige Erfindung zugeschrieben war, wird sie wohl auch nach ihm benannt.

das Auge unzugänglich. Infolgedessen ist eine Beobachtung außerhalb der Achse nur durch Drehung um den Augendrehpunkt möglich. Daher wird das scheinbare Gesichtsfeld $\text{tg } u'$ bestimmt durch das Verhältnis der scheinbaren Objektivöffnung zu ihrem Abstand vom Augendrehpunkt. Dieser Punkt liegt aber mindestens 20 mm hinter dem Okular, also noch weiter hinter jenem Öffnungsbilde. Dessen Größe steht aber (s. Gaußsche Abb. XI u. XII) zur Objektivöffnung im umgekehrten Verhältnis der Vergrößerung. Deshalb wird das scheinbare Gesichtsfeld mit stärkerer Vergrößerung immer kleiner. *H. Boegehold.*

Näheres über das holländische Fernrohr und die bei ihm übliche Verbesserung durch Einführung achromatischer Linsen s. Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig. J. A. Barth, 1924, S. 548—555. v. Rohr, Die optischen Instrumente (aus Natur und Geisteswelt 88). 3. Aufl. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner, 1918, S. 70—72.

Holm heißt ein in der Breitenrichtung durchgehender Träger eines Flugzeugflügels. Die Berechnung und richtige Dimensionierung der Holme ist die wichtigste Aufgabe der Flugzeugstatik. Bei Doppeldeckern und anderen fachwerkartigen Konstruktionen werden die Holme zugleich auf Knickung und Biegung beansprucht, bei freitragenden Konstruktionen auf Biegung und Torsion. Die meisten Flugzeuge haben 2 Holme; doch gibt es auch Flügel mit 1 und mit 3 Holmen. Bei einigen Konstruktionen fehlen eigentliche Holme überhaupt; die Luftkräfte werden nicht durch derartige Tragorgane konzentriert auf den Rumpf übertragen, sondern über den ganzen Flügel verteilt geleitet (Junkers, Rohrbach). *L. Hopf.*

Holonom s. Koordinaten der Bewegung.

Holthusensche Kammer. Ionisationskammer zum Messen der durch Röntgenstrahlen hervorgerufenen Luftionisation von solchen Abmessungen, daß alle durch die Röntgenstrahlen in der Luft ausgelösten Elektronen sich innerhalb der Kammer totlaufen, ohne die Kammerwände zu erreichen. Da die von harten Röntgenstrahlen ausgelösten Photoelektronen erhebliche Reichweiten besitzen, so sind zur Messung der in der Tiefentherapie gebräuchlichen Röntgenstrahlen Kammern von mindestens etwa 25 cm Durchmesser erforderlich (sog. Faßkammern). *Behnken.*

Näheres s. H. Holthusen, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen. Bd. 26, S. 211, 1919 und H. Behnken und R. Jaeger, Ztschr. f. techn. Phys. Bd. 7, S. 563, 1926.

Holtzsche Elektrifiziermaschine s. Influenzmaschine.

Holzblasinstrumente s. Zungeninstrumente.

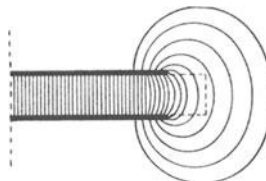
Holzharmonika s. Stabschwingungen.

Homöopolare Bindung s. Valenztheorien.

Homogene Immersion s. Mikroskop.

Homogene Verzerrung s. Verzerrungszustand, Hauptdehnung.

Homogenes Feld, elektrostatisches. Ein homogenes elektrostatisches Feld ist ein solches, das an jeder Stelle die gleiche Größe und gleiche Richtung hat. Nimmt man das Kraftlinienbild zu Hilfe,



Feldverteilung eines Plattenkondensators.

so würde in diesem Zusammenhang das homogene Feld dadurch definiert sein, daß die Kraftlinien an jeder Stelle gleiche Dichte und gleiche Richtung haben. In der Praxis ist das Feld stets nur innerhalb eines begrenzten Raumes homogen. Das vorstehende Bild, das die Feldverteilung eines Plattenkondensators zeigt, läßt erkennen, daß nur in der Mitte Homogenität herrscht, daß aber am Rande Verzerrungen stattfinden, die bei der Berechnung eines solchen Feldes eine sog. „Randkorrektur“ bedingen (s. d.).

E. Jaeger.

Homogenes Gleichgewicht. Ein Gleichgewicht, das sich in einer einzelnen Phase einstellt. Der Natur der Sache nach wird es sich hier immer um ein chemisches Gleichgewicht, nämlich ein solches zwischen verschiedenen Molekelarten handeln. Von besonderer Bedeutung ist das homogene Gleichgewicht im gasförmigen System, weil es zur Aufstellung besonders einfacher und grundsätzlich wichtiger Gesetze diene (vgl. Massenwirkungsgesetz, Gasgleichgewichte) und am genauesten zu beherrschen ist. Ihm nahe kommt in dieser Beziehung das homogene Gleichgewicht in verdünnten Lösungen. Die Versuche, Gesetze für das homogene Gleichgewicht in konzentrierten Lösungen, also zwischen mischbaren Flüssigkeiten, aufzustellen, scheitern im allgemeinen an der komplizierten Form der in den Ausdruck für die Reaktionsarbeit eingehenden Zustandsgleichungen. Daher sind hier nur Ansätze vorhanden. Das gilt in verstärktem Maße für homogene Gleichgewichte in fester Phase (Mischkristallen), wo noch die außerordentliche Trägheit der Einstellung der Untersuchung hinderlich ist.

Schwab.

Homogenes Material. Homogen im elastischen Sinne heißt ein Körper, dessen elastische Eigenschaften an allen Stellen gleich sind. Die elastischen Konstanten (s. Verzerrungsenergie) sind nur von der Richtung abhängig, nicht aber vom Ort.

Homogen und isotrop heißt ein Material, das an allen Stellen und in allen Richtungen gleiche elastische Eigenschaften besitzt. Solches Material ist in der Elastizitätstheorie immer vorausgesetzt, wenn nichts Gegenteiliges gesagt wird. Viele technisch wichtige Baustoffe sind praktisch genügend genau homogen und isotrop.

F. Schleicher.

Hookesches Gesetz. Unzählige Versuchsergebnisse zeigen, daß bei den meisten festen Körpern Belastung und Verzerrung wenigstens innerhalb gewisser Grenzen proportional sind. Diese Tatsache führt zum verallgemeinerten Hookeschen Gesetz von der Proportionalität zwischen Last und Deformation:

In einem festen elastischen Körper ist jede der sechs Spannungskomponenten in einem Punkte ($\sigma_x \dots \tau_{yz} \dots$) eine lineare Funktion der sechs Verzerrungskomponenten in diesem Punkte ($\epsilon_x \dots \gamma_{yz} \dots$). Die Grenze der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes heißt *Proportionalitätsgrenze*.

Für isotropes Material, das dem Hookeschen Gesetze folgt, gelten die *Verzerrungs-Spannungsgleichungen* in der folgenden Form:

$$(1a) \left\{ \begin{array}{l} \epsilon_x = \frac{1}{E} \left(\sigma_x - \frac{\sigma_y + \sigma_z}{m} \right) \\ \epsilon_y = \frac{1}{E} \left(\sigma_y - \frac{\sigma_z + \sigma_x}{m} \right) \\ \epsilon_z = \frac{1}{E} \left(\sigma_z - \frac{\sigma_x + \sigma_y}{m} \right) \end{array} \right. (1b) \left\{ \begin{array}{l} \gamma_{zy} = \gamma_{yz} = \frac{\tau_{yz}}{G} \\ \gamma_{zx} = \gamma_{xz} = \frac{\tau_{zx}}{G} \\ \gamma_{yx} = \gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G} \end{array} \right.$$

Ihre Umkehrungen sind die *Spannungs-Verzerrungsgleichungen*:

$$(2a) \left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = 2G \left(\epsilon_x + \frac{e}{m-2} \right) \\ \sigma_y = 2G \left(\epsilon_y + \frac{e}{m-2} \right) \\ \sigma_z = 2G \left(\epsilon_z + \frac{e}{m-2} \right) \end{array} \right. (2b) \left\{ \begin{array}{l} \tau_{yz} = \tau_{zy} = G \gamma_{yz} \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} = G \gamma_{zx} \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = G \gamma_{xy} \end{array} \right.$$

Darin bedeutet (s. Elastizitätskonstanten für isotrope feste Körper)

E den Elastizitätsmodul,

G den Schubmodul,

m die Poissonsche Querkontraktionszahl,

e = $\epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$ die Volumdehnung.

Die Gleichungen (1) und (2) sind unabhängig von der Orientierung des Koordinatensystems, da das Material als isotrop vorausgesetzt ist. Sie gelten für die Hauptachsen (0, 1, 2, 3) des Spannungszustandes ebenso wie für jedes andere orthogonale Koordinatensystem (O, x, y, z). Über den Zusammenhang zwischen Spannungstensor und Verzerrungstensor vgl. den Artikel Spannungstensor.

Das Hookesche Gesetz ist bei sehr vielen technisch wichtigen Stoffen, vor allem bei den verschiedenen Stahlsorten, für die Zwecke von praktischen Festigkeitsrechnungen genügend genau erfüllt. Es bildet die Grundlage fast aller Berechnungen der Spannungen und Formänderungen fester elastischer Körper für Belastungen, die unterhalb der Proportionalitätsgrenze bleiben, wobei die zeitlichen Änderungen des Verzerrungszustandes (elastische Hysteresis, s. unter Elastizität fester Körper) in erster Annäherung vernachlässigt werden.

Größere und systematische Abweichungen vom Hookeschen Gesetz treten z. B. auf bei Gußeisen, Gesteinen, Beton. Nach wiederholter Belastung nähern sich diese Stoffe in ihrem Verhalten fast alle immer mehr dem Hookeschen Gesetz, was auf das Vorhandensein von Anfangsspannungen hindeuten scheint, die mit wiederholter Belastung allmählich schwinden. Man hat für manche Zwecke versucht, statt mit dem linearen Hookeschen Gesetz mit anderen Gesetzen (z. B. mit Potenzgesetzen) zu arbeiten, um das wirkliche Verhalten der betreffenden Materialien besser zu erfassen. Diesen Versuchen kommt aber bisher eine größere Bedeutung nicht zu. *F. Schleicher.*

Näheres s. v. Kármán, *Physikalische Grundlagen der Festigkeitslehre*. (Enzykl. d. math. Wissenschaften, Bd. IV, Art. 31.)

Horchrichter s. Schallrichter.

Horizont. In der geographischen Wissenschaft bezeichnet man als Horizont die Ebene, welche durch den Standpunkt eines Beobachters senkrecht zur Richtung der Schwere verläuft. In der Astronomie unterscheidet man den so definierten scheinbaren Horizont von dem wahren Horizont, dessen Ebene parallel zu jenem durch den Mittelpunkt der Erde geht und den Himmel in eine sichtbare und eine unsichtbare Halbkugel scheidet. In der Nautik versteht man unter der Bezeichnung Horizont meist den natürlichen Horizont, d. i. die Kreislinie, welche bei erhöhtem Standpunkt in dem Abstand der Aussichtsweite (s. d.) den sichtbaren Teil der Meeresfläche gegen die Luft abgrenzt. Als Depression des Horizontes oder Kimmtiefe bezeichnet man hierbei den Winkel zwischen der durch das Auge gelegten Horizontal-

ebene und der Richtung nach dem natürlichen Horizont. Dieselbe Auffassung des Horizonts als Grenzlinie des sichtbaren Teils der Erdoberfläche ist in den allgemeinen Sprachgebrauch übergegangen und findet häufig auch bei der unebenen Landoberfläche Anwendung. Die Kreislinie des Horizontes wird nach den Himmelsrichtungen, den 32 Strichen der Kompaßrose zu je $11\frac{1}{4}^\circ$ (N, NzE, NNE, NEzN, NE, NEzE, ENE, EzN, E usw.) oder nach Winkelgraden des Azimuts eingeteilt. Die Zählung der 360 Azimutgrade beginnt am Nordpunkt und schreitet in der Richtung über Osten, Süden und Westen fort.

In die Meteorologie ist durch M. Möller der Begriff des absoluten Horizontes eingeführt worden, d. i. jener Fläche, die auf der Richtung der Massenanziehung der Erde senkrecht steht.

O. Baschin.

Horizontale Beleuchtung s. Beleuchtungstechnische Definitionen.

Horizontalintensität des Erdmagnetismus. Die im magnetischen Meridian gelegene Projektion der magnetischen Gesamtkraft der Erde auf die Horizontale, gemessen in Dyn, Dimension $\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{s}^{-1}$; der $\frac{1}{1000000}$ Teil heißt 1γ, in ihm werden namentlich die Variationen der magnetischen Feldstärke angegeben. Die absolute Messung der Horizontalintensität erfolgt mit der von Gauß angeordneten Anordnung, für erdmagnetische Zwecke jedoch nur nach den genaueren Verfahren mit dem magnetischen Theodoliten (s. d.) von Lamont. Beiden Methoden ist gemeinsam, daß einerseits ein Magnet (Ablenkungsmagnet) eine Nadel ablenkt, welche in bekannter Richtung und Entfernung von ihm steht; die Ablenkung ist gegeben durch kM/r^3H , worin M das magnetische Moment des Ablenkungsmagneten, r seine Entfernung von der Nadel, H die Horizontalintensität und k eine von der gegenseitigen Lage und der Verteilung der Magnetismen der Magnete abhängige Funktion bedeutet, die „Ablenkungsfunktion“ (s. d.). Andererseits erhält man eine das Produkt MH gebende Messung, wenn man den Ablenkungsmagneten in einer geeigneten Vorrichtung in der Horizontalen schwingen läßt, indem $MH = \frac{\pi^2 K}{\tau^2}$, worin K das Trägheits-

moment des schwingenden Systems und τ die Schwingungsdauer ist. Aus der Vereinigung beider Messungen ergibt sich sowohl die Horizontalintensität, als auch das Moment des ablenkenden Magneten. Gauß brachte den ablenkenden Magneten magnetisch östlich und westlich (I. Hauptlage) oder nördlich und südlich an (II. Hauptlage). Aber gerade während der Ablenkungen steht die Nadel dann schief gegen die Achse des ablenkenden Magneten und die von Gauß gegebenen Formeln stimmen nun streng genommen nicht mehr. Bei Lamont befindet sich die Nadel in der Mitte des Theodoliten. Senkrecht zum Fernrohr, mit ihm am besten starr verbunden ist eine sog. Ablenkungsschiene, auf welche der Ablenkungsmagnet gelegt wird. Man dreht das Fernrohr um den vollen Ablenkungswinkel um die Nadel, so daß der Magnet wieder exakt senkrecht auf die Nadel gerichtet steht. Die Formeln für die Lage gelten scharf, der Winkel ist der größtmögliche, seine Fehler gehen am geringsten ein.

Die grundlegende Aufgabe der Wechselwirkung zwischen zwei beliebigen zueinander gelagerten

Magneten ist erst jüngst von Ad. Schmidt gelöst worden.

Für Beobachtungen minderer Genauigkeit bestimmt man für die benutzten Instrumente durch Vergleich mit absoluten Instrumenten Instrumentalkonstanten und kann dann unter Umständen auf die bei Reisen schwierigeren Schwingungsbeobachtungen verzichten.

A. Nippoldt.

Näheres s. Ad. Schmidt, Einwirkung zweier Magnete in beliebiger Lage. Terr. Magn. 1912/13.

Horizontalintensitätsvariometer s. Bifilar- und Unifilarmagnetometer.

Horizontalparallaxe ist die scheinbare Verschiebung, die ein Gestirn gegenüber dem geozentrischen Ort erleidet, wenn es im Horizont beobachtet wird (s. Parallaxe).

Horizontalpendel. Das Horizontalpendel ist durch seine Neigungsempfindlichkeit (s. unten) dazu geeignet, die von den Flutkräften (s. d.) bewirkten Änderungen der Lotrichtung und die von den elastischen Gezeiten (s. d.) der Erdrinde bewirkten Neigungsänderungen der festen Erdoberfläche zu messen. Durch seine lange Schwingungsdauer ist es ein empfindlicher Erdbebenmesser. Die Art seiner Bewegung ähnelt der einer einflügeligen Tür, die sich um ihre vertikal stehende Achse, d. h. die die Angeln verbindende Gerade, dreht. Stehen die Angeln genau vertikal übereinander, so kann die Tür in jeder Lage stehen bleiben. Steht die Drehachse nicht genau vertikal, so bleibt der Türflügel nur in einer bestimmten Lage in Ruhe, oder er schwingt, wenn die Reibung in den Angeln nicht zu groß ist, um diese Lage hin und her. Würde man den Türpfosten, und somit die Drehachse, in einer

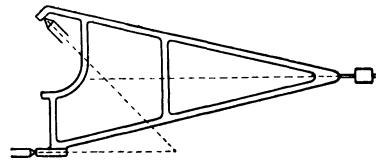


Fig. 1. Horizontalpendel. v. Rebeursche Aufhängung auf Spitzen.

zur Ruhelage der Tür senkrechten Ebene ein wenig neigen, so würde sich diese Ruhelage stark verändern. Man denke sich den Türflügel durch ein (etwa 80 g wiegendes) Metallstück in <- oder in -I-Form und die Angeln durch feine Stahlspitzen, auf denen das Metallstück in Achatlagern ruht, ersetzt (Fig. 1). Die Spitzen sind an Zylindern angeschliffen, die an einem (dem Türpfosten entsprechendes) Stativ befestigt sind; die Achse des oberen Zylinders ist 45° gegen die Vertikale geneigt, die des unteren liegt horizontal. Beide Achsen schneiden einander in einem Punkte senkrecht unter dem Schwerpunkt; dieser steht etwa 25 cm von der Drehachse ab (Rebeursche Aufhängung). Je kleiner die Neigung der Drehachse gegen die Vertikale ist, desto größere Schwingungsdauer hat das Pendel. Ist T_0 seine Schwingungsdauer bei horizontal liegender Drehachse, so ist, wenn man die Achse aufrichtet, aber um den Winkel i gegen die

Vertikale neigt, die Schwingungsdauer $T = \frac{T_0}{\sqrt{\sin i}}$. Neigt man die Drehachse in einer zur Ruhelage des Pendels senkrechten Ebene um den Winkel Δ , so schlägt das Pendel um den Winkel $\varphi = \frac{\Delta}{\sin i}$

aus. Das Pendel ist also dazu geeignet, sehr kleine Neigungsänderungen der Achse gegen die Richtung der Schwerkraft vergrößert anzuzeigen. Ist z. B. $i = 2'$ und $\Delta = 0,01$, so wird $\varphi = 17''$. Diesen Ausschlag kann man photographisch stark vergrößert registrieren. Man versieht den Pendelkörper mit einem Spiegel, der durch eine Linse einen beleuchteten Spalt auf eine z. B. $3\frac{1}{2}$ m entfernte, mit Bromsilberpapier bespannte, durch ein Uhrwerk gedrehte Walze abbildet. Bewegt sich

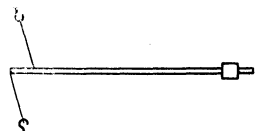


Fig. 2. Horizontalpendel. Zöllnersche Aufhängung an Drähten.

das Pendel, so verschiebt sich das Bild des Spaltes und zeichnet durch die Schwärzung der Bromsilberschicht seinen Weg auf. In dem durch die Zahlen bezeichneten Falle verschiebt sich das Spaltbild um $0,5$ mm, so daß diese verhältnismäßig einfache Einrichtung ein Vertikalpendel von 10000 m Länge ersetzt. — In neuerer Zeit verwendet man statt der Spitzenaufhängung die Zöllnersche Einrichtung (Fig. 2): ein leichtes Metallrohr von etwa 25 cm Länge wird durch zwei dünne Drähte nahezu horizontal gehalten, die an dem Rohr angreifend oberhalb und unterhalb desselben an einem Gestell befestigt sind. Die Verbindungslinie der Befestigungspunkte ist die Drehachse. Man macht die Drähte aus Platin-Iridium, ca. $0,04$ mm dick und altert (tempert) sie künstlich, um die Einwirkung der Torsion und des momentanen Spannungszustandes zu beseitigen. Eine dritte Anordnung bedient sich eines Fadens und einer Spitze.

Die Empfindlichkeit des Instruments steigt mit der Abnahme des Winkels i . Wird der Winkel i gleich Null, so wird die Empfindlichkeit theoretisch unendlich, das heißt, das Pendel bleibt in jeder Lage in Ruhe, und ist als Meßinstrument nicht mehr zu brauchen. Praktisch tritt bei der Rebeurschen Aufhängung dies schon ein, wenn die Größe i von der Ordnung des Krümmungsradius der Spitzen wird; bei der Zöllnerschen Aufhängung kann man weiter gehen. Die Veränderungen, welche das Instrument anzeigt, sind teils periodischer, teils fortschreitender Natur. Bei den ersten kehrt das Instrument nach der Störung wieder in seine ursprüngliche Ausgangslage zurück. Dieses ist z. B. bei den Messungen der Gezeitenerscheinungen der festen Erde der Fall. Auch bei den Erdbeben, wo das Pendel durch einen Stoß aus seiner Lage gebracht wird, kehrt es meist in die alte Ruhelage zurück. Die nichtperiodischen Erscheinungen können in Veränderungen der Aufhängevorrichtung, des Pfeilers oder der unmittelbaren Umgebung des Instrumentes liegen. Die letzteren sind meist durch meteorologische Erscheinungen hervorgerufen, hauptsächlich durch die Sonnenstrahlung. Um von diesen Einflüssen frei zu werden, stellt man die Horizontalpendel in der Erdoberfläche in Bergwerken auf. Wenn hier noch immer ein fortschreitender Einfluß zu konstatieren ist, dann handelt es sich um eine Verlagerung der Erdscholle selbst, etwa von der Art, welche im Laufe von Jahrtausenden zur Gebirgsbildung führen können.

Da das Pendel nur auf Verschiebungen der Lotlinie reagiert, die senkrecht zur Ruhelage stattfinden, so kann man ein vollständiges Bild der Bewegung nur bekommen, wenn man 2 Pendel aufstellt, deren Schwingungsebenen um 90° verschieden sind.

Das Horizontalpendel ist zuerst von Hengler in München 1833 beschrieben und als astronomische Pendelwaage bezeichnet worden. Unabhängig von ihm haben Perrot 1862 und Zöllner 1869 das gleiche Prinzip erdacht. Durch Zöllner, der zuerst eine vollkommene Konstruktion durchführte, ist es hauptsächlich bekannt geworden. Ein brauchbares Horizontalpendel in Spitzenlagerung hat zuerst v. Rebeur-Paschwitz konstruiert. Schweydar — Prey.

Näheres s. Fürst Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie. Leipzig 1914.

Horn s. Zungeninstrumente.

Hornhautastigmatismus s. Brille.

Horopter. Unter dem Horopter versteht man den geometrischen Ort aller Punkte des Außenraumes, die sich bei gegebener Augenstellung auf Paaren identischer Netzhauptpunkte (s. Raumwerte der Netzhaut) abbilden, also schlechthin einfach gesehen werden. Der dieserart definierte Horopter, der Punkt- oder Totalhoropter, umfaßt die gemeinsamen Punkte der beiden sog. Partialhoroptere, des Längs- und des Querhoropters, welche die Gesamtheit derjenigen Außenpunkte darstellen, die bei derselben Blicklage mit identischen Längs- bzw. Querschnitten gesehen werden. Form und Lage des Punkthoropters sind je nach der Augenstellung verschieden: bei parallel in die Ferne gerichteten Gesichtslinien ist er in der unendlich fernen, auf der Blickebene senkrecht stehenden Ebene gegeben; bei symmetrischer Konvergenz der Augen auf einen in endlicher Entfernung befindlichen Fixationspunkt setzt er sich aus dem durch die Knotenpunkte beider Augen und den Fixationspunkt bestimmten Kreis (Müllerschen Horopterkreis) und die im Fixationspunkt errichtete Senkrechte zur Blickebene zusammen. Für das stereoskopische Sehen erlangt bei der anatomischen Anordnung der Augen seitlich nebeneinander der Längshoropter seine besondere Bedeutung darin, daß er alle Punkte des Außenraumes umfaßt, die sich ohne Querdissipation in beiden Augen abbilden und infolgedessen in die sog. Kernfläche des subjektiven Sehraumes lokalisiert werden. Die Kernfläche ist dasjenige Gebilde des Sehraumes, das dem Längshoropter im wirklichen Raume entspricht. Dittler.

Näheres s. F. B. Hofmann, *Ergebn. d. Physiol.*, Bd. 15, S. 265 ff., 1916.

Horror vacui s. Torricellischer Versuch.

H-Strahlen. Von α -Strahlen (s. d.) beim Auftreffen auf Wasserstoff-Atome (Wasserstoffgas, Paraffin-, Gummi-Häutchen) ausgelöste Sekundärstrahlung. Infolge des Zusammenstoßes zwischen α -Teilchen und H-Atom kann letzteres unter günstigen Stoßbedingungen derartige Geschwindigkeiten erhalten, daß es sein Elektron nicht festhalten kann und als positiv geladener Atomrest (nackter H-Kern) weiterfliegt. Da sich beim zentralen elastischen Stoße die Geschwindigkeit des gestoßenen Teiles (m_2, v_2) aus der des stoßenden Körpers (m_1, v_1)

$$\text{nach } v_2 = \frac{2 m_1}{m_1 + m_2} v_1 \text{ berechnet und da die Massen}$$

von H- und α -Teilchen sich verhalten wie $1:4$, so folgt $v_2/v_1 = 8/5$; da weiter die Reichweiten (s. d.) ungefähr der dritten Potenz der Geschwindigkeit proportional sind, so ergibt sich endlich $R_2/R_1 = 4$, d. h. die Reichweite der gestoßenen H-Teilchen ist viermal größer als die der stoßenden α -Teilchen zu erwarten. In der Tat findet man z. B. $R_H = 29$ cm, wenn mit RaC' - α -Teilchen gearbeitet wird, deren R_α bei 7 cm beträgt. Solche H-Teilchen sind photographisch und ionisierend wirksam. Die durch sie

erregten Szintillationen sind etwa dreimal lichtschwächer als die der α -Teilchen. Die Versuche mit solchen gestoßenen H-Teilchen, den sog. „natürlichen H-Strahlen“, vermitteln einerseits gewisse Vorstellungen über die Form des stoßenden α -Teilchens (von dessen Gestaltung hängt die Richtungsverteilung der H-Strahlung ab), andererseits bildeten sie den Ausgangspunkt für die Entdeckung der Atomzertrümmerung (s. d.) durch α -Stöße; auch in H-freiem Material, z. B. reinstem Stickstoff, entstehen H-Teilchen, die aber zum Unterschied von den natürlichen H-Teilchen als Trümmer eines zerschlagenen Atomkerns aufzufassen sind und entsprechend dieser gänzlich anders gearteten Entstehung auch andere Eigenschaften in bezug auf Richtungsverteilung und Geschwindigkeit aufweisen. — Die Identifizierung dieser Strahlungen als H-Kerne ist in allen Fällen durch Bestimmung von Ladung und Masse sichergestellt.

K. W. F. Kohlrausch.

H-Theorem. Wir setzen ein einfaches Gas mit lauter gleichartigen Molekeln voraus. Die Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit, die Geschwindigkeitskomponenten zwischen ξ und $\xi + d\xi$, η und $\eta + d\eta$, ζ und $\zeta + d\zeta$ haben, seien eine Funktion von ξ , η , ζ und der Zeit t . Wir wollen sie schreiben

$$f(\xi, \eta, \zeta, t) d\xi d\eta d\zeta = f d\omega.$$

Analogerweise fassen wir eine zweite Art von Molekeln ins Auge, für welche wir

$$f_1(\xi_1, \eta_1, \zeta_1, t) d\xi_1 d\eta_1 d\zeta_1 = f_1 d\omega_1$$

haben. Die Molekeln erster Art werden mit jenen zweiter Art unter gewissen Bedingungen Zusammenstöße machen derart, daß die Molekeln erster Art nach dem Stoß Geschwindigkeitskomponenten zwischen ξ' und $\xi' + d\xi'$ usw. haben, während jene zweiter Art Komponenten zwischen ξ'_1 und $\xi'_1 + d\xi'_1$ usw. erlangen sollen. Es läßt sich nun, wie Boltzmann nachgewiesen hat, zeigen, daß die Änderung von f mit der Zeit sich darstellen läßt durch

$$\frac{df}{dt} = \int (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG,$$

wobei g die relative Geschwindigkeit zwischen den Molekeln erster und zweiter Art bedeutet und G gewisse geometrische Bedingungen enthält.

Bilden wir für eine Molekel die Logarithmusfunktion $\ln f$ und addieren wir die Werte sämtlicher Logarithmusfunktionen der Molekeln in der Volumeneinheit des Gases, so ergibt dies

$$H = \int \ln f \cdot f d\omega.$$

Dasselbe können wir für die Molekeln zweiter Art, sowie für sämtliche Molekeln nach dem Stoß bilden. Differenzieren wir H nach der Zeit, so ergibt dies

$$\frac{dH}{dt} = \int \ln f \frac{df}{dt} d\omega + \int \frac{1}{f} \frac{df}{dt} d\omega = \int \ln f \frac{df}{dt} d\omega,$$

da das Integral

$$\int \frac{1}{f} \frac{df}{dt} f d\omega = \int \frac{df}{dt} d\omega = 0,$$

in dem $\int \frac{df}{dt} d\omega$ die Änderung der Gesamtzahl der Molekeln mit der Zeit ist. Diese muß aber Null sein, da sich die Gesamtzahl der Molekeln nicht ändert.

Mit Benützung der früheren Beziehung für $\frac{df}{dt}$ wird

$$\frac{dH}{dt} = \int \ln f (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG.$$

Da über sämtliche Geschwindigkeiten von 0 bis ∞ integriert werden muß, so ist auch $H = \int \ln f \cdot f d\omega$, daher

$$\frac{dH}{dt} = - \int \ln f (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG.$$

Welche Molekeln als jene erster und als jene zweiter Art gelten, ist gleichgültig. Daher ist auch

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} &= \int \ln f_1 (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG = \\ &= - \int \ln f_1' (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG. \end{aligned}$$

Wir können nun aus den 4 Formeln für $\frac{dH}{dt}$ auch deren arithmetisches Mittel bilden und erhalten so

$$\frac{dH}{dt} =$$

$$- \frac{1}{4} \int [\ln(f' f_1') - \ln(f f_1)] (f' f_1' - f f_1) g d\omega dG.$$

Die Funktionen f , f_1 , f' , f_1' sind alle positive Zahlen, desgleichen muß auch dG immer positiv sein. Da nun auch der Logarithmus mit dem Numerus wächst und abnimmt, so muß das gesamte Integral positiv, mithin $\frac{dH}{dt}$ stets negativ sein, d. h. H muß infolge der Stöße der Molekeln beständig abnehmen, oder das Gas muß sich beständig einem Zustand nähern, für den $f f_1 = f' f_1'$ ist. Ist dieser Zustand erreicht, so bleibt er stationär. Das Gas ist dann im thermischen und mechanischen Gleichgewicht. Aus dieser letzten Funktionalgleichung folgt dann ohne weiteres der Maxwell'sche Verteilungszustand der Geschwindigkeiten (s. d.).

Boltzmann hat nun weiter gezeigt, daß die Größe $-H$ in enger Beziehung zur Entropie (s. d.) des Gases steht. Wie sich $-H$ ohne unser Zutun einem Maximum nähert, so tut es auch die Entropie. Dabei erscheint uns also die Eigenschaft der Entropie, einem Maximum beständig zuzustreben, als ein Streben des Gases, von einem weniger wahrscheinlichen zu einem wahrscheinlicheren Verteilungszustand zu gelangen. Die Eigenschaft der Funktion H pflegt man wegen dieses von Boltzmann gewählten Buchstabens das Boltzmannsche H-Theorem zu nennen.

G. Jäger.

Näheres s. L. Boltzmann, Vorl. über Gastheorie.
Hubschraube ist eine Schraube, welche dazu dient, ein Gewicht zu tragen, welche also ihren Ort festhält und nicht fortschreitet. Dabei ist die entstehende Kraft größer als bei der Fahrtschraube. Sie findet Verwendung beim Schraubenflieger (s. d.) Die Hubkraft P , welche bei einem Leistungsaufwand L erreichbar ist, hängt nach der Strahltheorie der Schraube (s. d.) von der Flächenbelastung P/F (Hubkraft bezogen auf die Flächeneinheit des Schraubenkreises) und der Luftdichte ρ ab. Die Strahltheorie gibt eine obere Grenze für den Wert P/L und zwar

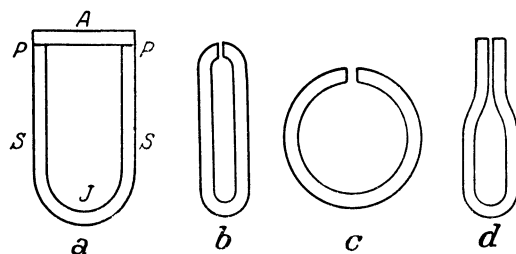
$$\frac{P}{L} = \sqrt{\frac{2\rho F}{P}}.$$

Bei Versuchen sind über 80 v. H. dieses Grenzwertes erreicht worden.

L. Hopf.

Hürter- und Driffeld-System s. Sensitometrie photographischer Schichten.

Hufeisenmagnete. Bei den Hufeisenmagneten, die den Namen von ihrer Gestalt tragen, teilweise aber auch in abgeänderter Form in der Technik Verwendung finden (vgl. Fig. a bis d), unterscheidet man die beiden Schenkel S, die im gekrümmten Teil in der nach außen hin keine Wirkung ausübenden Indifferenzzone J zusammenstoßen, und an den Enden die Pole P, die durch den Anker A geschlossen werden; die Öffnung zwischen den Schenkeln bezeichnet man auch als Maul (Maulweite usw.). Die Kraftlinien (oder besser



Formen von Hufeisenmagneten.

Induktionslinien) sollen von der Indifferenzzone durch den einen Schenkel, den Anker und durch den zweiten Schenkel wieder zurück zur Indifferenzzone verlaufen, so daß also möglichst alle an der Wirkung auf den Anker beteiligt sein würden. Tatsächlich tritt jedoch schon vorher ein erheblicher Bruchteil von sog. Streulinien vom einen Schenkel direkt durch die Luft zum andern Schenkel über und geht so seinem eigentlichen Zweck verloren. Ganz besonders zahlreich sind diese Streulinien beim ungeschlossenen Magneten, wo z. B. beim Typus a nur wenige Prozente bis zu den Enden der Schenkel gelangen, die man in diesem Falle kaum mehr als Pole bezeichnen kann. Sollen nun gerade an dieser Stelle die Kraftlinien auch im ungeschlossenen Zustand zu Bremswirkungen usw. ausgenutzt werden, so muß man die beiden Schenkel am Ende kröpfen und so durch Verengung des Luftspaltes, d. h. durch Verringerung des magnetischen Widerstandes den Übergang der Kraftlinien an dieser Stelle begünstigen (Typus b, d).

Als Material für permanente Hufeisenmagnete dient Stahl mit etwa 1% bis 1,5% Kohlenstoff und zumeist einem Zusatz von mehreren Prozent Wolfram, Chrom oder Molybdän, dessen eigentliche Wirkungsweise noch wenig geklärt ist; anscheinend verhindert er bis zu einem gewissen Maße die bei reinen Kohlenstoffmagneten stets auftretende Abnahme der Remanenz mit steigendem Gehalt an gelöstem Kohlenstoff; ein erheblicher Kohlenstoffgehalt ist aber notwendig zur Erzeugung einer hinreichend hohen Koerzitivkraft; außerdem verringern die Zusätze auch die Empfindlichkeit der Magnete gegen Erschütterungen und Erwärmungen. Um den Magneten die für den praktischen Gebrauch unentbehrliche Haltbarkeit zu verleihen, müssen sie nach dem Abschrecken von etwa 850° bis 900° in kaltem Wasser oder Öl einen sog. Alterungsprozeß durchmachen, d. h. sie müssen (nach Strouhal und Barus) etwa 24 Stunden lang auf 100° erhitzt, und nach dem Magnetisieren abwechselnd auf 100° erhitzt und abgekühlt, auch durch Schläge mit einem Holzhammer oder dgl.

erschüttert werden. Durch dies Verfahren verlieren sie zwar einen Teil ihrer Stärke, sie werden aber widerstandsfähig gegen spätere kleine Erwärmungen und Erschütterungen.

Allerdings besitzen auch derartig vorbereitete Magnete noch einen gewissen Temperaturkoeffizienten, d. h. ihr magnetisches Moment nimmt mit wachsender Temperatur je Grad um 0,02% bis 0,06% ab, mit abnehmender Temperatur aber um den gleichen Betrag wieder zu. Dieser Temperaturkoeffizient hängt in erster Linie von der chemischen Zusammensetzung des Materials und von der Härtungstemperatur, in zweiter aber auch von der Gestalt, namentlich der Maulöffnung der Magnete, ab.

Einen bedeutenden Fortschritt auf dem Gebiete der Magnetfabrikation erzielten Honda und Saitō 1920 durch Herstellung einer Stahllegierung mit 30% bis 40% Co und passendem Zusatz von W und Cr, sowie die Physikalisch Technische Reichsanstalt unter Mitwirkung der Firma Friedrich Krupp, Essen, durch Zusatz von Co und Mn, da diese Legierungen bei nur wenig verringerter Remanenz etwa die dreifache Koerzitivkraft gegenüber gewöhnlichem Magnetstahl besitzen. Dies hat den Vorteil, daß auch bei kurzen, gedrunghenen Magneten der entmagnetisierende Einfluß der Enden verhältnismäßig nur wenig wirksam ist und daher sehr viel kürzere Magnete verwendet werden können, als beim gewöhnlichen Magnetstahl, was eine außerordentlich wertvolle Ersparnis an Material und Raum ermöglicht. Leider steht der hohe Preis des Co der allgemeinen Verwendung dieses neuen Magnetstahls, der von der Firma Friedrich Krupp in Essen unter dem Namen Koerzit in den Handel gebracht wird, z. Z. noch hinderlich im Wege.

Die Magnetisierung der Hufeisenmagnete erfolgt entweder zwischen den Polen eines kräftigen Elektromagneten, oder mit Hilfe zweier über die Schenkel geschobenen stromdurchflossenen Spulen, oder endlich mittels eines oder mehrerer gerader, dicker Kabel, die den freien Raum zwischen den Schenkeln des Magneten möglichst vollständig ausfüllen und für kurze Zeit einen sehr hohen Strom aufnehmen können. Zu hinreichend hoher Magnetisierung ist bei W- oder Cr-Magneten ein Feld von 300—500 Gauß hinreichend, bei Co-Magneten dagegen ein solches von 1000 bis 1500 Gauß erforderlich.

Die Technik verwendet permanente Hufeisenmagnete in zunehmendem Maße, beispielsweise zu Automobilzündungen, Elektrizitätszählern usw., da sie zwar an Kraft den Elektromagneten nachstehen, dafür aber keinerlei Betriebskosten verursachen.

Gumblich.

Näheres s. Gumblich, Wissenschaftl. Abh. der Phys. Techn. Reichsanstalt IV, H. 3, 1918; Ann. d. Phys. (4) 59, S. 668, 1919; Ztschr. f. Phys. 14, 241, 1923. — Honda und Saitō, Sc. Rep. Tôhoku Univ. Sendai 9, 417, 1920.

Hufeisenwirbel s. Induzierter Widerstand und Tragflügeltheorie.

Hughesapparat. Ein 1855 von Hughes erfundener Typendrucktelegraph, der die Telegramme in Letternschrift auf einen fortlaufenden Papierstreifen druckt und zum Tasten eine Klaviatur besitzt. Die Buchstaben, Ziffern und Satzzeichen sind auf dem Rande einer in gleichförmige Drehung versetzten Stahlscheibe, des Typenrades, erhaben aufgraviert, ein Farbbändchen benetzt sie mit Druckerschwärze. Durch den Linienstrom aus-

gelöst, wirft eine Druckvorrichtung den über eine Walze gespannten Papierstreifen von unten her gegen das in vollem Laufe befindliche Typenrad und drückt so dasjenige Zeichen ab, das gerade die tiefste Stelle erreicht hat; zugleich schiebt sich der Streifen um eine Zeichenbreite vor. Beim Geber ist für jede Taste ein Kontaktstift vorhanden, der beim Drücken der Taste aus einer Stiftscheibe herausgehoben wird. Ein synchron mit dem Typenrad über die Stiftscheibe rotierender Schlitten löst beim Überschreiten der gehobenen Kontaktstifte einen Stromstoß aus, der im Empfangsapparat die Druckvorrichtung betätigt. Empfänger und Geber sind zu einer Apparatur vereinigt. *E. Alberti.*
Näheres s. K. Streckler: Die Telegraphentechnik.

Hugoniot-Adiabate, -Gesetz, -Gleichung, -Kompression, -Theorie s. Detonationsgleichungen.

Humboldt-Strom. Nördlicher, an der Westküste Patagoniens sich abzweigender Teil jener Meeresströmung, welche als „Westwinddrift“ in höheren südlichen Breiten die ganze Erde in östlicher Richtung umkreist. Er läuft längs der Küsten von Chile und Peru nordwärts und wird jetzt meist Peruströmung genannt. In der Nähe des Äquators schwenkt er nach Westen ab. Seine niedrige Temperatur bildet eine Hauptursache für die wüstenhafte Trockenheit des Küstenstrichs im westlichen Südamerika. Eine Abweichung des Humboldt-Stromes von seinem normalen Verlauf verursachte 1925 eine klimatische Katastrophe und verheerende Überschwemmungen in der peruianischen Küstenwüste. *O. Baschin.*

Huygensches Okular s. Okular.

Huygensches Prinzip s. Beugung.

Hydratation. Die klassische Theorie der verdünnten Lösungen geht von der Annahme aus, daß die im Lösungsmittel gelösten Teilchen unabhängig neben denen des Lösungsmittels existieren. Die Milner-Debyesche Theorie der starken Elektrolyte macht allein die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels und einen hypothetischen mittleren Ionenradius für die Wechselwirkung zwischen den Ionen und dem Lösungsmittel verantwortlich (s. auch dissoziierende Kraft und elektrolytische Dissoziation). Die Tatsachen lassen keine eindeutige Entscheidung darüber zu, ob die in Lösung befindlichen Ionen an die Moleküle des Lösungsmittels chemisch gebunden sind, derart, daß bei der Lösung ein in stöchiometrischem Verhältnis sich vollziehender Umsatz stattfindet, oder ob die Ionen das Lösungsmittel lediglich als eine adhärerende Schicht mit sich führen, oder ob die dem Ion unmittelbar anliegende Hülle chemisch gebunden ist und nur die äußeren Schichten eine elektrostatische Anziehung und Richtwirkung auf die Ionenladung hin erleiden. Diese dielektrische Polarisierung des Lösungsmittels klingt jedenfalls erst in größerer Entfernung allmählich ab, ohne daß sich eine bestimmte Zahl für die angelagerten Moleküle des Lösungsmittels angeben läßt. Für die zuletzt erwähnte Möglichkeit spricht insbesondere die von Kohlrausch gefundene Regel, daß der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit bei unendlicher Verdünnung, für die einwertigen Ionen im allgemeinen von annähernd gleichem Betrage, und zwar gleich dem Temperaturkoeffizienten der Fluidität des Wassers ist. Auch die von Walden an zahlreichen Lösungsmitteln bestätigte Beobachtung erscheint hiernach verständlich, wonach das Produkt aus Äquivalentleitvermögen bei un-

endlicher Verdünnung und innerer Reibung des Lösungsmittels für jede Ionensorte eine nur von der Temperatur abhängige Konstante sei. Betrachtet man die Ionen mit ihrer Lösungsmittelhülle als Kugeln, die sich unter der treibenden Kraft des Potentialgefälles mit konstanter Geschwindigkeit bewegen, so kann man, wenigstens in erster Näherung, die Stokessche Formel (s. d.) zur Abschätzung des Ionendurchmessers benutzen. Als gesichert kann gelten, daß das Wasserstoffion in wässrigen Lösungen einen stabilen Komplex H_3O^+ bildet, der außerdem von polarisierten Wasserdipolen umgeben ist.

Zum Maß für die Affinität zwischen dem Wasser und den Ionen eignen sich besser als die Schätzungen der hydratisierten Wassermenge die thermodynamischen Effekte bei der Lösung der Elektrolyte. Man bezeichnet das Wärmeäquivalent derjenigen Arbeit, die nötig ist, um aus der wässrigen Lösung eines Salzes die wasserfreien Ionen in das Vakuum zu befördern, als Hydratationswärme (Fajans 1919). Aus der nach der elektrostatischen Gittertheorie bekannten Sublimationswärme eines heteropolaren Kristalls beim Übergang in seine gasförmigen Ionen und aus der Lösungswärme des Salzes bei Anwendung von viel Wasser ergibt sich zunächst nur die Summe der Hydratationswärmen von Kation und Anion. Um die Hydratationswärme der einzelnen Ionengattung, z. B. der H-Ionen zu erhalten, bedarf es nach W. Ostwald der Anwendung der Helmholtzschen Gleichung auf das „absolute Potential“ (s. d.) der Wasserstoffelektrode. Addiert man zu der so errechneten Energie (ca. 0 cal) die bekannte Dissoziationswärme des Wasserstoffmoleküls und die Ionisierungsarbeit des Wasserstoffatoms, unter Abzug der Verdampfungswärme der Elektronen aus der Platinelektrode (ca. 100000 cal), so ergibt sich die gesuchte Hydratationswärme des Wasserstoffatoms. Auf Grund dieser Annahmen berechnete M. Born (1920) die folgenden Hydratationswärmen:

H	262 Kcal.	Tl	82 Kcal.
Li	110	Ca	344
Na	103	Cl	77
K	82	Bs	68
Rb	73	J	57
Cs	74		

Wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des absoluten Einzelpotentials kommt diesen Werten nur eine relative Bedeutung zu. *H. Cassel.*
Näheres s. G. Grube, Lehrbuch der Elektrochemie. Leipzig 1930.

Hydraulik ist die technisch praktische Lehre von der Bewegung der Flüssigkeiten. Die wissenschaftlich begründeten Ansätze dieser Lehre sind in der Hydrodynamik zusammengefaßt; die großen Schwierigkeiten, welche dem Ausbau der Hydrodynamik bis zu praktisch brauchbaren Ergebnissen entgegenstehen, haben die Ingenieure gezwungen, ein Lehrgebäude auf dem Grund empirischer, mehr oder weniger bewährter Gesetze und Formeln zu errichten, das für technische Anwendungen geeignet ist. Als einige wichtige Probleme der Hydraulik seien hier genannt: Druckabfall in glatten und rauhen Rohren und Gerinnen, Verlauf des Wasserspiegels bei Stau und Absenkung, Hochwasserwellen und Schwallbildung, Grundwasserströmung, Überfall, Ausfluß aus Gefäßen. Die wesentliche Vereinfachung der Hydraulik gegenüber der Hydrodynamik besteht darin, daß die

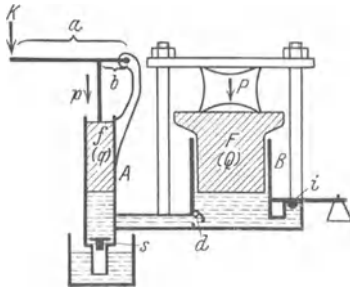
ganze Strömung als ein einziger Stromfaden angesehen wird; d. h. es werden Geschwindigkeit und Druck in jedem Querschnitt konstant angenommen, während sie in Wirklichkeit (und in der Hydrodynamik) von Punkt zu Punkt verschiedene Werte haben; die in der Hydraulik verwendeten Größen müssen vom hydrodynamischen Standpunkt aus als rohe Mittelwerte angesehen werden. Die hydraulischen Gesetze beruhen auf der Anwendung des Bernoullischen Theorems auf die ganze Strömung und der Erweiterung dieses Theorems durch ein rein empirisches Reibungsglied.

Feine physikalische Messungen und moderne theoretische Ansätze lassen eine innigere Verschmelzung der Hydraulik und der Hydrodynamik erhoffen.

L. Hopf.

Hydraulische Fließformeln s. Fließformeln.

Hydraulische Presse. Kommunizierende Röhren (s. d.) mit Schenkeln von sehr ungleichen Querschnitten stellen den Typ einer hydraulischen Presse dar. Die Röhre selbst sind durch gut eingeschliffene Kolben f (bzw. F , s. Figur.) verschlossen. A (bzw. B) haben die Querschnitte q (bzw. Q).

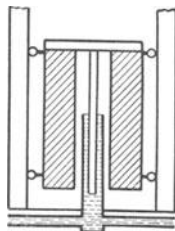


Hydraulische Presse.

s bedeutet ein Saug-, d ein Druck- und i ein Sicherheitsventil. Die am System auftretenden Kräfte p und P (s. Figur.) sind den Querschnitten q und Q direkt proportional. Also $P:p = q:Q$. Wird der kleine Kolben mittels eines Hebelarmes ($a:b$) bedient, so wird $p = a/b \cdot K$, mithin $P = a/b \cdot Q/q \cdot K$. K ist die am Hebelarm a angreifende Kraft.

Anwendung: Heben schwerer Lasten, Auspressen von Pflanzen, Festigkeitsprüfungen, Zusammenpressen lockerer Gegenstände. Ferner kann die hydraulische Presse dazu benutzt werden, große Drucke durch verhältnismäßig kleine Quecksilbersäulen zu messen, indem am Kolben vom großen Querschnitt der zu bestimmende Druck wirkt und am kleinen Kolben eine Quecksilbersäule ihm Gleichgewicht hält. Dieses Prinzip wird beim Amagatschen Manometer (s. Manometer) benutzt.

H. Ebert.



Hydraulischer Akkumulator.

Hydraulischer Akkumulator (oder auch hydrostatischer). Ein schwer belasteter Kolben befindet sich in einem Metallzylinder. Durch eine verhältnismäßig geringe Kraft kann der Kolben gehoben werden und in dieser Lage die gewonnene Energie beliebig lange halten (s. Figur).

H. Ebert.

Hydraulischer Radius. Für die Widerstandsermittlung in Röhren mit nicht kreisförmigen Querschnitt und in nicht-gefüllten Leitungen, verwendet man anstatt des

Durchmessers d den Hydraulischen Radius $r' = F/U$, wobei $F =$ dem von der Flüssigkeit ausgefüllten Rohr oder Leitungsquerschnitt und $U =$ dem von der Flüssigkeit benetzten Umfang.

Hydraulischer Stoß s. Reaktionsdruck und Borda-Carnotscher Stoßverlust.

Hydraulischer Widder s. Widder.

Hydriröhre (Verstärkung elektr. Ströme), elektr. Entladungsröhre zur Verstärkung usw. mit Glühkathode, welche Hydride der Erdalkalien oder ähnlicher Metalle enthält (s. Glühkathode).

H. Rukop.

Hydrodynamik ist die Lehre von der Bewegung der Flüssigkeiten und zwar sowohl der unzusammendrückbaren (Dichte vom Druck unabhängig) als auch der zusammendrückbaren (Gase). Ein großer Teil der Probleme, welche eigentlich auf Bewegung von Gasen beruhen, wie z. B. das ganze Gebiet der Flugtechnik, läßt sich ohne Rücksicht auf Kompression behandeln, nur bei Strömungen oder Bewegungen von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit (Dampfturbinendüsen, Ballistik) kommt die Kompression in Betracht. Die Hydrodynamik zerfällt in zwei Teile: 1. reibungslose oder ideale Flüssigkeiten, 2. reibende oder zähe Flüssigkeiten.

1. Die Bewegung der idealen Flüssigkeiten (s. d.) wird durch die Eulerschen Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung beherrscht; die ersteren drücken das Gleichgewicht der hydrostatischen Druckkräfte mit den Trägheitskräften aus, die letztere die Konstanz der Masse. Es gibt zwei Arten von Bewegungen idealer Flüssigkeiten: a) wirbellose Bewegung, b) Wirbelbewegung. Erstere wird beherrscht durch den Begriff des Geschwindigkeitspotentials und kann mit den Mitteln der Potentialtheorie gut beschrieben werden; sie entspricht der Wirklichkeit aber nur in beschränktem Maß, z. B. bei der Anströmung an feste Körper und bei Wasserwellen. Die Wirbelbewegung wird durch die Helmholtzschen Wirbelsätze beherrscht, wonach Wirbel in der idealen Flüssigkeit nicht entstehen und nicht vergehen können und überall von der Strömung mitgenommen werden (Konvektion der Wirbel). Aus Wirbelbewegungen sind die wichtigsten Fälle der Flüssigkeitskräfte zu verstehen, so der Auftrieb auf Flügel und der Widerstand bewegter Körper. Doch wird die Entstehung von Wirbelbewegung nur durch Berücksichtigung der Zähigkeit verständlich.

2. Die Bewegung zäher Flüssigkeiten wird durch die Stokes-Navierschen Gleichungen und von dem daraus folgenden Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetz (s. Reynoldssche Zahl) beherrscht. In den wichtigsten Fällen (große Reynoldssche Zahl, fast bei allen praktisch vorkommenden Bewegungen von Wasser und Luft) sind die Reibungskräfte sehr klein gegenüber den Trägheitskräften, so daß der Übergang zur reibungslosen Flüssigkeit naheliegt. Dieser Übergang ist indes sehr schwierig, da die Zähigkeit die Flüssigkeit am festen Körper festhält und infolgedessen die Reibungskräfte in unmittelbarer Nähe des festen Körpers ebenso groß und größer als die Trägheitskräfte sind. Der erfolgreichste Weg zur Beschreibung von Bewegungen zäher Flüssigkeiten ist die Prandtl'sche Grenzschichtentheorie, welche die Strömung in einen reibungsfreien Teil und eine reibende kleine Grenzschicht in unmittelbarer Nähe des festen Körpers teilt. Die größte, noch nicht

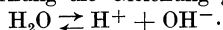
überwundene Schwierigkeit bei Strömungen zäher Flüssigkeiten ist das Turbulenzproblem, die Frage nach dem (bei großen Reynoldsschen Zahlen immer eintretenden) nicht stationären Gleichgewicht zwischen Reibungs- und Trägheitskräften bei der Flüssigkeitsbewegung. *L. Hopf.*

Hydrodynamischer Druck. Die Bezeichnung „hydrodynamischer Druck“ wird mitunter für den statischen Druck einer strömenden Flüssigkeit gebraucht. Gemeint ist damit der hydrostatische Druck der ruhenden Flüssigkeit, vermindert um die Bewegungsenergie der Strömung (vgl. Flüssigkeitsdruck, dynamischer Druck). *S. Erk.*

Hydrodynamisches Paradoxon s. d'Alembert'sches Paradoxon.

Hydroelement s. Flüssigkeitsketten.

Hydrolyse. Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation, welche das Leitvermögen der Leiter zweiter Klasse auf die Beweglichkeit der in ihnen enthaltenen Ionen zurückführt, zwingt zu der Annahme, daß auch das reine Wasser der elektrolytischen Dissoziation unterliegt. D. h. im reinen Wasser muß zwischen positiv geladenen H-Ionen und negativ geladenen OH-Ionen ein chemisches Gleichgewicht bestehen, so daß nach dem Gesetz der Massenwirkung die Gleichung gilt:



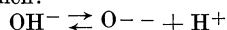
Die Ermittlung der überaus kleinen Gleichgewichtskonstanten ist nach verschiedenen Methoden in guter Übereinstimmung gelungen.

1. Durch außerordentlich sorgfältige Reinigung mittels Destillation im Vakuum und Ausfrieren wurde das Wasser von allen darin gelösten Stoffen soweit befreit, daß die übrigbleibende Leitfähigkeit der Dissoziation des Wassers allein zugeschrieben werden mußte. Für diese ergab sich der Wert bei 18° C $0,0384 \cdot 10^{-6}$, da nun die Beweglichkeit des Wasserstoff-Ions $u = 318$ und die des Hydroxyl-Ions $v = 174$ beträgt, so berechnet sich die Ionenkonzentration c des reinen Wassers in g-Äquivalenten pro Liter zu $0,78 \cdot 10^{-7}$ bei 18° C.

2. Auf die Verseifung (s. d.) von Estern in wässriger Lösung wirkt die Anwesenheit von freien Wasserstoff-Ionen oder Hydroxyl-Ionen beschleunigend ein. Die von van't Hoff herrührende Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit gestattet aus der Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Verseifung den Betrag der oben definierten Größe c zu berechnen und ergab den Wert $c = 1,2 \cdot 10^{-7}$ bei 25 Grad C.

3. Die Messung der elektromotorischen Kraft der Säure-Alkali-Kette gibt nach der osmotischen Theorie der galvanischen Stromerzeugung die Handhabe zur Berechnung der Konzentration der Wasserstoff-Ionen in einer basischen Lösung. Man findet so z. B., daß sie bei 19 Grad C in einer normalen Lösung einer zu 80% dissoziierten Basis $0,8 \cdot 10^{-14}$ beträgt. Daraus folgt für die Größe c der Wert $0,8 \cdot 10^{-7}$.

Zweifellos ist bei Wasser noch in geringem Maße eine zweite elektrolytische Dissoziationsstufe vorhanden, nämlich:



Indessen kann dieser Vorgang im allgemeinen unberücksichtigt bleiben.

Die Hydrolyse ist nach dem Gesagten nichts anderes als die Umkehrung der Neutralisation (s. d.). Da diese beiden Vorgänge im Sinne des

Gesetzes der Massenwirkung niemals vollständig ablaufen, so ist es verständlich, wenn in der Sprache des Elektro-Chemikers die schwache alkalische oder saure Reaktion der Neutralsalze schwacher Säuren (z. B. der Essigsäure) oder schwacher Basen (z. B. des Ammoniaks) als hydrolytische Wirkung bezeichnet wird. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Chemie und Elektrochemie, z. B. auch bei A. Eucken, Chemische Physik, Leipzig 1930.

Hydromechanik ist die Lehre vom Gleichgewicht (Hydrostatik) und von der Bewegung von Flüssigkeiten (Hydrodynamik, Hydraulik). *L. Hopf.*

Hydrometer s. kommunizierende Röhren.

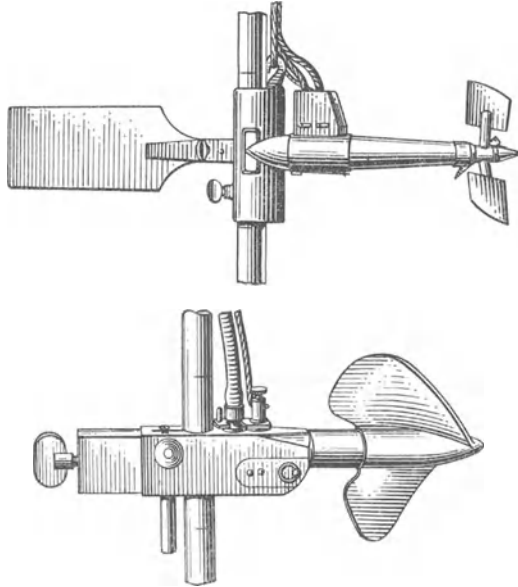
Hydrometrie. Hydrometrie ist die Lehre von der Bestimmung der bei der Flüssigkeitsbewegung interessierenden Größen, insbesondere der Menge einer in einem Gerinne fließenden Flüssigkeit (im einfachsten Fall bei kleinen Abmessungen z. B. durch einfache Wägung oder durch Auffangen in einem Eichgefäß und gleichzeitige Zeitmessung mittels Stoppuhr) einschließlich der Ermittlung der Verteilung von Geschwindigkeit und Druck über den Querschnitt unter Angabe der gegenseitigen Lage und Form von Wandung und Sohle zur Bestimmung des durchströmten Querschnitts; ferner die Lehre von dem Bau, der Handhabung und der Genauigkeit der hierzu verwendeten Geräte, sowie von der Verarbeitung der gewonnenen Zahlenergebnisse. Näheres s. hydrometrischer Flügel, Überfall (Meßwehr), Pegel, Druckmeßgeräte, Geräte zur Geschwindigkeitsmessung. *Eisner.*

Hydrometrischer Flügel. Zur Messung von Wassergeschwindigkeiten in größeren Gerinnen (d. h. so groß, daß durch den im Meßpunkt eines Querschnitts befindlichen Flügel keine unzulässige Beeinträchtigung stattfindet) ist der von Woltmann 1790 erfundene, heute zu einem Präzisionsinstrumente hoher Vervollkommnung entwickelte hydrometrische Flügel besonders geeignet und weit verbreitet. Führend ist heute die Firma Ott in Kempten. Der Grundgedanke besteht in folgendem: Man läßt ein schiffsschraubenähnliches, zwei- oder mehrflügeliges, im allgemeinen nach Schraubenflächen gekrümmtes Schaufelrad oder auch insbesondere in Amerika (z. B. Priceflügel) ein anemometerähnliches Rad, das sich infolge sorgfältiger Lagerung möglichst reibungsfrei drehen kann, von einer möglichst günstig geformten Stange oder Haltevorrichtung aus (auch schwimmend nach Ott oder Albrecht als Tiefensteuerflügel) vom fließenden Wasser antreiben; seine Drehzahl wird durch Einschalten eines Zählwerks unmittelbar (so daß ein Herausheben des Flügels nach jeder Messung erforderlich wird) oder durch Kontaktbetätigung nach jeder einzelnen Umdrehung oder nach Gruppen bestimmter Anzahl von Umdrehungen (Zeitabstand der Kontakte durch Chronograph festgelegt) gemessen. Drehzahl und Wassergeschwindigkeit hängen auf Grund einer in Prüf-anstalten mit z. T. behördlicher Befugnis (siehe Schleppversuchsanstalt) vorgenommenen Eichung eindeutig zusammen. Nach Ott, Theorie und Konstantenberechnung des hydrometrischen Flügels 1925 führen plausible Ansätze für die hydraulischen und mechanischen Widerstände zu der Aussage, daß die Beziehung zwischen der Wassergeschwindigkeit v und der Umdrehungszahl n hyperbelartiger Natur ist. Für die Praxis genügt es

zumeist, die Eichergebnisse zu zwei höchstens drei Geraden (also linearen Beziehungen) zusammenzufassen mit der Vorschrift:

$$\begin{aligned} \text{für } n_1 \geq n \geq n_2: v &= a' + k' \cdot n \\ \text{für } n_2 \geq n \geq n_3: v &= a'' + k'' \cdot n. \end{aligned}$$

Die Flügel haben einen Schraubenkreisdurchmesser von 4–30 cm, laufen günstigenfalls bei Geschwindigkeiten v von etwa 3–5 cm in der



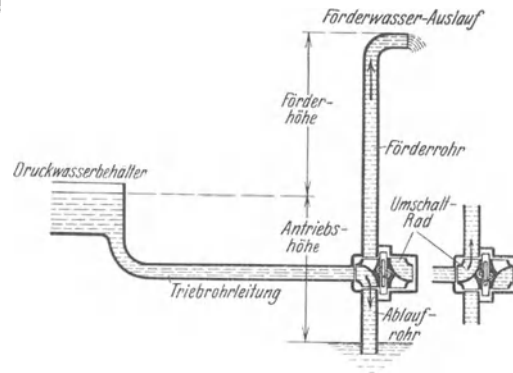
Hydrometrischer Flügel.

Sekunde zuverlässig an und können zuweilen (bei festem Einbau und in Eichgerinnen) bis zu $v = 5$ m in der Sekunde (als ungefährem Maximalwert) verwendet werden. Bei nicht festem Einbau in der Praxis ist es schon bei wesentlich kleineren Geschwindigkeiten kaum möglich, den Flügel an die gewünschte Meßstelle zu bringen bzw. dort zu halten. Die erzielten Genauigkeiten gehen bis zu $\pm 0,002$ – $0,005$ m in der Sekunde. Um Rückwärtsläufe richtig zu registrieren, sind besondere Vorrichtungen erforderlich. Über den Einfluß schräger Anströmung liegen Spezialuntersuchungen über das Maß der dadurch hervorgebrachten Abweichungen vor. Um kleinere Geschwindigkeiten messen zu können, hat man versucht (Staus), den Flügel von außen mit einem bestimmten Drehmoment (entsprechend einer bestimmten Tourenzahl) anzutreiben und die auch bei sehr kleinen Geschwindigkeiten auftretenden Touren- bzw. Drehmomentänderungen zu messen. *Eisner.*

Hydrophil, Hydrophol s. Kolloide.

Hydropulsor. Der Hydropulsor ist eine Maschine, die wie der Hydraulische Widder (s. d.) Flüssigkeit ohne Zufuhr von äußerer Arbeit auf ein höheres Niveau hebt. Genau wie beim Widder ist der eine Teil des durch die Maschine strömenden Wassers dafür bestimmt, unter Niveauverlust die für den anderen Teil nötige Hebearbeit zu leisten. Die Arbeitsweise des Hydropulsors beruht auf der Stoßwirkung rasch abgebremster strömender Flüssigkeit, die unter Hydr. Widder erläutert ist. Der wesentliche Unterschied gegenüber dem Widder ist die Einführung eines fortlaufend rotierenden Umschaltrades, ähnlich dem Laufrad einer Kreis-

turbine, an Stelle der zwei rasch hin- und hergehenden und sehr stark beanspruchten Ventile des Widders. Das Laufrad mit radialer Ein- und axialer Ausströmung (oder umgekehrt) wird von dem durchströmenden Wasser angetrieben und verbindet durch seine Schaufelkanäle abwechselnd die Rohrleitungen für den Durchfluß von Antriebs-



Hydropulsor.

wasser bzw. zu förderndem Wasser. Die schematische Abbildung zeigt die Wirkungsweise eines „Druckhydropulsor“ d. h. eines Hydropulsors, der die Fördermenge nach dem Endniveau drückt. Der Saughydropulsor arbeitet entsprechend. Die Hydropulsoren haben auf dem Umfang häufig eine größere Anzahl von Ein- oder Austrittsstutzen angeordnet, was für ein stoßfreies Arbeiten des Laufrads von Vorteil ist. Vom Widder sollen sie sich durch bessere Anpaßfähigkeit an die besonderen Niveau- und Mengenverhältnisse, durch sichereres Arbeiten und durch bessere Wirkungsgrade vorteilhaft unterscheiden. Anwendungsgebiet wie beim Aquapulsor (s. d.). *Eisner.*

Hydrosale und Hydrogele. Geht ein Kolloid (s. d.) aus seiner Lösung in den festen Zustand und bei Behandlung mit dem ursprünglichen Lösungsmittel wieder in Lösung, so wird es als Hydrosol bezeichnet, im entgegengesetzten Fall aber als Hydrogel oder kurz Gel (s. d.).

Die festen Hydrosale können also als umkehrbare Kolloide, die Hydrogele als nicht umkehrbare Kolloide bezeichnet werden.

Hydrostatische Wägung. Als hydrostatische Wägung bezeichnet man die Wägung eines Körpers im Wasser; sie dient dazu, das spezifische Gewicht (s. d.) des Körpers zu finden. — Nach dem Archimedesschen Gesetz verliert ein Körper in einer Flüssigkeit so viel an Gewicht, wie die von ihm verdrängte Flüssigkeit wiegt. Wägt man also den Körper einmal in Luft (L) und sodann in Wasser (W), wobei L und W die auf den leeren Raum reduzierten Gewichte (s. den Artikel Wägung) bedeuten, so ist der Gewichtsverlust $L - W$ des Körpers das Gewicht einer Wassermenge, die dasselbe Volumen hat wie der Körper. Nun ist das spezifische Gewicht eines Körpers definiert als die Zahl, die angibt, wieviel mal schwerer der Körper ist als eine gleichgroße Wassermenge, also ist $s = L / (L - W)$. — Streng genommen soll bei solcher Wägung das Wasser die Temperatur seiner größten Dichte (4°) haben; soweit diese Bedingung beim Versuch nicht erfüllt ist, muß man durch eine Korrektionsrechnung nachhelfen.

Durch eine hydrostatische Wägung findet man das spezifische Gewicht des Körpers bei der Versuchstemperatur. Ändert man diese, so erhält man das spezifische Gewicht in Abhängigkeit von der Temperatur, und da das jeweilige Volumen des Körpers v_t umgekehrt proportional dem spezifischen Gewicht s_t ist, so gilt $v_t = v_0 s_0 / s_t$. Setzt man andererseits $v_t = v_0 (1 + \alpha t)$, wo α den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Körpers bedeutet (s. den Artikel Ausdehnung durch die Wärme), so kann man aus $1 + \alpha t = s_0 / s_t$ das α berechnen.

Umgekehrt kann man, wie leicht einzusehen ist, durch Wägung eines Körpers bekannter Ausdehnung in einer Flüssigkeit bei verschiedenen Temperaturen das spezifische Gewicht dieser Flüssigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und somit die Ausdehnung dieser Flüssigkeit ermitteln. *Scheel*. Näheres s. *Scheel*, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Hydrostatischer Druck. 1. Ruhende Flüssigkeit. Der Druck einer Flüssigkeit in einem Punkt A ist die Kraft, die auf die Flächeneinheit einer beliebig durch A gelegten Fläche wirkt. In einer ruhenden Flüssigkeit bezeichnet man den gesamten so definierten Druck als statischen Druck. Er ist unabhängig von der Richtung der Fläche, auf der er stets senkrecht steht. Der Druck ist also nach allen Seiten gleich groß und pflanzt sich demgemäß nach allen Richtungen ungeändert fort. Diese Eigenschaft liegt vielen technischen Anwendungen zugrunde, z. B. der hydraulischen Presse (s. d.).

Wirken auf die Flüssigkeit äußere Kräfte, so ist der Druck in der Flüssigkeit im allgemeinen von Punkt zu Punkt verschieden; doch bestehen Flächen gleichen Druckes. Eine Flüssigkeit kann sich nur in Ruhe befinden, wenn die äußeren Kräfte ein Potential Ω besitzen. In diesem Falle erhält man aus den Eulerschen Gleichungen (s. d.) für den Druck p und die Komponenten X, Y, Z der äußeren Kräfte pro Masseneinheit die Beziehungen:

$$1) \quad qX = \frac{\partial p}{\partial x}; \quad qY = \frac{\partial p}{\partial y}; \quad qZ = \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Setzt man $\int_{p_0}^p \frac{1}{q} dp = U$, so erhält man als Gleich-

gewichtsbedingung für eine ruhende Flüssigkeit

2) $\Omega + U = \text{const.}$
Daraus ergibt sich, daß die Flächen gleichen Druckes, die Isobaren, mit den Äquipotential- oder Niveauflächen zusammenfallen. An einer freien Flüssigkeitsoberfläche können keine Tangentialkräfte auftreten, da diesen die Flüssigkeitsteilchen nachgeben würden. Folglich muß eine freie Oberfläche stets Niveaufläche und Isobare sein.

Ist eine Flüssigkeit inkompressibel, also

$$\int_{p_0}^p \frac{1}{q} dp = \frac{1}{q} (p - p_0),$$

und wirkt auf sie als äußere Kraft nur die Schwerkraft, so daß $\Omega = -g \cdot z$ ist (die z-Achse soll in Richtung der Schwerkraft weisen), so lautet die Gleichgewichtsbedingung:

$$3) \quad p - q \cdot g \cdot z = \text{const.}$$

Für $z = 0$ (Oberfläche der Flüssigkeit) sei $p = p_0$ gleich dem Atmosphärendruck. Dann besagt Gl.

$$3a) \quad p = p_0 + q \cdot g \cdot z,$$

daß in einer nur der Schwerkraft unterworfenen, ruhenden, inkompressiblen Flüssigkeit der statische Druck gleich ist dem Atmosphärendruck plus dem Gewicht der über der Flächeneinheit stehenden Flüssigkeitssäule (s. auch hydrostatisches Paradoxon). Die Flächen gleichen Druckes sind in diesem Falle Horizontalebene.

Als wichtiges Beispiel einer ebenfalls ruhenden und nur der Wirkung der Schwerkraft unterworfenen, jedoch kompressiblen Flüssigkeit sei die Erdatmosphäre erwähnt.

Gehen wir in der Atmosphäre um dh nach oben, so nimmt der Luftdruck p um das Gewicht der Luftsäule von der Höhe dh ab:

$$4) \quad dp = -g \cdot \rho \cdot dh.$$

Als Maßsystem wählen wir diesmal ausnahmsweise kg, m und sec , da man die Höhe h zweckmäßig in Metern angibt. Für die Umrechnung der Dichte ρ auf Normaldruck und -temperatur gilt die bekannte Beziehung:

$$5) \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{273}{\tau}.$$

Damit ergibt sich als Differentialgleichung der vertikalen Druckabnahme:

$$6) \quad \frac{dp}{p} = -g \frac{\rho_0}{p_0} \cdot \frac{273}{\tau} \cdot dh.$$

Hierin führen wir noch die in der Meteorologie gebräuchliche „Höhe der homogenen Atmosphäre“ unter der Bezeichnung H ein; sie ist durch die Gleichung

$$7) \quad g \cdot \rho_0 \cdot H = p_0$$

definiert als Höhe einer Luftsäule vom Raumgewicht $g \rho_0$, die auf ihrer Grundfläche mit dem Druck p_0 lastet. Für trockene Luft ist $H = 7991 m$. Setzt man (7) in (6) ein, so erhält man

$$6a) \quad \frac{dp}{p} = -\frac{1}{H} \cdot \frac{273}{\tau} \cdot dh.$$

Unter der Annahme, daß T konstant ist, erhalten wir hieraus durch Integration

$$8) \quad \ln p = \text{const.} - \frac{1}{H} \cdot \frac{273}{\tau} \cdot h.$$

Die Integrationskonstante wird durch die Grenzbedingung $p = p_0$ für $h = 0$ bestimmt. Außerdem führen wir den Zahlenwert von H und an Stelle des natürlichen den Briggschen Logarithmus ein und erhalten endlich als barometrische Höhenformel

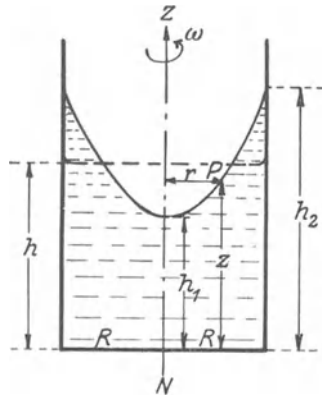
$$9) \quad \lg \left(\frac{p_0}{p} \right) = \frac{h}{18400 (1 + \alpha t)}.$$

Wir sehen daraus, daß der statische Druck unter den gegebenen Voraussetzungen in einer kompressiblen Flüssigkeit nach einer e-Funktion abnimmt. Die Formel (9) selbst bedarf für genauere Rechnungen verschiedener Berichtigungen, vor allem, weil die Annahme $T = \text{const.}$ nicht zutrifft. Doch sei deswegen auf den Artikel „Höhenmessung“ verwiesen.

2. Als Ganzes bewegte Flüssigkeit. Rotiert eine Flüssigkeit im stationären Zustand mitsamt dem sie enthaltenden Gefäß, so kann sie nach dem für eine ruhende Flüssigkeit gültigen Ansatz behandelt werden, da innerhalb der Flüssigkeit keine Bewegung stattfindet. Ist ZN die Rotationsachse (vgl. Figur), ω die Winkelgeschwindigkeit, so wirkt außer der Schwerkraft noch die Zentrifugalkraft auf die Flüssigkeit. Es wird dann

$$10) \quad \Omega = -g z - \frac{\omega^2 r^2}{2}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gl. 2) ein, so sehen wir, daß die Flächen gleichen Druckes Oberflächen von Rotationsparaboloiden sind. Dasselbe gilt nach



Schnitt durch eine rotierende Flüssigkeit.

dem oben gesagten auch für die freie Oberfläche der Flüssigkeit, die man aus der Gleichung

$$11) \quad r^2 = \frac{2g}{\omega^2} (z - h_1)$$

berechnen kann. Die Bedeutung von r, z und h₁ ist aus der Figur zu ersehen. Ist R der Radius des Gefäßes, so wird

$$12) \quad h_1 = h - \frac{\omega^2 R^2}{2g}; \quad h_2 = h + \frac{\omega^2 R^2}{2g},$$

worin h die Höhe ist, bis zu der die Flüssigkeit das Gefäß erfüllt, wenn das ganze System in Ruhe ist. *S. Erk.*

Hydrostatisches Paradoxon von Pascal. In dem Abschnitt „Hydrostatischer Druck“ wurde bereits auf die Tatsache hingewiesen, daß in einer nur der Schwerkraft unterworfenen, ruhenden, inkompressiblen Flüssigkeit der Druck an einer Stelle nur von der Höhe der darüberstehenden Flüssigkeitssäule und der Dichte der Flüssigkeit abhängt, nicht aber von der Form des Gefäßes, in dem sich die Flüssigkeit befindet. Daraus folgt, daß z. B. der Bodendruck in den Gefäßen der Fig. 1—4 gleich groß ist, wenn die Gefäße alle mit Flüssigkeit von der gleichen Dichte gefüllt sind.

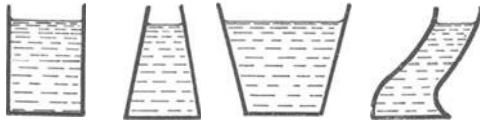


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.
Erläuterung des hydrostatischen Bodendruckes.

Da ferner der Druck in einer ruhenden Flüssigkeit nach allen Seiten gleichmäßig wirkt und die Wirkung durch das Produkt p · F (p = spezifischer Druck) gegeben ist, so kann man mit kleinen Flüssigkeitsmengen große Druckwirkungen erzielen, wenn man auf das Druckgefäß eine dünne, mit Flüssigkeit gefüllte Röhre setzt. Pascal zeigte bereits, daß man auf diese Weise ein Faß sprengen kann. *S. Erk.*

Hydroxylion, die negativ geladene Gruppe OH, elektrolytisches Dissoziationsprodukt des Wassers und wirksamer Bestandteil der basisch reagierenden Stoffe s. Hydrolyse, Neutralisation, Maßanalyse, Basen.

Hygrometer. Instrumente zur Messung der Luftfeuchtigkeit (s. d.).

Beim Kondensationshygrometer wird durch Abkühlung einer polierten glänzenden Metallfläche bis zu deren Beschlagen mit Wassertröpfchen der Taupunkt (s. d.) ermittelt.

Das Psychrometer besteht aus zwei Quecksilberthermometern, bei deren einem das Quecksilbergefäß durch ein angefeuchtetes Musselgewebe benetzt wird, so daß es infolge der Verdunstungskälte eine niedrigere Temperatur annimmt. Aus der Temperatur des trockenen (t) und des feuchten Thermometers (t'), deren Unterschied als psychrometrische Differenz bezeichnet wird, sowie dem Luftdruck (b) und dem maximalen Dampfdruck bei der Temperatur t' (E) läßt sich die Dampfspannung (e) berechnen nach der Formel:

$$e = E - A b (t - t')$$

Dabei ist A eine Zahlengröße, deren Betrag von der Ventilation des Psychrometers abhängt und von Regnault zu 0,0008 im Freien bestimmt wurde. Sprung fand für das Aspirations- und Schleuderpsychrometer A = 0,5 (t - t'):b.

Das Haarhygrometer beruht auf der Eigenschaft des Frauenhaares mit zunehmender relativer Feuchtigkeit ziemlich gleichförmig an Länge zu nehmen. Da es jederzeit eine sofortige direkte Ablesung der relativen Feuchtigkeit gestattet, so wird es in mannigfaltigen Formen für praktische Zwecke gebraucht. Es ist aber nur als Interpolationsinstrument verwendbar, und seine Skalennwerte müssen empirisch ermittelt werden. Aus anderen hygroskopischen Materialien konstruierte Hygrometer sind meist unzuverlässiger, als die Haarhygrometer. *O. Baschin.*

Näheres s. Jelineks Psychrometer-Tafeln. 6. Aufl. 1911.

Hygroskopische Körper. Körper, die an ihrer Oberfläche den Wasserdampf der Luft verdichten und in sich aufnehmen. Dazu gehören z. B. Phosphorsäureanhydrid, konzentrierte Schwefelsäure, Chlorcalcium, Pottasche.

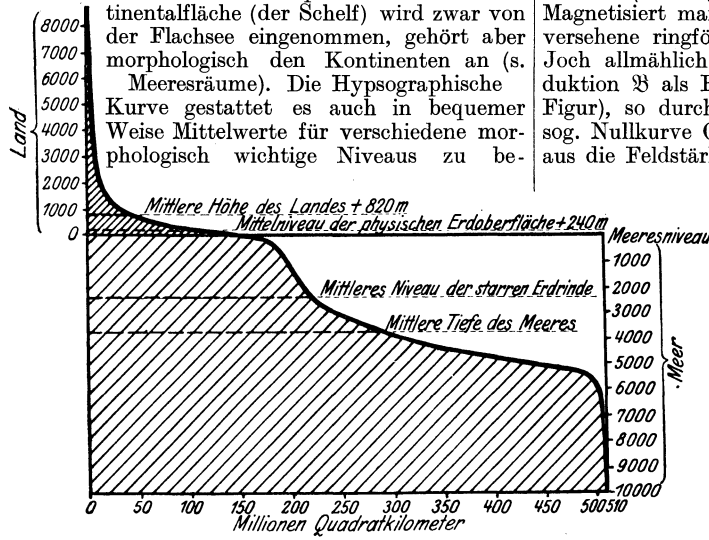
Hyperchromatische Linse (P. Rudolph 1896). Linsenzusammensetzung, deren Farbenabweichung im Gegensatz zur achromatischen Linse größer ist als die einer einfachen Linse gleichen Vorzeichens. *H. Boegehold.*

Hyperop s. Brille.

Hyperzentrische Perspektive s. Strahlenbegrenzung.

Hypsographische Kurve. Nimmt man den Flächeninhalt der Erde im Meeresniveau als Abszissenachse und benutzt die Ordinatenachse zur Darstellung der Höhen und Tiefen, so kann man die Flächen, die den einzelnen Höhenstufen des Festlandes, bzw. den Tiefenstufen des Meeres zukommen, in dieses Koordinatensystem eintragen und so die hypsographische Kurve der Erdrinde zeichnen, die ein schematisches Bild von der Massenverteilung an der Erdoberfläche gibt, weil die Profilfläche dem Rauminhalt der Erhebungen und Vertiefungen entspricht. Die umstehende Figur gibt die Kurve nach dem gegenwärtigen Standpunkt unserer Kenntnis. Ihre Endpunkte bilden die Höhe des Mount Everest (8880 m) und die größte bekannte Meerestiefe (10800 m). Die Kurve zeigt sehr anschaulich, wie auf den Kontinenten das Tiefland vorherrscht, während im Meere die Tiefsee überwiegt. Bemerkenswert ist auch, daß die Abdachung der Kontinente nicht im Meeresniveau endet, sondern sich noch in das Meer

hinein fortsetzt, so daß der Abfall der Kontinentalmasse in die Tiefsee erst 200 m unter dem Meeresspiegel beginnt. Diese unterste, vom Meere nur oberflächlich überspülte Stufe der Kontinentalfläche (der Schelf) wird zwar von der Flachsee eingenommen, gehört aber morphologisch den Kontinenten an (s. Meeresräume). Die Hypsographische Kurve gestattet es auch in bequemer Weise Mittelwerte für verschiedene morphologisch wichtige Niveaus zu be-



Hypsographische Kurve.

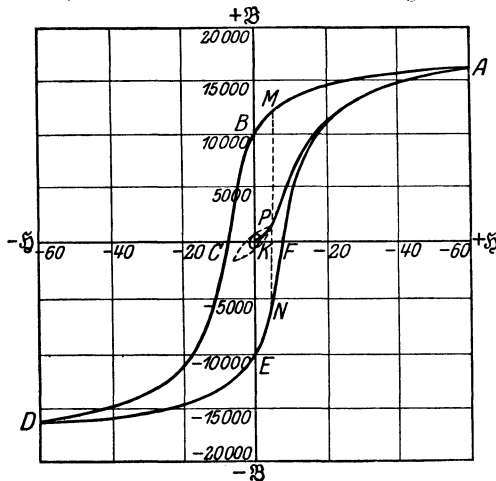
stimmen, wie ebenfalls aus der Figur ersichtlich ist.

Eine andere Art der Darstellung ermöglicht es, die Verteilung der Landhöhen und Meerestiefen in den einzelnen Breitenzonen darzustellen. Dann zeigt sich, daß die mittleren Landhöhen ihren Maximalwert im Südpolargebiet erreichen und sich im allgemeinen viel stärker ändern als die mittleren Meerestiefen. Das Mittelniveau der starren Erdrinde erhebt sich im ganzen Südpolargebiet beträchtlich, in der Nähe des Nordpolarkreises nur ein wenig über den Meeresspiegel und erreicht seine tiefste Lage zwischen 40° und 50° südlicher Breite.

O. Baschin.

Hypsothermometer (Hypsometer) s. Siedethermometer.

Hysteresis. Als Hysteresis (von ὑστερέω, zurückbleiben) bezeichnet man die Erscheinung, daß der



Hysteresiskurve.

magnetische Zustand eines magnetisierten Körpers nicht allein von der augenblicklich wirkenden

magnetischen Feldstärke abhängt, sondern auch von dem früheren magnetischen Zustand, falls dessen Wirksamkeit nicht durch besondere Maßnahmen (Entmagnetisieren, s. d.) beseitigt wurde. Magnetisiert man beispielsweise eine mit Wicklung versehene ringförmige Probe oder einen Stab im Joch allmählich immer höher und trägt die Induktion \mathfrak{B} als Funktion der Feldstärke auf (vgl. Figur), so durchläuft der darstellende Punkt die sog. Nullkurve OA: Läßt man nun vom Punkt A aus die Feldstärke wieder bis auf Null abnehmen, so erhält man nicht wieder dieselbe Kurve AO, sondern die Kurve AB. Die Magnetisierung ist also gegen den früheren Zustand „zurückgeblieben“. Bei der Feldstärke Null ist die Induktion nicht auch wieder Null geworden, sondern sie ist noch = OB, eine Größe, die man als Remanenz bezeichnet; diese verschwindet erst vollständig, wenn man das wirksame Feld umkehrt und bis zur Größe OC, der sog. Koerzitivkraft, anwachsen läßt. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke bis zum vorhergehenden Höchstwert, erneuter

Abnahme auf Null, nochmaliger Umkehrung und Wiederzunahme bis zum Höchstwert beschreibt der darstellende Punkt die gesamte Hystereseschleife A B C D E F A, deren Flächeninhalt der zu dieser Ummagnetisierung verbrauchten und in Gestalt von Wärme wieder auftretenden Energie entspricht (Warburg), die man auch, da sie für elektrotechnische Zwecke tatsächlich einen Verlust bedeutet, als Hystereseverlust bezeichnet. Wie man aus der Figur ersieht, gehören zu der Feldstärke OK drei verschiedene Induktionen, nämlich die Werte KP, KM und KN, die sämtlich durch die vorhergehenden magnetischen Zustände bedingt werden.

Die Gestalt und der Flächeninhalt der Hystereseschleife hängt in hohem Maße nicht nur von der Beschaffenheit des Materials, sondern auch vom Höchstwert der Feldstärke ab (vgl. die kleine, von der Feldstärke OK ausgehende Hystereseschleife in der Figur). Nach Steinmetz soll der Energieverlust E mit der 1,6. Potenz der Induktion wachsen, also $E = \eta \cdot \mathfrak{B}^{1,6}$, wobei η eine dem betreffenden Material charakteristische Konstante, der sog. Hysteresekoeffizient ist, doch gilt das Gesetz nur angenähert bis etwa $\mathfrak{B} = 10000$. Zur Messung der Hystereseverluste, die im Transformatorbau usw. eine erhebliche Rolle spielen, sind verschiedene Apparate von Ewing, Blondel, Searle usw. konstruiert worden, sie geben jedoch nur unter bestimmten Bedingungen brauchbare Werte; am genauesten bestimmt man den Hystereseverlust durch Ausmessung (Planimetrieren) der Hystereseschleifen; zumeist wird er zusammen mit den Wirbelstromverlusten im Epstein'schen Apparat bestimmt. (Näheres unter „Magnetisierungsapparate“.)

Gumblich.

Hysteresis an Manometern und Aneroidbarometern s. elastische Nachwirkungserscheinungen.

Hysteresis, dielektrische. Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen pflegen im allgemeinen auf Anomalien der Struktur, der Leitung und der dielektrischen Verschiebung zurückgeführt zu

werden; bei Annahme der letzteren tritt an Stelle der einfachen Proportionalität zwischen der Verschiebung und der Feldstärke eine kompliziertere Beziehung, die den vorhergegangenen Zustand des Dielektrikums berücksichtigt. In Anlehnung an die Erscheinungen des Magnetismus bezeichnet man die darauf beruhenden Vorgänge als Nachwirkung oder Hysteresis.

Eine Hypothese, die zuerst von Beaulard näher gekennzeichnet wurde, setzt die dielektrische Hysteresis in engere Beziehung zu der magnetischen Hysteresis. Diese Theorie, die sich auf die sog. dielektrische Hysteresis im engeren Sinne erstreckt, geht davon aus, daß bei variabler elektrischer Feldstärke \mathcal{E} die dielektrische Verschiebung \mathcal{D} bei abnehmendem \mathcal{E} größer ist als bei zunehmendem. Daraus wird auf das Vorhandensein einer dielektrischen Koerzitivkraft und einer dielektrischen Remanenz geschlossen. Aus den Versuchen Beaulards, die z. B. ergaben, daß bei der zyklischen Elektrisierung die Periode eine ausschlaggebende Rolle spielt, während bei der zyklischen Magnetisierung die Amplitude von Haupteinfluß ist, mußte ebenso wie aus anderen Versuchen, die eine dielektrische Koerzitivkraft nicht nachzuweisen vermochten (Germanischskaja), auf die Unhaltbarkeit der Theorie geschlossen werden.

Die allgemeine Behandlung der dielektrischen Nachwirkung oder sog. viskosen Hysteresis

übertrug zunächst die für die Behandlung der elastischen Nachwirkung geltenden Gesetze auf die dielektrische Nachwirkung. Die Ansätze, die anfänglich von den Boltzmannschen ausgingen, sind sehr verschiedenartig und mußten zum Teil als den experimentellen Ergebnissen widersprechend, abgelehnt werden (Hopkinson, Holveigue, Grover, Décombe, Pellat). Typisch ist die Zerlegung der Verschiebung in zwei Teile, eine „normale“ und eine „viskose Verschiebung“ (Schweidler). Die Notwendigkeit, die Theorie dem Experiment anzupassen, führte dazu, die viskose Verschiebung in eine beliebige Anzahl von Gliedern zu zerlegen. Dieser zunächst mathematischen Charakter tragende Schritt gestattete eine physikalische Interpretation vom atomistischen Standpunkt aus, die in modifizierter Form auch heute noch das Hauptmerkmal der Theorie der dielektrischen Nachwirkung darstellt (Grover, Wiechert, Wagner). Diese Richtung schließt sich hauptsächlich an die von M. Reinganum und P. Debye gegebene, auf der Annahme elektrischer Dipole von konstantem elektrischen Moment und aperiodisch gedämpfter Bewegung fußenden Vorstellung über die Konstitution der Dielektrika an. *R. Jaeger.*

Hysteresis, elastische s. Elastizität fester Körper.

Hysteresisschleife s. Hysterese.

Hysteresisverluste s. Eisenverluste.

Hysteroskop s. Höhlengucker.

I

Ideale Flüssigkeit. Die grundlegenden Gesetze der Hydrodynamik wurden zunächst unter der idealisierenden Voraussetzung abgeleitet, daß die Flüssigkeit keine innere Reibung besitze. Durch diese Annahme ist die „ideale Flüssigkeit“ im weiteren Sinn gekennzeichnet. Will man den Begriff „Flüssigkeit“ noch von „Gas“ unterscheiden, so spricht man ihm außerdem die Eigenschaft der Unzusammendrückbarkeit (Inkompressibilität) zu. Beide Eigenschaften sind in Wirklichkeit nicht vorhanden; auch das leichtest bewegliche Gas besitzt eine noch meßbare innere Reibung, und jede tropfbare Flüssigkeit ist zusammendrückbar. Aber durch die Annahme einer idealen Flüssigkeit werden viele mathematische Ansätze so vereinfacht, daß sie integriert werden können. Insbesondere hat in einer idealen Flüssigkeit die Geschwindigkeit ein Potential, so daß die Theorie der Bewegung in einer idealen Flüssigkeit mit den Mitteln der Potentialtheorie in weitestem Umfang ausgebaut werden konnte.

Die Mechanik der idealen Flüssigkeit hat nicht nur theoretische Bedeutung, sondern sie hat auch zu praktisch sehr wichtigen Aufschlüssen über Bewegungsvorgänge in Flüssigkeiten geführt. Völlige Übereinstimmung mit dem Experiment wird sie jedoch nie ergeben. Praktisch richtige Ergebnisse liefert sie in den Fällen, wo keine festen Körper oder Begrenzungen die Bewegungsvorgänge beeinflussen, z. B. bei den Wellen auf offenem Meer. In der Nähe von Hindernissen oder festen Begrenzungsflächen versagt sie jedoch vollständig, da bei dem an jeder festen Wand auftretenden Geschwindigkeitsgefälle die Reibung eine wesentliche

Rolle spielt. In solchen Fällen muß an Stelle der allgemeinen Annahme eine auf gewisse Teilgebiete beschränkte Idealisierung treten, wie sie z. B. der Grenzschichttheorie zugrunde liegt, oder der Theorie der „schleichenden Bewegung“. Häufig kann man auch von dem namentlich für die Hydraulik äußerst fruchtbaren Ähnlichkeitsprinzip Gebrauch machen.

S. Erk.

Ideale Lösungen. Die Bedeutung des Wortes ist noch nicht allgemein festgelegt. Jedenfalls soll durch das Adjektiv „ideal“ eine Lösung bezeichnet werden, deren Eigenschaften sich in besonders einfacher Weise beschreiben lassen. Dies trifft für sehr stark verdünnte Lösungen zu. Kompliziertere Erscheinungen in stärker konzentrierten Lösungen lassen sich unter Umständen durch Superposition der Eigenschaften idealer Lösungen deuten. An der Grenze „unendlicher“ Verdünnung werden die idealen Gesetzmäßigkeiten asymptotisch erreicht. Abweichend von diesem sich mehr und mehr einbürgernden Sprachgebrauch versteht Nernst in seinem Lehrbuch unter „idealen konzentrierten“ Lösungen solche, bei denen die Überführungswärme für den Transport von 1 Mol Lösungsmittel aus einer Lösung in eine stärker konzentrierte gleich der damit verbundenen Änderung der freien Energie ist. Demgegenüber ist als das wesentliche Merkmal der im ersten Sinne „idealen“ Lösungen die Eigentümlichkeit anzusehen, daß ihre Verdünnungswärme Null ist. Zur vollständigen Kennzeichnung der idealen verdünnten Lösung gehört außerdem noch die Bedingung, daß bei der Verdünnung keine Volumänderung eintritt. Aus diesen beiden Voraus-

setzungen ergeben sich durch thermodynamische Überlegungen die zuerst von v. Hoff im Zusammenhang abgeleiteten Gesetze: der „osmotische Druck“ (s. d.) ändert sich mit dem Volum der Lösung und mit der Temperatur nach der auch für ideale Gase gültigen Zustandsgleichung, Gefrierpunktniedrigung und Siedepunkterhöhung (s. d.) sind der Anzahl Mole des gelösten Stoffes proportional, die spezifische Wärme der idealen Lösung ist aus denen ihrer Komponenten (im gelösten Zustand) additiv berechenbar.

H. Cassel.

Vgl. insbesondere die Darstellung der Theorie der verdünnten Lösungen in dem Lehrbuch der Thermodynamik von M. Planck.

Ideale (hysteresefreie) Magnetisierung. Wenn man bei der Magnetisierung einer stab- oder ellipsoidförmigen Probe in einer von Gleichstrom durchflossenen Spule über das konstante Feld mittels einer zweiten, von Wechselstrom durchflossenen Spule noch ein Wechselfeld von abnehmender Stärke überlagert, also ebenso verfährt, wie bei der sog. Entmagnetisierung (s. d.), so erhält man eine, dem jeweiligen konstanten Feld entsprechende ideale, d. h. hysteresefreie Magnetisierung. Diese ist schon bei niedrigen Feldstärken außerordentlich hoch, die in Abhängigkeit von der Feldstärke aufgetragene Magnetisierungskurve steigt also ungenau steil an, um allmählich bei höheren Feldstärken in die gewöhnliche Nullkurve einzubiegen.

Näheres Eingehen auf die Wirkung der einzelnen Magnetisierungsvorgänge in den kleinen, das ferromagnetische Material zusammensetzenden Kristallen zeigt, daß der ideale oder hysteresefreie Zustand aufgefaßt werden kann als Gleichgewicht zwischen dem ordnenden Bestreben des Idealisierungsprozesses und der ordnungstörenden Wirkung der Nachbarkristalle aufeinander. *Gumlich.* Näheres s. Steinhaus und Gumlich, Verh. d. Phys. Ges. 17, 369, 1915.

Idealer Wirkungsgrad einer Luftschraube. Nach der Strahltheorie der Schraube (s. d.) muß zur Erzielung einer Schubkraft der Schraube die kinetische Energie der Luft im Strahl erhöht werden. Der dadurch bedingte Leistungsverlust ist durch den gegebenen Belastungsgrad (s. d.) festgelegt. Für eine „ideale Schraube“, die nur diesen notwendigen Leistungsverlust hat, ergibt sich der ideale Wirkungsgrad $\eta_i = \frac{v}{v + \frac{w}{2}}$, oder wenn

man auch die Beschleunigung der Luft in Richtung der Umfangsgeschwindigkeit der Schraube berücksichtigt:

$$\eta_i = \frac{v}{v + \frac{w}{2}} \cdot \frac{\omega - \frac{\omega'}{2}}{\omega}$$

Dabei bedeuten: v = Fluggeschwindigkeit,
 ω = Drehgeschwindigkeit der Schraube,
 w = achsialer Geschwindigkeitszuwachs der Luft im Strahl,
 ω' = Drehgeschwindigkeit der Luft im Strahl.

L. Hopf.

Ideales Gas. Ein ideales Gas ist dadurch gekennzeichnet, daß es für alle Zustände dem Boyle-Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz gehorcht und daß seine spezifische Wärme unabhängig von der

Temperatur ist. Die Zustandsgleichung des idealen Gases wird in der Form $p \cdot v = RT$ geschrieben, in der die Gaskonstante R je nach dem Molekulargewicht des Gases verschieden ist, falls sich das spezifische Volumen v auf ein Gramm Substanz bezieht. — Vom kinetischen Standpunkt aus denkt man sich die Moleküle eines idealen Gases ohne merkliche Ausdehnung und ohne gegenseitige Anziehungskräfte. Dann ist der für die Bewegung der Moleküle zur Verfügung stehende Raum nicht durch das Volumen der Moleküle selbst eingeschränkt, was bei einem wirklichen Gase für den Fall großer Dichten stark in Betracht kommt, und es kann auch die sog. innere Arbeit des Gases, welche bei der Volumenvergrößerung eines wirklichen Gases stets positiv ist, da die Kohäsionskräfte der Moleküle überwunden werden müssen, nicht von Null verschieden sein. — Für Näherungsrechnungen ist es von Wichtigkeit, daß ein gewöhnliches Gas in vieler Beziehung in den idealen Zustand übergeht, wenn man es auf geringen Druck bringt. Während dann in der Tat die Gleichung $pv = RT$ anwendbar wird, bleibt aber ein wesentlicher Unterschied insofern bestehen, als im $pv - p$ -Diagramm die Isothermen eines idealen Gases stets der p -Achse parallel verlaufen, dagegen bei jedem wirklichen Gas auch für unendlich kleinen Druck bald positiv, bald negativ gegen die p -Achse geneigt sind. Hiermit steht in Zusammenhang, daß wohl für ein ideales, aber nicht für ein unendlich verdünntes Gas der Joule-Thomson-Effekt unter allen Umständen verschwindet. — Weiter ist zu beachten, daß man wohl von einem mehratomigen idealen Gas, aber nicht von einem mehratomigen, unendlich verdünnten Gas sprechen kann, da dieses beim Druck Null vollständig dissoziiert sein müßte (vgl. Avogadro'scher Zustand). Für das ideale Gas gelten folgende Formeln: Der Ausdruck des Boyle-Mariotteschen Gesetzes

ist $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{p}{v}$. Nach dem Gesetz von Gay-

Lussac ist $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$ oder $v = v_0(1 + \alpha t) =$

$v_0 \alpha T$, wenn α den Ausdehnungskoeffizienten bezeichnet. Für konstantes Volumen gilt entsprechend $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{p}{T}$ oder $p = p_0(1 + \beta t) = p_0 \beta T$, wenn

β den Spannungskoeffizienten bedeutet. Ausdehnungs- und Spannungskoeffizient besitzen für das ideale Gas den gleichen Betrag, der gleich der reziproken absoluten Temperatur des Eispunktes, $T_0 = 273,16^\circ$, ist. Demnach gilt für das ideale Gas $\alpha = \beta = 0,0036608$. Es ist sowohl sein Volumen bei konstantem Druck als auch sein Druck bei konstantem Volumen der absoluten Temperatur proportional. Mit Hilfe der Gesetze der Thermodynamik folgt weiter, daß die innere Energie u eines idealen Gases nicht von Druck und Volumen abhängt, sondern lediglich eine Funktion der

Temperatur ist. Es ist also $\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0$.

Ferner erhält man $u = f(t) = u_0 + \int_0^t c_v dt$. Bei

Ausschluß der Gasartung nimmt man gewöhnlich an, daß für ein ideales Gas auch die spezifische Wärme c_v unabhängig von der Temperatur ist, so daß sich $u = u_0 + c_v T$ ergibt. Endlich ist bei einem idealen Gas die Differenz der spezifischen

Wärmen für konstanten Druck und für konstantes Volumen gleich der Gaskonstanten in kalorischem Maß; also $c_p - c_v = R$, oder die Differenz der Molekularwärmen $C_p - C_v = 1,986$ cal. Von großer Bedeutung sind auch die Gleichungen für die adiabatischen (s. Adiabate) Zustandsänderungen eines idealen Gases. *Henning.*

Idealstrahler s. Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2; s. ferner Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Identische Netzhautpunkte s. Raumwerte der Netzhaut.

Idiostatische oder Doppelschaltung bei Elektrometern (s. d.) ist diejenige Schaltung, bei welcher die Nadel mit einem der Plattenpaare bzw. Platten usw. verbunden und geerdet ist, während das andere Plattenpaar auf das zu messende Potential geladen ist oder umgekehrt. Eine Hilfsspannung ist hierbei nicht erforderlich. *W. Jaeger.*

Immersionssystem s. Mikroskop.

Immischsches Zeigerthermometer. Das Immischsche Zeigerthermometer ist ein Metallthermometer (s. d.), das als Fieberthermometer (s. den Artikel Maximum- und Minimumthermometer) ausgebildet ist. Der Zeiger betätigt einen Schleppzeiger, welcher das Maximum der erreichten Temperatur, die Fiebertemperatur eines Kranken anzeigt. Immischsche Zeigerthermometer können in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüft werden. *Scheel.*

Impedanz s. Wechselstromgrößen.

Impuls. 1. Unter dem *Impuls* eines Punktes von der Masse m versteht man einen Vektor i , der die Richtung des Geschwindigkeitsvektors v des Massenpunktes, aber dessen m -fache Länge besitzt: $i = mv$.

Den absoluten Betrag $i = mv$ nennt man die *Bewegungsgröße*. Der Impuls ist für die Dynamik ein ganz grundlegender Begriff, der, zu Unrecht lange zurückgedrängt, in der modernen Physik wieder seinen ihm schon von Newton erteilten Vorrang erlangt hat. Er hat eine sehr anschauliche Bedeutung: Der Impuls stellt der Stärke und Richtung nach den Stoß dar, den man dem Punkt erteilen muß, um ihn augenblicklich von der Ruhe auf seinen jetzigen Bewegungszustand zu bringen, oder (was auf das gleiche hinauskommt) denjenigen Stoß, den der Punkt ausübte, wenn er augenblicklich auf Ruhe abgebremst würde. Unter Stoßstärke ist dabei in üblicher Weise das Zeitintegral der Stoßkraft verstanden. Der Impuls stellt demnach, ganz im Einklang mit seinem Namen, den *Trieb* dar, der dem Punkt innewohnt.

Unter dem *Impuls* eines Systems von Massenpunkten (eines Schwarms) oder eines (starrten oder unstarren) Körpers (einschließlich der Flüssigkeiten und Gase) versteht man die geometrische Summe der Impulse Δi aller einzelnen Massenpunkte Δm , die das System oder den Körper bilden:

$$\mathfrak{S} = \sum \Delta i = \sum \Delta m v.$$

Ist $m = \sum \Delta m$ die ganze Masse und v_0 die Geschwindigkeit des Massenmittelpunktes, so gilt (*)

$$\mathfrak{S} = m v_0,$$

d. h. der Impuls eines Systems oder eines Körpers berechnet sich so, wie wenn die ganze Masse im Massenmittelpunkt vereinigt wäre (statt Massenmittelpunkt sagt man, jedoch etwas ungenau in diesem Zusammenhang, auch Schwerpunkt). Für einen starren Körper insbesondere ist die Drehung um den Massenmittelpunkt eine impulsfreie Be-

wegung (das Wort Impuls im bisherigen Sinne genommen).

2. Unter dem *Impulsmoment* eines Punktes von der Masse m hinsichtlich eines Bezugspunktes versteht man das Produkt des Impulses i und des vom Bezugspunkt auf die Richtungslinie des Vektors i gefällten Lotes (des Hebelarmes des Impulsvektors). Es ist immer zweckmäßig, auch das Impulsmoment durch einen Vektor \mathfrak{s} darzustellen, der im Bezugspunkte auf der durch den Bezugspunkt und den Vektor i gelegten Ebene in solchem Sinne senkrecht steht, daß seine Pfeilrichtung zusammen mit dem Drehsinne des Vektors i um den Bezugspunkt eine Rechtsschraube bildet. Das Impulsmoment ist gleich dem Produkt aus der Masse in die doppelte Flächengeschwindigkeit des vom Bezugspunkt nach dem Massenpunkt gezogenen Fahrstrahles r , d. h. die doppelte in der (unendlich klein zu denkenden) Zeiteinheit vom Fahrstrahl r überstrichene Fläche. Man drückt dies vektorsymbolisch durch

$$\mathfrak{s} = [r i] = m [r v]$$

aus.

Unter dem *Impulsmoment* \mathfrak{S} eines Systems oder eines Körpers hinsichtlich eines Bezugspunktes versteht man die geometrische Summe der Impulsmomente $\Delta \mathfrak{s}$ aller seiner einzelnen Massenpunkte hinsichtlich dieses Bezugspunktes:

$$\mathfrak{S} = \sum \Delta \mathfrak{s}.$$

Ist der Körper starr, und besteht die Bewegung aus einer Drehung um eine durch den Bezugspunkt gehende Achse, so nennt man \mathfrak{S} gewöhnlich den *Drehimpuls*, und es stellt \mathfrak{S} seiner Achse und Stärke sowie seinem Drehsinne nach den Drehstoß vor, den man dem Körper erteilen muß, um ihn augenblicklich von der Ruhe auf seine jetzige Drehung zu bringen, oder denjenigen Drehstoß, den der Körper ausübte, wenn er augenblicklich auf Ruhe abgebremst würde. Unter der Stärke des Drehstoßes ist dabei das Zeitintegral des Moments der Stoßkraft verstanden. Der Drehimpuls stellt demnach den *Schwung* dar, der dem Körper innewohnt. (Statt Drehimpuls ist außer *Schwung* auch die Bezeichnung *Drall* gebräuchlich oder, wo kein Mißverständnis entstehen kann, *Impuls* schlechtweg.) Es ist beachtenswert, daß der Vektor \mathfrak{S} hierbei im allgemeinen nicht in die Drehachse hineinfällt, sondern außer einer Komponente \mathfrak{S}_1 in der Drehachse eine zweite \mathfrak{S}_2 senkrecht zu ihr besitzen kann, nämlich allemal dann, wenn die Drehachse hinsichtlich des auf ihr liegenden Bezugspunktes keine Hauptachse (s. Trägheitsmoment) ist. (Versetzt man einen festgelagerten Körper, dessen Drehachse keine Hauptachse ist, durch einen Stoß \mathfrak{S}_1 um die Drehachse in Rotation, so müssen die Lager einen zur Achse senkrechten Drehstoß — \mathfrak{S}_2 aushalten). Übrigens ist

$$\mathfrak{S}_1 = S v, \quad \mathfrak{S}_2 = \omega \mathfrak{I},$$

wenn die Winkelgeschwindigkeit ω als axialer Vektor v in die Drehachse gelegt wird, wenn ferner S das axiale Trägheitsmoment und \mathfrak{I} das Deviationsmoment in bezug auf die Achse und den auf ihr liegenden Bezugspunkt bedeuten (s. Trägheitsmoment). Lediglich wenn die Achse eine Hauptachse ist, fällt die zweite dieser Gleichungen fort, und die erste steht dann in einer bemerkenswerten Analogie zu (*).

3. *Verallgemeinerter Impulsbegriff* siehe Koordinaten der Bewegung. *R. Grammel.*
Näheres s. Geiger-Scheelsches Handb. d. Phys., Bd. V.

Impulsbreite. Nach den Vorstellungen von Stokes, Wiechert und Thomson werden die Röntgenstrahlen als Energieimpuls aufgefaßt, den ein Elektron bei einer plötzlichen Änderung seiner Geschwindigkeit aussendet. Da sich der Impuls von dem Elektron aus mit der Geschwindigkeit des Lichtes c ausbreitet, so muß sich die Energie des Impulses, senkrecht zur Flugrichtung des Elektrons betrachtet, bei einer Bremszeit τ , innerhalb welcher die Bremsung von der Geschwindigkeit v_0 auf die Geschwindigkeit 0 stattfindet, in dem Zwischenraume zwischen zwei Kugelschalen 1 und 2 mit dem Abstände $\lambda = c \cdot \tau$ befinden. Siehe die Figur. λ ist die Impulsbreite. Ist l der Bremsweg des Elektrons, so wird $\tau = \frac{2l}{v_0}$ und daher die Impulsbreite senkrecht zur Flugrichtung des Elektrons betrachtet:

$$\lambda = \frac{2lc}{v_0}.$$

Da der Mittelpunkt der Kugelschale 1 gegen den der Kugelschale 2 um die Strecke l verschoben ist, so wird die Impulsbreite in der Flugrichtung des Elektrons kleiner als in der entgegengesetzten Richtung, was mit der experimentellen Beobachtung übereinstimmt, daß die Röntgenstrahlung in der erstgenannten Richtung härter ist als in der umgekehrten Richtung. Vgl. z. B. R. Pohl, Die Physik der Röntgenstrahlen, Braunschweig 1912, S. 17 ff. *Behnken.*

Impulskordinaten s. Koordinaten der Bewegung.

Impulsmoment s. Impuls.

Impulssätze. Die beiden Grundbegriffe der Mechanik sind nach der klassischen Auffassung die Kraft (als Ursachenbegriff) und der Impuls (als Wirkungsbegriff). Ihre Verknüpfung wird durch die sog. Lex. II von Newton ausgedrückt: *Die Änderung des Impulses ist nach Größe und Richtung gleich der wirkenden Kraft.* Unter Änderung ist dabei die Änderungsgeschwindigkeit di/dt des Impulsvektors i (s. Impuls) zu verstehen. Ist also f der Vektor der Kraft, so lautet das Grundgesetz

$$1) \quad \frac{di}{dt} = f.$$

Handelt es sich um einen einzelnen Massenpunkt, so folgt daraus bei konstanter Masse m

$$2) \quad m \frac{dv}{dt} = f,$$

d. h. Masse mal Beschleunigung ist betrag- und richtungsgleich der Kraft.

Bemerkung: Es ist begrifflich und sachlich zu verwerfen, das Grundgesetz in der Form 2) aufzustellen. Einerseits kann der dynamische Begriff der Kraft nur mit einem dynamischen Begriff (Impulsänderung) verknüpft werden und nicht mit einem kinematischen (Beschleunigung). Andererseits ist das Gesetz 2) falsch, sobald man es, wie in der relativitätstheoretischen Mechanik, aber auch schon in der gewöhnlichen Mechanik der elastischen und flüssigen Kontinua, mit veränderlichen Massen zu tun hat.

In dem Grundgesetz ist mit $f = 0$ das sog. *Trägheits-* oder *Beharrungsgesetz* (Lex. I) enthalten: Der Impuls bleibt nach Größe und Richtung unverändert, solange keine Kraft wirkt. Oder im Falle 2) eines Massenpunktes: Ohne die Einwir-

kung einer Kraft bewegt sich der Massenpunkt geradlinig mit gleichbleibender Geschwindigkeit; war er in Ruhe, so verharrt er in Ruhe.

Ferner folgt aus 1) durch Integration von $i = 0$ an

$$i = \int f dt.$$

Der Impuls ist gleich dem Zeitintegral der Kraft, welche ihn erzeugt hat. Man nennt dieses Zeitintegral den *Antrieb*.

Nimmt man in 2) beiderseits die Komponenten nach der Bahntangente bzw. nach der inneren (d. h. nach der hohlen Seite der Bahn in der Schmiegungeebene gezogenen) Bahnnormale, so kommt die *natürliche* Zerlegung des Grundgesetzes:

$$\begin{cases} m \frac{dv}{dt} = k_t, \\ m \frac{v^2}{\rho} = k_n, \end{cases}$$

wobei k_t und k_n die *Tangential-* und *Normal-* (*Zentripetal-*) *Kraft*, v den Betrag der Geschwindigkeit und ρ den Krümmungshalbmesser der Bahn bedeuten.

Zerlegt man dagegen *künstlich* nach einem kartesischen Koordinatensystem x, y, z , so erhält man

$$3) \quad \begin{cases} m \frac{dv_x}{dt} = m \frac{d^2x}{dt^2} = k_x, \\ m \frac{dv_y}{dt} = m \frac{d^2y}{dt^2} = k_y, \\ m \frac{dv_z}{dt} = m \frac{d^2z}{dt^2} = k_z, \end{cases}$$

wobei k_x, k_y, k_z die Komponenten der Kraft, v_x, v_y, v_z die der Geschwindigkeit und x, y, z die Koordinaten des Massenpunktes sind.

Handelt es sich um ein System von Massenpunkten, welche möglicherweise auch einen (starrten oder nichtstarrten) Körper bilden, so kann man aus dem Grundgesetz 1) zwei neue Impulssätze herleiten:

$$4) \quad \frac{d\mathfrak{S}}{dt} = \mathfrak{R},$$

$$5) \quad \frac{d\mathfrak{S}}{dt} = \mathfrak{M},$$

wobei \mathfrak{S} und \mathfrak{S} die Vektoren des Gesamtimpulses und des Impulsmoments (s. Impuls), \mathfrak{R} und \mathfrak{M} aber die Vektoren der Resultante und des resultierenden Moments der *äußeren* Kräfte bedeuten; und zwar ist \mathfrak{M} derjenige axiale Vektor, dessen Länge mit dem Betrage des Moments übereinstimmt und dessen Richtung zusammen mit dem Drehsinne des Moments eine Rechtsschraube bildet. Die zwischen den Systempunkten wirkenden *inneren* Kräfte sind ohne Einfluß auf Impuls \mathfrak{S} und Impulsmoment \mathfrak{S} .

Ist m die Gesamtmasse, v_0 die Geschwindigkeit des Schwerpunktes des Punktsystems (Körpers), so ist $\mathfrak{S} = m v_0$, und mithin kann man statt 4) auch schreiben

$$4a) \quad m \frac{dv_0}{dt} = \mathfrak{R}.$$

In dieser Gestalt wird der Impulssatz 4) in der Regel der *Schwerpunktsatz* genannt: Der Schwerpunkt eines Punktsystems (Körpers) bewegt sich so, wie wenn erstens in ihm alle Massen vereinigt wären, und wie wenn zweitens alle Kräfte (soweit nötig, parallel mit sich verschoben) in ihm angriffen.

Damit ist die *Fortschreitbewegung* (v_0) des Systems (Körpers) eine Aufgabe der Punktmechanik geworden. Die *Drehung* des Systems (Körpers) um den Schwerpunkt oder um irgendeinen anderen festen oder beweglichen Bezugspunkt wird dann vollends durch den Impulssatz 5) geregelt, wobei natürlich die von der Bewegung des Bezugspunkts geweckten Trägheitskräfte (s. d.) den sonstigen äußeren Kräften zuzufügen sind. Da die Resultante der Trägheitskräfte durch den Schwerpunkt als Massenmittelpunkt hindurchgeht, so brauchen in der Impulsgleichung 5), falls sie auf den Schwerpunkt bezogen wird, die Trägheitskräfte nicht berücksichtigt zu werden: Fortschreitbewegung des Systems (Körpers) und Drehung um den Schwerpunkt sind unabhängig voneinander, wenn sie nicht durch äußere Kräfte gekoppelt sind. Insofern das Impulsmoment \mathfrak{S} die Vektorsumme der mit den Einzelmassen multiplizierten Flächen- geschwindigkeiten ist (s. Impuls), heißt der Satz 5) häufig der *Flächensatz*. Er heißt insbesondere dann so, wenn $\mathfrak{M} = 0$ ist, wie im Falle von Zentral- kräften (s. d.). Auf das Planetensystem mit dem Sonnenmittelpunkt als Bezugspunkt angewandt, bedeutet der alsdann der Größe und Richtung nach konstante Vektor \mathfrak{S} die Normale der sog. invariablen Ebene (welche nahezu mit der Ekliptik zusammenfällt); berücksichtigt man außer der Sonne nur einen Planeten, so ist der Flächensatz 5) identisch mit dem zweiten Keplerschen Gesetze.

Durch innere Kräfte kann die Bewegung des Schwerpunkts eines Systems (Körpers) nicht beeinflußt werden (Beispiel: das explodierende Geschoß). Dagegen kann eine Drehung um den Schwerpunkt bei einem nichtstarr System durch innere Kräfte erzeugt werden (Beispiel: die beim Fallen sich drehende Katze).

Ist der Körper starr, so beherrschen die Sätze 4) und 5) seine Bewegung vollständig. Den Inhalt der Gleichung 5) bildet die Kreiseltheorie (s. Kreisel). Erfolgt die Drehung insbesondere um eine Hauptträgheitsachse des starren Körpers, welche auch den Momentvektor \mathfrak{M} trägt, so kann man 5) umformen zu

$$5a) \quad \mathfrak{S} \frac{d\vartheta}{dt} = \mathfrak{M},$$

wo \mathfrak{S} das axiale Trägheitsmoment (s. d.) des Körpers um die Drehachse und ϑ den in der Drehachse gelegenen Vektor der Winkelgeschwindigkeit ω bedeutet. Diese Form, die aber an die genannten Voraussetzungen gebunden ist, entspricht völlig dem (allgemein gültigen) Schwerpunktssatze 4a).

Wenn man die Bewegungsgleichungen 3) für alle n Massenpunkte x_i, y_i, z_i eines Punktsystems anschreiben will, so sind häufig gar nicht alle Kräfte von vornherein bekannt, nämlich insbesondere nicht die von irgendwelchen Bewegungseinschränkungen herrührenden Reaktionskräfte, sondern nur die von solchen Einschränkungen unabhängigen sog. *eingepprägten* Kräfte (dahin gehören z. B. die Anziehungskräfte). Wenn die Einschränkungen solche Bedingungen sind, welche sich durch m endliche Gleichungen zwischen den $3n$ Koordinaten x_i, y_i, z_i ausdrücken lassen:

$$6) \quad f_k(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2; \dots x_n, y_n, z_n) = 0$$

$$(k = 1, 2, \dots m),$$

so heißt das System *holonom*, und der Impulssatz liefert dann an Stelle von 3) die $3n$ Gleichungen

$$7) \quad \left\{ \begin{aligned} m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} &= X_i + \sum_{k=1}^m \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial x_i}, \\ m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} &= Y_i + \sum_{k=1}^m \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial y_i}, \\ m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} &= Z_i + \sum_{k=1}^m \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial z_i}. \end{aligned} \right. \quad (i = 1, 2, \dots n)$$

Hiebei sind X_i, Y_i, Z_i die Komponenten der auf den i -ten Massenpunkt wirkenden Gesamtkraft, $\lambda_1, \lambda_2, \dots \lambda_m$ aber sog. *Lagrangesche Multiplikatoren* (deren mechanische Deutung immer möglich ist, und die beispielsweise für den Fall, daß $f_k = 0$ Flächen vorstellen, auf welchen die Massenpunkte bleiben müssen, einfach den Reaktionskräften jener Flächen proportional sind.) Die Gleichungen 7) heißen die *Lagrangeschen Gleichungen erster Art*.

Setzt man das betrachtete System als holonom voraus und führt dann entsprechend seinen $n' = 3n - m$ Freiheitsgraden (s. d.) n' voneinander unabhängige Lagrangesche Koordinaten q_i sowie die zugehörigen Geschwindigkeitskoordinaten \dot{q}_i ein, so gehen die Gleichungen 7) über in die sog. *Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art*

$$8) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = P_i \quad (i = 1, 2, \dots n').$$

Hiebei ist T die als quadratische Funktion der \dot{q}_i auszudrückende Bewegungsenergie, und die P_i stellen die sog. *Lagrangeschen (verallgemeinerten) Kräfte* vor, d. h. diejenigen äußeren (eingepprägten) Einwirkungen, die die Koordinaten q_i zu vergrößern trachten und mit δq_i multipliziert die bei einer Vergrößerung δq_i geleistete Arbeit bedeuten. (Ist also q_i ein Winkel, so ist P_i das zugehörige eingepprägte Drehmoment; ist q_i eine Fläche, so ist P_i der zugehörige Druck; ist q_i eine Länge, so ist P_i eine gewöhnliche Kraft; usw.). Haben die Kräfte P_i ein Potential U , d. h. lassen sie sich als Ableitungen $\partial V / \partial q_i$ einer Kräftefunktion V ($= -U$) darstellen, so lauten die Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art kürzer

$$8a) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) = \frac{\partial L}{\partial q_i},$$

wo $L = T + V$ die sog. *Lagrangesche Funktion* oder das *kinetische Potential* heißt.

Nimmt man auch noch die verallgemeinerten Impulskomponenten p_i (s. Koordinaten der Bewegung) hinzu, so gewinnt man statt 8a) die *Poissonschen Gleichungen*

$$8b) \quad \left\{ \begin{aligned} \dot{p}_i &= \frac{\partial L}{\partial q_i}, \\ p_i &= \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}. \end{aligned} \right.$$

Indem man endlich mit den p_i auch in T und damit in L eingeht und die (in vielen Fällen einfach die Gesamtenergie $T + U$ darstellende) *Hamiltonsche Funktion*

$H = -L + \sum q_i p_i$ einführt, erhält man als *Hamiltonsche* oder *kanonische Bewegungsgleichungen*

$$8c) \quad \left\{ \begin{aligned} \dot{p}_i &= -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \\ \dot{q}_i &= +\frac{\partial H}{\partial p_i}. \end{aligned} \right.$$

Diese Formeln stellen doppelt so viele Gleichungen dar, als das System Freiheitsgrade hat, und sie bilden die Grundlage der höheren analytischen Mechanik sowie vieler Zweige der modernen Physik. Für ihre Integration, d. h. für die Herleitung der Integrale der Bewegungsgleichungen hat *Jacobi* folgenden, häufig rasch zum Ziele führenden Weg angegeben, bei dem wir voraussetzen, daß H die Zeit t nicht explizit enthalte (sonst ist das Verfahren umständlicher). Man führe für die p_i die Ableitungen

$$p_i = \frac{\partial W}{\partial q_i},$$

der sog. *Wirkungsfunktion* W in die Hamiltonsche Funktion ein:

$$H(p_i, q_i) \equiv H\left(\frac{\partial W}{\partial q_i}, q_i\right)$$

und suche eine Lösung der (jetzt im allgemeinen den Energiesatz darstellenden) partiellen Differentialgleichung (erster Ordnung zweiten Grades)

$$H\left(\frac{\partial W}{\partial q_i}, q_i\right) = h$$

in der Form

$W = W(q_1, q_2, \dots, q_{n'}, h, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{n'})$
mit n' Konstanten α_i , so lauten die Integrale der Bewegung

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial \alpha_i} = \beta_i, & (i = 1, 2, \dots, n') \\ \frac{\partial W}{\partial h} = t + \gamma. \end{cases}$$

Von den n' ersten Gleichungen erweisen sich dabei als wesentlich nur $n'-1$ mit $n'-1$ neuen Konstanten β_i ; sie beschreiben die Gestalt der Bahnkurven der einzelnen Punkte. Die letzte Gleichung ergänzt sie bezüglich des zeitlichen Ablaufs der Bewegung, und γ ist eine letzte Integrationskonstante.

Die Bewegungsgleichungen 8) bis 8c) gelten nur für holonome Koordinaten; sie lassen sich allerdings auch auf nichtholonome Systeme erweitern, nehmen dann aber eine wesentlich verwickeltere Gestalt an. Benutzt man jedoch für das System — es möge aus n Massenpunkten bestehen — die sog. *Gibbs-Appellsche Funktion*

$$R = \sum \frac{1}{2} m_i (\ddot{x}_i^2 + \ddot{y}_i^2 + \ddot{z}_i^2),$$

die aus den Beschleunigungskomponenten $\ddot{x}_i, \ddot{y}_i, \ddot{z}_i$ ebenso zusammengesetzt ist, wie die Bewegungsenergie T aus den Geschwindigkeitskomponenten, und führt man in sie die q_i an Stelle der x_i ein, so lauten die *Gibbs-Appellschen Bewegungsgleichungen*

$$9) \quad \frac{\partial R}{\partial \ddot{q}_i} = P_i.$$

Diese gelten auch für nichtholonome Systeme.

R. Grammel.

Näheres s. C. Schaefer, Die Prinzipie der Dynamik. Berlin und Leipzig 1919, oder Geiger-Scheel'sches Handb. d. Phys., Bd. V.

Indifferentes Gleichgewicht s. Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Indifferenzbreite. Bei Kolbenmanometern oder Druckwaagen (s. Manometer) ist wichtig zu wissen, welche Be- oder Entlastung bei einem bestimmten Druck gerade das Gleichgewicht des Kolbens stört. Ist also der zu messende Druck $= p$, so wird einmal bei $p - p_1$, das andere Mal $p + p_2$ das Gleichgewicht gestört. Man nennt dann $p_2 + p_1$

die Indifferenzbreite der Druckwaage. Sind beide Zusatzdrucke einander gleich, so ist die Hälfte der Indifferenzbreite ein Maß für die Empfindlichkeit der Waage bei dem betreffenden Druck p . Durch Bewegen des Kolbens, sei es durch Schütteln oder Rotieren, wird die Indifferenzbreite kleiner, die Empfindlichkeit daher größer. *H. Ebert.*

Indifferenzzone s. Hufeisenmagnet.

Indikator. Der Indikator (Fig. 1) dient zur Aufzeichnung des im Zylinder einer Dampf- oder einer sonstigen Kolbenmaschine während ihres Betriebes herrschenden Dampf-, Gas- oder Wasserdruckes. Die Indikatoren werden an die Indikatorstutzen zu beiden Enden des Zylinders geschraubt und stehen mit diesem durch die Indikatorbohrungen in Verbindung (Fig. 2.)

Der in einem kleinen Hohlzylinder steckende Indikator Kolben nimmt den im Zylinder der

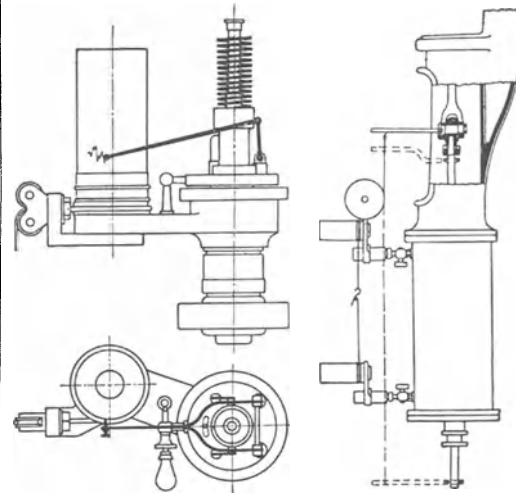


Fig. 1. Anbringung des Indikators an einer Einzylindermaschine.

Fig. 2. Schema des Indikators.

zu untersuchenden Maschine herrschenden Druck auf und überträgt ihn mittels eines Schreibzeugs auf eine schwingende Trommel, die vom Kreuzkopf der Maschine durch Vermittlung einer Hubreduziervorrichtung angetrieben wird. Auf diese Weise entsteht ein Kolbendruckdiagramm, dessen Abszissen proportional dem Kolbenhub und dessen Ordinaten proportional dem im Zylinder herrschenden Druck sind. Dem auf den Indikator Kolben wirkenden Druck hält die Spannung der Indikatorfeder jeweils das Gleichgewicht. Durch passende Auswahl der Feder kann der Indikator für jeden vorkommenden Betriebsdruck verwendet werden. Die Indikatoren und deren Federn müssen von Zeit zu Zeit im Laboratorium geprüft werden.

Fig. 2 zeigt die Anbringung der Indikatoren an einer Einzylindermaschine. Bei Bestimmung der Leistung aus dem Diagramm einer Maschine (s. Dampfmaschine) sind gleichzeitig die beiden Zylinderseiten zu indizieren (Diagrammsatz). Die der Kurbelwelle zugewandte Zylinderseite wird als Kurbelseite, die andere als Deckelseite bezeichnet.

L. Schneider.

Näheres s. F. Seufert, Versuche an Dampfmaschinen usw. Berlin.

Indikatordiagramm s. Dampfdruckdiagramm.

Indikatoren heißen in der Chemie Stoffe, die durch einen Farbumschlag oder eine andere sinnfällige Veränderung anzeigen, daß eine Reaktion ein bestimmtes Stadium erreicht hat, insbesondere die Farbstoffe, die in der Acidimetrie (s. Maßanalyse) das Ende der Titration anzeigen. Diese Indikatoren sind schwache Säuren (seltener Basen, deren abdissoziiertes Anion (oder Kation) eine andere Farbe hat als das undissoziierte Molekül. Diese Farbänderung ist durch eine intramolekulare Umlagerung hervorgerufen. Der durch den Farbumschlag erkennbare Übergang vom dissoziierten in den undissoziierten Zustand erfolgt bei einer bestimmten Wasserstoff-Ionenkonzentration, die durch die Azidität des Indikators gegeben und für diesen charakteristisch ist. Nun ist der beim Titrieren gesuchte Neutralitätspunkt der stöchiometrische, d. h. der durch die Molekularformel des entstehenden Salzes gegebene, der infolge der Hydrolyse von dem wahren Neutralitätspunkt oft

einen im alkalischen Gebiet oder doch jedenfalls ganz nahe am wirklichen Neutralitätspunkt umschlagenden Indikator (Phenolphthalein). Beim Titrieren einer starken Säure mit einer starken Base ist jeder in der Nähe des wirklichen Neutralitätspunktes umschlagende Indikator verwendbar.

Die untenstehende Tabelle gibt eine Übersicht über die gebräuchlichsten Indikatoren. *Günther*. Näheres s. W. Nernst, Theoretische Chemie, Stuttgart 1926, S. 609.

Indikatorröhren. Glimmentladungsröhren mit Außenelektroden zum Nachweis elektrischer Schwingungen. Sie sollen bei geringer Spannung möglichst hell aufleuchten und werden deshalb mit den leicht ansprechenden und hell leuchtenden Edelgasen, wie Helium oder Neon, gefüllt.

Güntherschulze.

Indilatans. Bezeichnung für Invar (s. unter Längenmessungen) von Fr. Krupp in Essen. *Göpel*.

Indikator	Farbe		Konzentrat. d. H-Ionen, wenn die Lösung die daneben stehende Farbe hat
	in alkal. Lös.	in saur. Lös.	
Tropäolin 000	rot	orange	$10^{-11,2}$ mischfarbig orangerot
Phenolphthalein	rot	farblos	$10^{-7,8}$ rot
Lackmus	blau	rot	$10^{-7,5}$ farblos
p-Nitrophenol	gelb	farblos	$10^{-6,97}$ mischfarbig blaurot
Methylorange	gelb	rot	$10^{-6,7}$ gelb
Methylviolett	violett	blau	$10^{-6,1}$ farblos
			$10^{-5,2}$ gelb
			$10^{-4,1}$ orange
			$10^{-3,3}$ rot
			$10^{-2,4}$ violett
			$10^{-2,05}$ blau

Indirekt geheizte Glühkathode (Verstärkung elektrischer Ströme), Glühkathode für Verstärkeröhren zur Heizung mit Wechselstrom.

Die Röhre enthält einen von Wechselstrom geheizten Glühkörper, welcher einen zweiten, die eigentliche Kathode, durch Strahlung oder Leitung erhitzt. Auf diesem Wege werden sowohl Spannungsstörungen, wie Temperaturschwankungen an der eigentlichen Glühkathode weitgehend vermieden. *H. Rukop*.

Indirekte Beleuchtung und halb-indirekte s. Beleuchtungsanlagen, sowie Leitsätze.

Indirekte Heizung (Verstärkeröhre) s. Indirekt geheizte Glühkathode.

erheblich abweicht. Der wahre Neutralitätspunkt ist dadurch bestimmt, daß in ihm die Konzentration der Wasserstoff-Ionen gleich der Konzentration der Hydroxyl-Ionen und zwar gleich $10^{-6,9}$ ist. Bei der Analyse ist es wünschenswert, daß der Umschlagspunkt des Indikators bei derjenigen Wasserstoff-Ionenkonzentration liegt, die am stöchiometrischen Neutralitätspunkt herrscht. Beim Titrieren ist der Indikator in sehr geringer Menge vorhanden, und ein Tropfen der zufließenden Titrierflüssigkeit muß imstande sein, die Konzentration der Wasserstoff-Ionen in der Lösung so stark zu verändern, daß die Menge der Wasserstoff-Ionen, die der hochverdünnte Indikator höchstens zu liefern vermag, dagegen belanglos ist. Diese Bedingung ist nicht erfüllt, wenn eine schwache Base und eine schwache Säure zusammenfließen, weil dann ein Überschuß der einen gerade auf Grund ihrer Schwäche gar keine wesentliche Veränderung der Wasserstoff-Ionenkonzentration herbeiführt. Man kann also Säure und Base nur dann gegeneinander titrieren, wenn wenigstens eine von beiden stark ist, und zwar braucht man für eine starke Säure und eine schwache Base wegen der sauren Reaktion, die am stöchiometrischen Neutralitätspunkt wegen der Hydrolyse noch herrscht, einen im sauren Gebiet umschlagenden Indikator (z. B. für Ammoniak und Salzsäure Methylorange) und für die Titration einer starken Base mit einer schwachen Säure entsprechend

Induktion, elektrodynamische. Induktion, mit anderen Worten eine Erzeugung elektrischer Spannung oder eines elektrischen Stroms ohne im Leiterkreis eingeschaltete Stromquellen entsteht dann, wenn bei einer relativen Bewegung zwischen dem Leiter und einem Magnetfeld der Leiter von den magnetischen Kraftlinien geschnitten wird. Dies kann entweder dadurch geschehen, daß der Leiter gegenüber dem Kraftfeld bewegt wird oder aber, daß bei ruhendem Leiter sich die Stärke des Magnetfeldes, also die Zahl der Kraftlinien ändert, die die vom Leiter umschlossene Fläche durchsetzt. Die Entstehung von Induktionsströmen fand Faraday im Jahre 1831, als er in der Nähe eines geschlossenen Stromleiters einen Magneten bewegte. Die induzierte elektromotorische Kraft ist numerisch gleich der Änderung der Induktionslinienzahl. Die Berechnung kann aus den Maxwell'schen Gleichungen erfolgen. Jedoch ist für den Fall, daß ein geschlossener Leiter durch das Kraftfeld hindurchbewegt wird, auch mit Hilfe rein energetischer Betrachtung eine Ableitung des Induktionsgesetzes möglich, denn es muß die aufgewandte mechanische Energie gleich der gewonnenen elektrischen Energie sein. Ist E die induzierte elektromotorische Kraft (EMK), i die Stromstärke, dt die Zeit des Bestehens dieser Kraft, in diesem Fall die Zeit der Bewegung eines zu einem Drahtrechteck gehörigen Leiter-

stückes der Länge l um die Strecke s , so ist $E \cdot dt$ die elektrische Energie; die mechanische Energie (Kraft \times Weg) $\xi \cdot i \cdot l \cdot s$, wenn ξ die Anzahl der Induktionslinien pro cm^2 bedeutet. Setzt man $l \cdot s = dq$, so ist $\xi \cdot dq = dN$ die Zu- bzw. Abnahme der geschnittenen Induktionslinien, also wird

$$E \cdot i \cdot dt = i \cdot dN. \quad E = \frac{dN}{dt},$$

d. h. die induzierte EMK ist abhängig von der Stärke des Magnetfeldes und der Geschwindigkeit der relativen Bewegung. Die in einer Zeit t entstehende Elektrizitätsmenge e ist

$$e = \int_0^t i \, dt = \frac{1}{W} \int_{N_1}^{N_2} dN,$$

also unabhängig von der Zeit; darauf beruht die Methode der ballistischen Messung einer Elektrizitätsmenge. Die Richtung des Induktionsstromes ist gemäß dem Energieprinzip nach dem Lenzschen Gesetz (s. Lenzsche Regel) festgelegt; zur schnellen Bestimmung dient die sog. Dreifingerregel (s. Rechtehandregel), nach der der Daumen der rechten Hand in die Richtung der Bewegung des Stromleiters und der Zeigefinger in die Richtung der Kraftlinien gehalten werden muß. Dann gibt der Mittelfinger die Richtung des Induktionsstroms an, wenn alle drei Finger aufeinander senkrecht stehen.

Auf der Induktion beruht die elektromagnetische Definition der Spannung. Sie lautet:

Die elektromagnetische Einheit der Spannung ist diejenige Spannung, die an den Enden eines Leiters auftritt, wenn der Leiter in 1 Sec. eine magnetische Kraftlinie schneidet. Ein Volt ist gleich 10^8 elektromagnetischen Spannungseinheiten.

Das oben abgeleitete Induktionsgesetz gilt für einen einfachen Leiterkreis. Läßt man die Induktion auf eine aus mehreren Windungen bestehende Drahtspule wirken, so verhalten sich diese wie ebensovielen hintereinander geschaltete elektromotorische Kräfte. Bei der Windungszahl n ist also die elektromotorische Kraft n -mal so groß, so daß gilt $E = n \cdot \frac{dN}{dt}$. Die Ausnutzung dieses

Umstandes spielt bei der praktischen Anwendung der Induktion eine große Rolle.

Die technische Verwendung der Induktion ist äußerst mannigfaltig. Das induzierende Feld kann dabei entweder von einem permanenten Magneten oder einem stromdurchlassenen Leiter (Feldspule) herrühren. Es seien folgende wichtigen Beispiele genannt.

1. Das Induktorium, dessen Wirkung auf dem Entstehen und Verschwinden eines induzierenden Magnetfeldes durch Öffnen und Schließen eines Stroms in einer Spule beruht.

2. Der Transformator, bei dem das induzierende Feld im Rhythmus des primären Wechselstroms periodisch schwankt.

3. Die magnetoelektrische Maschine und die Dynamomaschine, bei der die periodische Bewegung von Drahtspulen durch das Magnetfeld verwendet wird.

4. Die drahtlose Telegraphie und Telefonie, bei der durch das elektromagnetische Wechselfeld im Raum entsprechende Hochfrequenzströme in der Antenne induziert werden.

5. Die Induktion von Wirbelströmen oder Foucaultschen Strömen, die bei der magnetischen

Dämpfung und bei den sog. Induktionsöfen Verwendung finden. *R. Jaeger.*

Induktion, elektrostatisch gleichbedeutend mit Influenz (s. d.).

Induktion durch den Erdmagnetismus s. Erdinduktion, Erdinduktor, Erdströme, Lokalvariometer.

Induktion, magnetische. Bringt man ein Stück Eisen, etwa einen längeren, sehr dünnen Stab, in ein Magnetfeld von der Stärke ξ , also beispielsweise in eine stromdurchflossene Spule, und mißt dann mittels einer um den Stab gelegten und mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Sekundärspule die Magnetisierung innerhalb des Stabes (s. ballistische Methode), so findet man nicht mehr ξ Kraftlinien je Quadratzentimeter, sondern sehr viel mehr, nämlich $\mu \cdot \xi$. Man nimmt an, daß das Magnetfeld ξ in dem Stab die Kraftlinienzahl $(\mu - 1) \xi = 4\pi \mathfrak{Z}$ induziert habe, und bezeichnet diesen Wert $\mathfrak{B} = \mu \xi = 4\pi \mathfrak{Z} + \xi$ als die im Stabe herrschende Induktion; der Faktor $\mu = \mathfrak{B}/\xi$ heißt die Permeabilität (s. d.), \mathfrak{Z} die Intensität der Magnetisierung (s. d.). Hierbei ist allerdings die stets vorhandene und bei kurzen und dicken Stäben sehr starke Wirkung des sog. freien Magnetismus an den Enden des Stabes vernachlässigt; genau gilt also die obige Beziehung nur für einen unendlich langen Stab oder für eine ringförmige, bewickelte Probe, bei welcher freie Enden überhaupt nicht vorhanden sind. *Gumlich.*

Induktion, photochemische. Bei photochemischen Reaktionen beobachtet man häufig, daß die Geschwindigkeit zu Beginn der Reaktion kleiner als später und manchmal sogar gleich Null ist. Man bezeichnet diese Erscheinung als Induktion und die Zeit dieser kleineren Reaktionsgeschwindigkeit als Induktionsperiode.

In Verbindung mit der Induktion glaubte man annehmen zu müssen, daß viele Lichtreaktionen eine Schwelle besäßen, d. h. daß unterhalb einer bestimmten eingestrahnten Lichtmenge keinerlei chemische Wirkung eintritt. Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, daß die Induktion durch vielerlei Ursachen hervorgerufen wird. In einigen Fällen entziehen sich die ersten Reaktionsprodukte der Beobachtung, in andern dienen die ersten Lichtmengen zur Zerstörung unbeachteter Verunreinigungen und gehen so der Hauptreaktion verloren. In ähnlicher Weise läßt sich die Schwelle deuten. *W. Noddack.*

Näheres s. Noddack, Photochemie, Hand. d. Phys., Bd. 23, S. 607, Verlag Springer.

Induktionsfluß (elektrisch und magnetisch). Die sog. Induktionslinien entstehen durch eine Erweiterung des Begriffes der elektrischen Kraftlinien.

1. Sei N_1 die Anzahl der elektrischen Kraftlinien, welche eine Fläche S senkrecht durchsetzen, so gilt

$$N_1 = \mathfrak{E} S \text{ (Kraftfluß)},$$

wo \mathfrak{E} die absolut gemessene Feldstärke darstellt. Diese Zahl N_1 ist nach dem Gaußschen Satz $= 4\pi e$, der sich aber außerhalb des Vakuums, also in einem beliebigen Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ , auf folgende Form erweitert:

$$N_1 = 4\pi e/\epsilon.$$

Man hat dann nicht mehr die Feldstärke als Anzahl der die Einheitsfläche durchsetzenden Linien anzu-

sehen, sondern das Produkt der Feldstärke und Dielektrizitätskonstante. Die so definierten Linien heißen nicht mehr Kraftlinien, sondern Induktionslinien. Die Anzahl der Linien, welche in einem Feld \mathcal{E} mit der Dielektrizitätskonstante ϵ eine Fläche S senkrecht durchsetzen, ist dann

$$N_2 = \epsilon N_1 = \epsilon \mathcal{E} S.$$

N_2 heißt der Induktionsfluß durch die Fläche S . Im Vakuum ist er gleich dem Kraftfluß. In jedem Dielektrikum aber ist der Induktionsfluß $N_2 = 4\pi e$.

2. Da man auch in der Lehre vom Magnetismus Kraftlinien zur Darstellung magnetischer Felder verwendet, gibt es einen dem elektrischen Induktionsfluß analogen magnetischen Induktionsfluß. Die magnetische Induktion \mathfrak{B} bedeutet die gesamte Kraftliniendichte und ist allgemein definiert durch das Produkt aus Permeabilität μ und Feldstärke \mathfrak{H} . Andererseits kann man \mathfrak{B} ausdrücken als Anzahl der gesamten Kraftlinien pro Flächeneinheit: $N = \mathfrak{B}/q$, wo N als magnetischer Induktionsfluß bezeichnet wird. In der Technik wird vielfach statt Induktionsfluß der Ausdruck Kraftlinienfluß gebraucht, doch ist es prägnanter, diese Bezeichnung für die Gesamtheit der aus dem betrachteten ferromagnetischen Körper in Luft austretenden Kraftlinien zu reservieren.

R. Jaeger.

Induktionsgehalt der Atmosphäre. Die festen radioaktiven Zerfallsprodukte der Radium-, Thorium- und Actinium-Emanation werden auch allgemein als „radioaktive Induktionen“ bezeichnet, da sie sich in einem elektrischen Felde hauptsächlich an der Kathode ansammeln und so Ursache der von dieser Elektrode angenommenen Aktivität, die man „induzierte Aktivität“ nannte, werden. In den letzten Jahren hat man vorgezogen, diese Produkte „radioaktiven Beschlag“ zu nennen, welcher Name indes speziell in der luftelektrischen Literatur sich nicht durchzusetzen vermochte. Die „radioaktiven Induktionen“ sind also die Zerfallsprodukte Radium A, RaB, RaC in der Radiumreihe, und die entsprechenden A-, B-, C-Produkte der Thorium- und Actiniumreihe. Die A-Körper dieser drei Reihen sind die unmittelbaren Zerfallsprodukte der Emanationen und sind bei ihrer Entstehung positiv geladen, so daß sie in einem elektrischen Felde in der Richtung zum negativen Pol wandern. Dort lagern sie sich ab und aus ihnen entstehen dann in normaler Weise durch den radioaktiven Zerfall die Folgeprodukte B, C usw. Die geladenen A-Atome verhalten sich im übrigen ganz wie normale Luft-Ionen. Sie haben beiläufig dieselbe Beweglichkeit im elektrischen Felde, können auch mit entgegengesetzt geladenen Ionen sich wiedervereinen und elektrisch neutrale Komplexe bilden oder auch an Staub-Wasserteilchen und dgl. absorbiert werden. Da nun in gewöhnlicher Luft immer kleine Mengen von Radiumemanation und auch Thoriumemanation enthalten sind, die dem Boden entstammen (vgl. Emanationsgehalt der Luft), so müssen auch die „Induktionen“ dieser beiden Emanationen in der Luft suspendiert vorhanden sein. Zu ihrem Nachweis werden zwei Methoden benutzt:

1. Die Elster-Geitel'sche Drahtaktivierungsmethode. Bei dieser wird ein 10–20 m langer, gewöhnlich auf –2500 Volt geladener dünner Draht an Isolierhaken horizontal in einer Höhe von mehreren Metern über dem Erdboden ausgespannt und so einige Stunden lang exponiert. Die

positiv geladenen Atome von Radium-A, Thorium-A und eventuell Actinium-A werden dann durch die Wirkung des elektrischen Feldes des Drahtes aus dessen nächster Umgebung herangezogen und abgelagert. Davon kann man sich leicht überzeugen, indem man nach der Aktivierung den Draht mit einem Lederlappen abreibt und diesen in eine mit einem Elektroskop verbundene Ionisierungskammer einbringt: Der Lappen erweist sich dann als merklich radioaktiv. Zur Messung der während der Exposition eingefangenen Mengen radioaktiver Induktionen benützt man nach Elster und Geitel folgendes Verfahren: man rollt nach Beendigung der Exposition den Draht auf eine Trommel aus Drahtgeflecht auf und setzt diese in den auch unten verschlossenen Schutzzyylinder des Elster-Geitel'schen Zerstreuungsapparats (vgl. „Zerstreuung“) ein. Die auf dem Drahte abgelagerten minimalen Mengen von radioaktiven Induktionen genügen, um einen gut nachweisbaren Ladungsverlust des Zerstreuungsapparats pro Zeiteinheit zu bewirken, der dann umgekehrt als Maß der „Aktivität der Luft“ benützt wird: Elster und Geitel setzten die Aktivität der Luft gleich 1, wenn nach zwei-stündiger Exposition je 1 m des aufgewickelten Drahtes einen Voltverlust von 1 Volt pro Stunde in dem Zerstreuungsapparat hervorbrachte. Der jeweils von je 1 m Draht hervorgebrachte Spannungsverlust, ausgedrückt in Volt/Stunde, heißt dann „Aktivierungszahl“ (A). Es hat sich gezeigt, daß diese Aktivierungszahlen nicht nur von Ort zu Ort, sondern auch an einem und demselben Orte starke zeitliche Schwankungen aufweisen. Es wurden mit dem oben angegebenen einfachen Elster-Geitel'schen Instrumentarium sehr zahlreiche Beobachtungen angestellt. Die Aktivierungszahlen nehmen im Mittel von der Küste gegen den mitteleuropäischen Kontinent beträchtlich zu (Nordseeküste $A = 5-10$, Deutschland $A = 15-20$, Alpengegenden $A =$ bis 100). Über dem Meere werden meist sehr geringe Werte von A gemessen, insbesondere in Gebieten, die weit vom Festland abstehen. Die Radioaktivität der Luft ist also über den Kontinenten beträchtlich größer, wie es auch zu erwarten ist, da nur diese Emanation abgeben (vgl. „Bodenatmung“). Mit zunehmender Höhe über dem Boden findet man gewöhnlich keine wesentliche Änderung von A, erst in 8000 m konnte eine starke Abnahme festgestellt werden. Die täglichen und jährlichen Änderungen der Aktivierungszahl A an einem Orte sind lokal so verschieden, daß von einer allgemeinen Gesetzmäßigkeit kaum gesprochen werden kann. Übereinstimmend finden die meisten Beobachter Anwachsen des A bei fallendem Barometerstand (Austreten emanationsreicher Bodenluft in die freie Atmosphäre) und Kleinerwerden von A während und nach Regen.

Man erkannte sehr bald, daß die „Aktivierungszahlen“ keinerlei verlässliches Maß für den Gehalt der Luft an radioaktiven Induktionen darstellen: die Ausbeuten sind nämlich von der Expositionszeit, Spannung, von der mit den Witterungsverhältnissen variierenden Beweglichkeit der „Träger“, d. h. der RaA- oder ThA-Atome und auch von Windrichtung und Windstärke abhängig, so daß man also auch bei Benutzung eines stets gleichen Instrumentariums nie streng vergleichbare Zahlen erhält. Der Anteil der Thoriumgegenüber den Radiuminduktionen läßt sich durch

Beobachtung des zeitlichen Abfalls der Aktivität ermitteln: die Thoriumkomponente zerfällt entsprechend der Halbwertszeit von ThB in ca. 11 Stunden auf die Hälfte, während die Radiumkomponente in 4 Stunden schon praktisch vollständig verschwindet. Eine Messung der Aktivität 4 Stunden nach Beendigung der Exposition gibt also bereits die reine Thoriumkomponente und man kann durch Extrapolation leicht ihren Wert zur Zeit der Beendigung der Exposition ermitteln. Die Actinium-Induktionen sind in der freien Luft nur in sehr geringem Grade vorhanden, wohl deswegen, weil die Actiniumemanation (Halbwertszeit 4 sec) die kürzeste Lebensdauer aller drei Emanationen hat. Die Schätzung des Mengenverhältnisses der Thorium- zu den Radiuminduktionen aus den angeführten Messungen mittels der Elster-Geitel'schen Drahtaktivierungsmethode sind sehr unzuverlässig. G. A. Blanc hat durch ein Verfahren, bei welchem die Induktionsträger in dem starken elektrischen Felde einer Spitze niedergeschlagen wurden (Sellasche Ausströmungsmethode), gefunden, daß der Thoranteil nur 5–10% der Gesamtaktivität ausmacht.

2. Die Aspirationsmethode (Gerdien, Kohlrausch, Kurz, Hess u. a.). Durch einen Röhrenkondensator, dessen stabförmige innere Elektrode auf negatives Potential aufgeladen ist, während die äußere Elektrode ständig geerdet bleibt, wird ein Luftstrom von bekannter Geschwindigkeit eine bestimmte Zeit z. B. 1 Stunde durchgesaugt. Da man aus Versuchen von Gerdien die Beweglichkeit der positiv geladenen RaA-Atome beiläufig kennt, kann man die Feldstärke leicht so groß wählen, daß sicher alle in dem aspirierten Luftvolumen anwesenden geladenen Induktionsträger auf dem Mittelstab abgelagert werden. Die Messung der Aktivität dieser Elektrode nach Beendigung der Exposition gibt dann bei gleichzeitig gemessener Fördermenge des Aspirators ein Maß für die im ccm Luft vorhandene Ra A-Menge. Diese wird dann im Strommaß ausgedrückt; man fand, daß die in 1 ccm Freiluft vorhandene Menge von Ra A einen Sättigungsstrom von etwa 10^{-10} elektrost. Stromeinheiten liefert. Der Ra A-Gehalt zeigt starke lokale und zeitliche Verschiedenheiten. Kohlrausch fand in Seeham (Salzburg) $2 \cdot 10^{-10}$, Hess auf einer Donauinsel bei Wien nur $3 \cdot 10^{-11}$, Schrödinger an demselben Orte, an dem Kohlrausch beobachtete (Seeham), ein Jahr darauf nur $2,7 \cdot 10^{-11}$ E S E/ccm. Da eine Anzahl der Ra A-Träger durch Rekombination mit negativen Luft-Ionen seine Ladung verliert, ist die nach der Aspirationsmethode gefundene Ra A-Menge zu klein. J. Salpeter berechnete, daß man, um aus der Menge der geladenen Ra A-Träger die Menge der überhaupt vorhandenen zu finden, erstere mit dem Faktor 1,64 multiplizieren müsse. Doch wechselt die Größe dieses Umrechnungsfaktors je nach der Ionenzahl und der Größe des Rekombinationskoeffizienten. Nimmt man als Mittelwert des Gehalts der Luft an Ra A über Festland den Wert $11 \cdot 10^{-11}$ E S E/ccm, so läßt sich daraus der Gehalt der Luft an Radiumemanation — je nach der gewählten Größe des Salpeterschen Korrektionsfaktors zu 60 bis $220 \cdot 10^{-18}$ curie/ccm schätzen. Diese Zahlen stimmen recht gut mit den Ergebnissen der direkten

Emanationsgehaltsbestimmungen überein, die einen Mittelwert von $130 \cdot 10^{-18}$ curie/ccm liefern (vgl. Emanationsgehalt der Atmosphäre).

Über dem Meere wurden zahlreiche Messungen des Ra A- bzw. Emanationsgehalts auf den Fahrten des amerikanischen Forschungsschiffes „Carnegie“ ausgeführt (Bauer, Swann, Mauchly). In den landfernen Gebieten der Weltmeere ergibt sich (nach Anbringung der Salpeterschen Korrektur) ein Emanationsgehalt von nur $1,14 \cdot 10^{-18}$ curie/ccm d. h. etwa ein Hundertstel des Wertes über Festland. Der rein festländische Ursprung der Radiumemanation in der Atmosphäre ist hierdurch sichergestellt. Wenn, wie Bongards behauptete, Emanationsatome von der Sonne her in die Erdatmosphäre eindringen, so hätten sich diese Emanationseinbrüche auch bei den sechsjährigen Beobachtungen der Carnegie-Expeditionen in den Meeren zeigen müssen. Dies war aber nicht der Fall.

Der absolute Gehalt der Luft an Thoriuminduktionen ist bisher noch nicht ermittelt worden. Über Wasser muß er schon in relativ kleiner Entfernung vom Festland auf Null sinken. V. F. Hess.

Näheres s. V. F. Hess, Die elektr. Leitfähigkeit der Atmosphäre. (Sammlung Vieweg, Bd. 84, 1926.)

Induktionskoeffizient, elektr.-dyn. s. Spule.

Induktionskoeffizient, magnetischer. Ein Stabmagnet hat in der Nord-Südlage einen um einige Hundertstel C G S pro Gramm größeren Magnetismus als in der Ost-Westlage.

Das Verhältnis des Überschusses m zum magnetischen Moment M des Stabmagnets, $\Delta = m/M$, heißt Koeffizient der Induktion durch die Horizontalkomponente. Vgl. Erdmagnetismus. v. Staal.

Induktionskurve s. Magnetisierungskurven.

Induktionslinien s. Induktionsfluß.

Induktionsmeßinstrumente. Strommesser, die nur für Wechselstrom benutzt werden können und daher mittels anderer Instrumente geeicht werden müssen (vgl. Wechselstrominstrumente). Sie beruhen auf der Anziehung, welche ein Wechselfeld auf einen von diesem in einer Metallscheibe induzierten Wirbelstrom ausübt. Die Gegenkraft wird durch Federn gebildet; ein Bremsmagnet sorgt für ausreichende Dämpfung. Die Scheibe ist drehbar gelagert und mit einem Zeiger verbunden, dessen Stellung an einer Skala abgelesen wird. Die Instrumente dienen nur zu technischen Messungen.

W. Jaeger.

Näheres z. B. Heinke, Handbuch der Elektrotechnik. Leipzig.

Induktionsmotor s. Elektromotoren.

Induktionsöfen. Die Induktionsöfen sind eine besondere Art von elektrischen Kurzschlußöfen

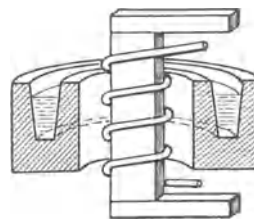


Fig. 1. Schnitt durch einen Induktionsofen.

(s. d.), bei der das Heizgut in Rinnenform um den Kern eines kräftigen Transformators so gelegt ist, daß der rinnenförmige Leiter die Sekundärwicklung bildet und als diese von starken Kurzschlußströmen

durchflossen und erhitzt wird (Fig. 1). Ein in einer horizontalen Schmelzrinne flüssig werdendes Metall stellt sich dabei unter der Einwirkung der ma-

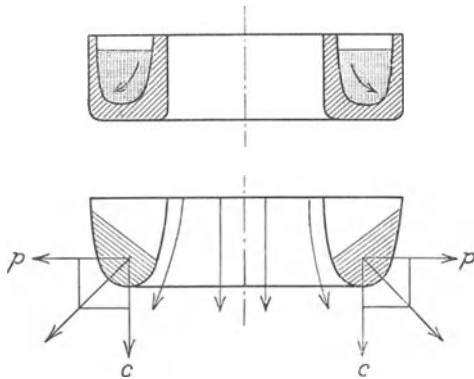


Fig. 2. Pinch-Effekt bei Induktionsöfen.

gnetischen Kräfte schräg ein (Fig. 2) und erfährt hierbei eine lebhafte Bewegung und Durchmischung. Eine weitere interessante Erscheinung bildet der sogenannte (zuerst von L u m e r beobachtete) Pinch-Effekt, der sich in flüssigen Leitern an Stellen, die, wie Verengungen, einer besonders hohen Strom-

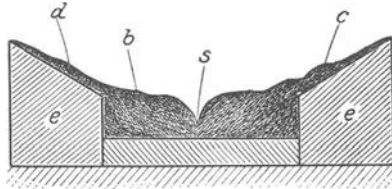


Fig. 3. Pinch-Effekt in einer geraden Schmelzrinne.

belastung ausgesetzt sind, in einer Einschnürung äußert und speziell bei gutleitenden Materialien infolge der hier notwendigerweise hoch gesteigerten Stromdichte bis zu Stromunterbrechungen führen kann. Fig. 3 zeigt die Ausbildung des Pinch-Effekts in einer geraden Schmelzrinne, in der dem flüssigen Metall b der Strom durch zwei Elektroden ee zugeführt wird und s die erwähnte Einschnürung bedeutet.

Carl Müller.

Induktionsspulen. Wenn man einen Draht in einer oder mehreren Lagen z. B. auf eine Zylinderfläche aufwickelt, erhält man Spulen, die außer Widerstand bei Wechselstrom noch Induktivität besitzen. Diese kann berechnet oder gemessen werden.

W. Jaeger.

Induktionsstoß (vgl. Induktion). Ein Induktionsstoß entsteht in einem Leiter, wenn er für kurze Zeit von magnetischen Kraftlinien geschnitten wird. Bekannte Beispiele für die Entstehung von Induktionsstößen sind:

1. Das Induktorium, bei dem durch das Ein- und Ausschalten des Stroms im Primärkreis in der Sekundärspule eine Induktionsspannung erzeugt wird.
2. Der Erdinduktor (W. Weber), bei dem eine Spule im Magnetfeld der Erde umgeklappt wird, so daß in der Spule eine Spannung induziert wird, die entweder zur Messung des Erdfeldes oder, wenn dieses bekannt ist, zur Eichung ballistischer Galvanometer benutzt wird.

3. Der Magnetinduktor (Gauß, Weber), bei dem eine Spule über Magnetstäbe geschoben wird, so daß sich ein Induktionsstoß von bekannter Größe ergibt. Als Etalon für konstante Induktionsstöße eignet sich besonders der Doppelmagnetinduktor.

R. Jaeger.

Induktionsvariometer. Um die Induktivität zwischen zwei Grenzen stetig variieren zu können, benutzt man sog. Variatoren, die aus zwei Spulen oder Gruppen von solchen bestehen, deren Lage sich gegeneinander verändern läßt und die hintereinander geschaltet sind. Die Spulen können axial verschoben oder gegeneinander verdreht werden. Erfolgt die Drehung der einen Spule um eine Achse, die in der Ebene beider Spulen liegt, so ist die Induktivität ein Maximum, wenn die Spulen parallel stehen, dagegen Null, wenn sie senkrecht stehen. Der Drehungswinkel kann an einer geeigneten Skala abgelesen werden.

W. Jaeger.

Näheres s. Orlich, Kapazität und Induktivität. Braunschweig.

Induktive Methode heißt das Verfahren der Erfahrungswissenschaften, nach welchem sie aus beobachteten Daten auf Nichtbeobachtetes schließen. So wird aus einzelnen getrennten Messungspunkten eine stetige Kurve induktiv erschlossen, oder aus der Bestätigung von Folgerungen auf die Geltung der Voraussetzung induktiv geschlossen. Der induktive Schluß dieser Art ist niemals logisch zwingend, sondern stellt ein Wahrscheinlichkeitsprinzip dar, und seine Kritik gehört deshalb in die Philosophie der Wahrscheinlichkeit. (Genauer wird dieser Schluß auch als unvollständige Induktion bezeichnet, im Gegensatz zur vollständigen Induktion der Mathematik, die eine logisch strenge Operation darstellt.) Im allgemeineren Sinne ist induktive Methode gleichbedeutend mit empirischer Methode (s. Empirie).

Reichenbach.

Induktivität. Während bei Gleichstromkreisen der Widerstand nur von der spezifischen Leitfähigkeit der Leiter, sowie ihrer Länge und ihrem Querschnitt abhängt, kommt es bei veränderlichen Strömen auch auf die Form der Leitungsführung an. Diese Tatsache hängt damit zusammen, daß sich bei veränderlichen Strömen, also sowohl bei Wechselströmen als bei Schaltströmen, das Magnetfeld der Leiter ändert und dadurch Ströme auf den benachbarten Leitungsbahnen induziert werden, die dem eigentlichen Strom entgegenfließen. Man hat also dieselbe Wirkung wie bei Einschaltung eines Widerstandes. Zum Unterschied von dem Gleichstromwiderstand spricht man dann von dem induktiven Widerstand einer Strombahn oder der „Induktivität“.

Die Induktivität wird um so größer, eine je größere Fläche die Strombahn umschließt; falls man eine Drahtwindung betrachtet, also je größer die Fläche ist, die von dieser Windung umschlossen wird, ferner je mehr Windungen die Bahn bildet und je größer die Änderungsgeschwindigkeit des in ihr fließenden Stromes ist. Die Abhängigkeit der Größe der Induktivität von der Windungszahl läßt sich folgendermaßen deuten:

Sind eine Reihe von Drahtkreisen miteinander verbunden, so daß eine Spule entsteht, so wirkt jeder Teil der Spule auf den anderen ein in der Weise, daß das Anwachsen wie das Abnehmen des Stromes verzögert wird. Mitunter wird auch bei dem Begriff „Induktivität“ der Gegenstand, in diesem Falle meist eine oder mehrere Drahtspulen,

Solenoiden u. dgl. für seine elektrische Eigenschaft gesetzt, ähnlich wie man „Kapazität“ statt „Kondensator“ sagt, wenn man den Apparat meint, der eine Kapazität besitzt. (Vgl. Induktivitätsspulen.)

Betrachtet man einen Wechselstromkreis mit einer Induktivität, also z. B. einer Drahtspule, so wird das Anwachsen wie das Abnehmen des Stromes durch die Einwirkung der Induktivität der Spule, in diesem Falle einer „Selbstinduktion“, verzögert. Man erhält also das Maximum oder Minimum des Stromes sowie den Nullwert zeitlich später als die entsprechenden Momentanwerte der Spannung. Dies drückt man dadurch aus, daß man sagt: „infolge der Induktivität eilt der Strom der Spannung“ nach, oder „die Phase (s. d.) des Stromes ist gegen die der Spannung verschoben“ (bei reiner Induktivität ohne Ohmschen Widerstand um 90°).

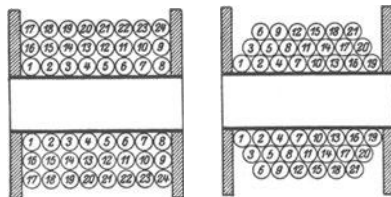
Die zahlenmäßige Größe einer Induktivität wird angegeben durch die gegenseitigen Induktionskoeffizienten oder die Selbstinduktionskoeffizienten (s. d.). Die Kenntnis dieses Koeffizienten ist erforderlich zur Berechnung der Konstanten von Wechselstromkreisen. Kommt z. B. in einem solchen Stromkreise zu dem Ohmschen Widerstand R noch ein induktiver Widerstand, eine Induktivität L hinzu, so ist der Wechselstromwiderstand R_1 zu schreiben:

$$R_1 = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$$

$\omega = 2\pi n$ nennt man die Kreisfrequenz, n ist die Periodenzahl des Stromes. Das Produkt aus ω und der Induktivität L heißt Induktanz.

R. Jaeger.

Induktivitätsspulen. Induktivitätsspulen dienen in der Hauptsache in Gemeinschaft mit Kondensatoren zum Aufbau von Schwingungskreisen. In diesem Fall haben sie entweder eine konstante Induktivität oder sie bestehen aus zwei hintereinander geschalteten und gegeneinander drehbaren Spulen, so daß ihre Induktivität von dem Winkel abhängt, der zwischen den beiden Spulen eingestellt ist. In diesem Fall heißen sie Variometer. Während es bei den Schwingungsspulen oft, auf die noch zu erörternde Wicklung ankommt, ist dies bei den als Drosselspulen verwendeten Induktivitätsspulen nicht der Fall. Auch bei den Drosseln kann die Induktivität verändert werden, was bei Niederfrequenz durch verschiebbare Eisenkerne, bei Hochfrequenz durch Zusammendrücken bzw. Auseinanderziehen des Solenoids oder auch durch Variometerschaltung geschehen kann.



Gewöhnliche Wicklung (links) und kapazitätsarme Hochfrequenzwicklung (rechts).

Wird eine Induktivitätsspule mit einer kleinen Kapazität zusammen zu einem Schwingungskreis vereinigt, so kommt besonders bei hohen Frequenzen die Eigenkapazität der Spule in Betracht. Um diese möglichst herabzudrücken, muß die Spule so gewickelt werden, daß Stellen größten Spannungsunterschiedes möglichst weit auseinanderliegen. In vorstehender Figur ist links eine gewöhnliche mehr-

lagige Wicklung wiedergegeben, wie sie für Niederfrequenz verwendet wird, rechts eine kapazitätsfreie Stufenwicklung für Hochfrequenzspulen. Mitunter wird die Eigenkapazität der Spule auch mitbenutzt, um sie in ihrer Eigenfrequenz, die durch ihren Selbstinduktionskoeffizienten und ihre Eigenkapazität gegeben ist, schwingen zu lassen. Bei der Verwendung von Hochfrequenzströmen ist außerdem noch auf den Haut- oder Skin-Effekt (s. d.) zu achten, der durch Verwendung von Litzendraht herabgedrückt wird.

Die Forderungen eines hohen Selbstinduktionskoeffizienten, geringen Widerstandes, kleiner Kapazität und kleiner Abmessungen führte zu verschiedenen Ausführungen von Induktivitätsspulen. Es gibt Zylinder-, Flach-, Konusspulen u. a.

R. Jaeger.

Näheres s. Lehrbücher der drahtlosen Telegraphie von Zenneck-Rukop, Rein-Wirtz, Nesper u. a.

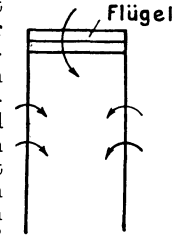
Induktorium (Rühmkorff). Ein Hochspannungstransformator mit offenem Eisenkern, der meist von einem unterbrochenen Gleichstrom betrieben wird und bei Unterbrechung des Stromes einen starken Induktionsstoß gibt. Der Eisenkern dient gleichzeitig meist zum Betreiben des Unterbrechers (Hammer).

A. Meissner.

Induzierte Radioaktivität s. A-, B-, C-Produkte unter Radium, Thorium, Actinium.

Induzierter Widerstand (Randwiderstand) eines Flugzeugflügels. Vom Standpunkt der Zirkulations-theorie aus läßt sich der Flügel eines Flugzeugs näherungsweise ersetzt denken durch einen Wirbel, der mit der Flugzeuggeschwindigkeit fortschreitet.

Auf einen solchen Wirbel wirkt in reibungsloser Flüssigkeit nur eine senkrecht zur Bewegung gerichtete (Auftriebs-)Kraft, wenn er geradlinig beiderseits ins Unendliche geht. Hat der Flügel eine endliche Spannweite, so kann auch der darstellende Wirbel nicht ins Unendliche gehen; aber ein Wirbel kann auch nicht mitten in der Flüssigkeit enden. Daher muß man annehmen, daß der Wirbel



Hufeisenwirbel.

sich an den Enden des Flügels ablöst und nach hinten weiterläuft; er zeigt die Hufeisengestalt der Figur. Die beiden nach hinten verlaufenden Zweige des Hufeisenwirbels treiben sich gegenseitig nach unten und schließen sich durch den beim Anfahren des Flugzeugs entstandenen sog. Anfahrwirbel (s. d.). Infolge der Wirbelung in diesen beiden Zweigen entsteht auch (in voller Analogie mit dem Biot-Savartschen Gesetz) eine nach abwärts gerichtete Komponente der Flüssigkeitsbewegung am Ort des Flügels. Die am Flügel entstehende Kraft wirkt nun senkrecht zur wirklichen lokalen Richtung der Flüssigkeitsbewegung; diese ist infolge der Wirbelströmung gegen die Bewegungsrichtung des Flügels (relativ zu der im Unendlichen ruhenden Luft) geneigt; die Flügelkraft hat also im allgemeinen auch eine in die Bewegungsrichtung des Systems fallende Widerstandskomponente, die Energie verzehrt. Diese Komponente wird induzierter Widerstand genannt, weil die Erscheinung eine gewisse Verwandtschaft mit den Induktionserscheinungen der Elektrodynamik aufweist. Der induzierte Widerstand ist, wie eine einfache mathematische Betrachtung zeigt, proportional dem Quadrat des Auftriebs, da die Wirbelstärke selbst dem Auftrieb proportional geht,

ferner bei gleichem Auftrieb umgekehrt proportional dem Quadrat der Spannweite.

Der Hufeisenwirbel ist eine Idealisierung, die in Wirklichkeit nur unvollkommen erreicht wird; wenn der Auftrieb nicht gleichmäßig über die ganze Flügelspannweite verteilt ist, so lösen sich die Zirkulationswirbel teilweise schon an irgendeinem inneren Punkt des Flügels ab, und das ganze Strömungsbild erscheint als Summation über viele Hufeisenwirbel von verschiedener Spannweite. Am günstigsten in bezug auf den Widerstand erweist sich nach den Untersuchungen von Prandtl die elliptische Verteilung des Auftriebs über den Flügel; dabei gilt für Eindecker die Formel:

$$W = \frac{A^2}{\pi \rho \frac{1}{2} b^2}$$

(W induzierter Widerstand, A Auftrieb, ρ Luftdichte, v Fluggeschwindigkeit, b Spannweite).

Die ganzen Überlegungen lassen sich auf Doppel- und Mehrdecker übertragen; man hat nur mehrere hufeisenförmige Wirbel, die sich gegenseitig beeinflussen, zu betrachten. Auch in diesen Fällen lassen sich günstigste Verhältnisse berechnen. Die Formel für den induzierten Widerstand unterscheidet sich von der Eindeckerformel nur durch einen Faktor, der von der Anordnung der Flächen und der Auftriebsverteilung auf die Flächen abhängt.

L. Hopf.

Inertia s. Sensitometrie photographischer Schichten.

Inertialsystem nennt man nach L. Lange ein Bezugssystem, in welchem, wenn es ruhend gedacht wird, das Trägheitsgesetz (s. Impulssätze) gültig ist. In der klassischen (Newtonschen) Mechanik ist das absolut ruhende System sowie jedes gegen dieses sich gleichförmig geradlinig bewegendes System ein Inertialsystem; in der Mechanik des speziellen Relativitätsprinzips sind alle gegeneinander gleichförmig geradlinig sich bewegendes Systeme dann Inertialsysteme, wenn eines davon als ein solches erwiesen ist; in der Mechanik des allgemeinen Relativitätsprinzips kann jedes beliebige System die Rolle eines Inertialsystems übernehmen, wobei allerdings eine wesentlich vertiefte Fassung des Trägheitsprinzips in der Gestalt des sog. Äquivalenzprinzips zwischen schwerer und träger Masse erforderlich ist. *R. Grammel.*

Influenz. Unter elektrischer Influenz oder elektrischer Verteilung versteht man die Aufladung von Körpern, die sie durch die Anwesenheit eines elektrischen Feldes erfahren. Darauf beruht z. B. die Erscheinung, die Canton schon 1754 beschrieb, daß nämlich die Blättchen eines Elektroskops bereits divergieren, wenn sich ein elektrisch geladener Körper noch in großem Abstand von ihm befindet, ebenso, daß sie wieder zusammenfallen, wenn die Ladung auf irgendeine Weise entfernt wird. Andere Beobachtungen in dieser Richtung wurden später von Wilke angestellt (1757), aber erst Faraday (1839) erkannte die innere Zusammengehörigkeit der verschiedenen Erscheinungen und ihren prinzipiellen Charakter, der dann unter dem Namen der Influenz zusammengefaßt wurde.

Die mannigfachen Erscheinungen der Influenz, die bei dem Arbeiten mit Elektroskopen eine wichtige Rolle spielen, pflegen an Probekügelchen aus Holundermark demonstriert zu werden. Als grundsätzliche Regeln gelten, daß

1. ein Leiter in der Nähe eines elektrischen Körpers durch Verteilung (Influenz, elektrostatische Induktion) elektrisch wird, und zwar an der diesem Körper zugewendeten Seite ungleichnamig, an der ihm abgewendeten Seite gleichnamig,

2. daß die gleichnamige Ladung ableitbar (frei), die ungleichnamige nicht ableitbar (gebunden) ist.

Diese Betrachtungsweise unterscheidet zwei Influenzelektrizitäten, eine positive und eine negative, geht also von dem dualistischen Standpunkt aus.

R. Jaeger.

Influenzierungskoeffizient (vgl. Kapazitätskoeffizient). Betrachtet man ein System von beliebig vielen Leitern mit den Potentialen V_1, V_2 usw. und den Ladungen Q_1, Q_2 usw. zunächst in einem isolierenden Medium von der Dielektrizitätskonstante $\epsilon = 1$, so gilt, da die Ladung eines jeden Leiters linear abhängig ist von den Potentialen aller anderen Leiter:

$$E_1 = C_{11} \cdot V_1 + C_{12} \cdot V_2 + \dots + C_{1n} \cdot V_n$$

$$E_2 = C_{21} \cdot V_1 + C_{22} \cdot V_2 + \dots + C_{2n} \cdot V_n \text{ u. s. w.}$$

C_{11}, C_{22} usw. heißen Kapazitätskoeffizienten (Kapazitäten der Einzeleiter, wenn die übrigen geerdet sind), C_{12}, C_{13} usw. heißen Influenzierungskoeffizienten der einzelnen Leiter. In einem Medium von der Dielektrizitätskonstante ϵ wird

$$E_1 = \epsilon C_{11} V_1 + \epsilon C_{12} V_2 + \dots$$

$$E_2 = \epsilon C_{21} V_1 + \epsilon C_{22} V_2 + \dots \text{ usw.,}$$

d. h. die Influenzierungskoeffizienten sind proportional der Dielektrizitätskonstante des sie umgebenden Mediums.

R. Jaeger.

Influenzmaschine. Statt der Bezeichnung Influenzmaschine finden sich in der Literatur auch Benennungen wie Elektrophormaschine (Rieß), Elektromaschine (Poggendorf) und Influenzomotor (Töpler). Während bei der Reibungs-Elektroskopmaschine an der Maschine selbst die zur Erregung nötige Ladung erzeugt wird, muß diese den eigentlichen Influenzmaschinen von außen zugeführt werden. Durch Influenzwirkungen, die sich gegenseitig unterstützen (Multiplikatoren), werden die Ladungen gesteigert bis zu einer Grenze, die im wesentlichen durch das Isolationsvermögen der zwischen den Trägern ungleichnamiger Ladungen liegenden Isolatoren bedingt ist. Über die Wirkungsweise der Multiplikatoren hinausgehend soll die Influenzmaschine ständig eine bestimmte, wenn auch kleine Elektrizitätsmenge liefern können, ohne in ihrer Wirksamkeit nachzulassen.

Alle Arten von heute bestehenden Influenzmaschinen gehen auf die beiden fast gleichzeitig und unabhängig von Töpler und Holtz im Jahre 1865 entwickelten Grundtypen zurück.

Der Influenzomotor. (Erste Töplersche Maschine.) Man pflegt die Wirkungsweise der rotierenden Influenz- und Elektroskopmaschinen an Hand sog. Bertinscher Diagramme zu erläutern, die als Schaltungschemata zu betrachten sind (s. Fig. 1). A, B und a, b sind metallene Übertrager, die am Rande einer um die gemeinsame Achse Z drehbaren Glasscheibe angebracht sind. Die Teile sind nur hier der besseren Übersicht wegen nebeneinander gezeichnet. f_1 bis f_4 sind kleine Metallbürsten, von denen f_1 und f_2 mit der Funkenstrecke S, T in Verbindung stehen. f_3 steht außerdem mit dem metallenen Verteiler a_1 in Verbindung, während f_4 mit dem Übertrager A_1 verbunden ist. Dieser möge zunächst eine negative Ladung haben. Dann wird die positive Influenz-

ladung auf A durch die Drehung an f_2 und von dort an T und a_1 geführt. Die negative Influenzladung auf a wird ihrerseits wieder über f_3 an A_1 gebracht, wo sie die anfängliche negative Ladung verstärkt. So wächst die Spannung fortgesetzt

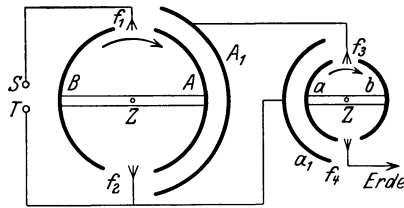


Fig. 1. Bertinsches Diagramm einer Influenzmaschine.

bis zu der durch die Verluste gegebenen Grenze. Infolge kleiner, durch Reibung an der Achse oder den anderen Metallteilen entstehenden Ladungen ist diese Maschine selbsterregend, also eigentlich keine reine Influenzmaschine.

Die Holtzsche Influenzmaschine erster Art ist dadurch charakterisiert, daß sie aus einer rotierenden Glasscheibe und einer zu dieser parallelen Glasscheibe besteht, die als Verteiler zwei eigentümlich geformte Papierbelegungen besitzt, die auf der Rückseite der Scheibe angeordnet sind und von denen zwei Papierspitzen oder Kämmen in zwei entsprechende Ausschnitte der Scheibe hineinragen. Um leicht eintretende Umladungen der Pole zu vermeiden, wurde an dieser Maschine zuerst ein sog. Querkonduktor angebracht, der mit Spitzenkämmen versehen ist und die Ladungen verkehrten Vorzeichens aufsaugt, bevor sie an die Belegungen gelangen. Die Maschinen Holtzscher Art bedürfen besonders trockener Luft.

Eine Maschine mit zwei gleich großen, unbelegten Glasscheiben, die sich mit gleicher Geschwindigkeit gegeneinander bewegen, ist die sog. Holtzsche Maschine zweiter Art. Die Stromabnahme geschieht durch geeignet gestellte Spitzenkämme.

Töpler selbst stellt die beiden Apparatetypen folgendermaßen gegenüber:

1. Apparate mit rotierenden Isolatoren geben kontinuierliche Ströme und bei großen Scheiben hohe Spannungen. Zum Betriebe ist vollkommene Isolation, trockene Luft, kräftige Erregung und nicht zu schnelle Rotation wesentlich.
2. Apparate mit metallischen Belegungen sind äußerst empfindlich und zeigen bei guter Konstruktion Selbstladung. Die Luftfeuchtigkeit scheint auf den Betrieb ohne Einfluß zu sein. Wegen der unvermeidlichen Unterbrechungsstellen in der Belegung sind die Ströme diskontinuierlich, die Schlagweite ist begrenzt.

Um die Mängel der Apparate herabzudrücken, hat man Reibungs- und Influenzmaschinen vereinigt.

Die Maschine von Kundt besitzt ein Reibzeug in Gestalt eines amalgamierten Lederkissens, das in Höhe des horizontalen Scheibendurchmessers angebracht ist.

Unter den heute benutzten Apparaten (System Töpler, Töpler-Holtz oder Voß) treten besonders die selbsterregenden Influenzmaschinen mit doppelter Drehung hervor, die unter dem Namen Wimshurst-Maschinen bekannt sind.

Die Wirkungsweise dieser Maschinen geht aus dem Diagramm in Fig. 2 hervor. Die beiden gestrichelten Ringe bedeuten zwei im Sinne der

Pfeile gegeneinander rotierende, mit Staniol-sektoren (schwarze Striche) belegte Hartgummi-scheiben.

Ist z. B. der Sektor 1 negativ geladen, und gelangt er durch die Drehung über die Stellungen 23 hinweg zu 4, so wird dort durch Influenzwirkung der Sektor 5 positiv elektrisch und durch den Querkonduktor BB, der gleichzeitig Umladungen vermeiden soll, 9 negativ. Kommt nun ihrerseits die Belegung 9 über 10, 11, 12 nach 13, so wird der Sektor 14 durch Influenz positiv elektrisch. Durch den zweiten Querkonduktor CC wird nach 15 negative Ladung geschafft. Damit ist der Kreis geschlossen. Die eine Hälfte jeder Scheibe wird positiv, die andere negativ. Die beiden Elektrizitätsarten werden durch die beiden Spitzenkämme K_1 und K_2 und den Konduktoren F_1 und F_2 bzw. entsprechenden Leidener Flaschen

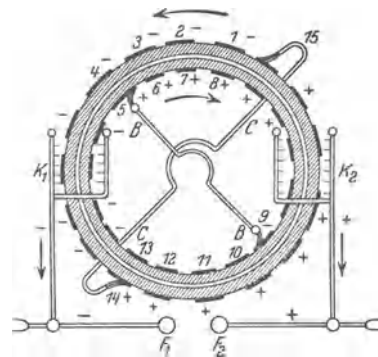


Fig. 2. Diagramm einer Wimshurst-Maschine.

zugeführt. Bei genügender Näherung der Konduktoren F_1 und F_2 findet ein Ausgleich der Elektrizität (Funken) statt.

In neuerer Zeit werden von H. Wommelsdorf die sog. Kondensatormaschinen gebaut, die ähnlich wie die Töplerschen Maschinen wirken, aber anders konstruiert sind. Eine Ausführung besteht z. B. aus zehn feststehenden Erreger- und neun drehbaren Ankerscheiben. Ein Vorzug soll darin bestehen, daß die Metallsektoren direkt in Hartgummi eingebettet sind.

R. Jaeger.

Influenzmotor (Töpler) s. Influenzmaschine.

Influenzzündung s. Initialwelle.

Infrarot s. Ultrarot.

Ingression. In der Geographie bezeichnet man als Ingression einen Vorgang, bei dem das Meer sich zugunsten des Landes ausbreitet, was im allgemeinen die Folge einer negativen Strandverschiebung (s. d.) sein wird. Es handelt sich jedoch bei der Ingression nicht um eine oberflächliche Überschwemmung küstennaher Niederungen, sondern um ein tiefes Eindringen des Meeres in den Formenschatz des Festlandes. So entstehen u. a. bestimmte Küstenumrisse (s. Küsten), die dem kundigen Auge schon durch ihren äußeren Anblick die Art ihrer Entstehung verraten. Solche Ingressionsküsten sind z. B. die Fjordküsten, Riasküsten, Dalmatinische Küsten. Beispiele für Ingressionsmeere, deren Bodenrelief sich meist durch eine kesselähnliche Form auszeichnet, bieten das Mittelländische Meer, das Karibische Meer, sowie die Ostasiatischen Randmeere und die einzelnen Becken des austral-asiatischen Mittelmeeres.

O. Baschin.

Inhomogener Starkeffekt ist die Beeinflussung von Spektrallinien in inhomogenen elektrischen Feldern (theoretisch von O. Stern untersucht), wie sie praktisch durch die wechselnden elektrischen Kräfte von bewegten Molekülen, Ionen oder Elektronen auf andere Moleküle ausgeübt werden.

R. Ladenburg.

Initialladung, Initialsprengstoff s. Initialwelle.

Initialströmung s. Geschwindigkeitspotential und Stoßdruck.

Initialwellen sind Detonationswellen (s. d.) oder Stoßwellen (s. d.), die beim Auflaufen oder Durchqueren eines detonierbaren Explosivstoffs dessen Detonation auslösen (Initialzündung). Der getroffene Explosivstoff tritt unter dem Einfluß von Druck und Temperatur des Wellenkopfs in exotherme Reaktion (vgl. Explosion). Dadurch wird die Initialwelle im Explosivstoff zu einer instabilen Detonationswelle von übernormaler Geschwindigkeit, die gegen die normale Detonationswelle abfällt. Zündet man z. B. das Gemisch $2 \text{H}_2 + 4 \text{O}_2$ durch Wasserstoffknallgas, so erfolgt im Rohr von 15 mm \varnothing der Abfall von der normalen Detonationsgeschwindigkeit des zündenden (2820 m/sec) auf die normale Detonationsgeschwindigkeit des gezündeten Gemisches (1920 m/sec) innerhalb weniger Zentimeter.

Voraussetzung ist freilich, daß die Initialwelle kräftig genug ist, um sofortige Detonation auszulösen. Das ist sicher der Fall, wenn sie nach Gesamtpuls, Druck, Temperatur und Geschwindigkeit der normalen Detonationswelle des zu zündenden Explosivstoffs überlegen ist. Die Sensibilität (s. d.) des zu zündenden explosiven Systems entscheidet sonst, ob eine bestimmte Initialwelle die Detonation unmittelbar auslöst oder nicht. Die Initialwelle muß nach ihrer Gesamtstruktur beurteilt werden, nicht nach einer Eigenschaft allein, z. B. nicht nur nach ihrer Geschwindigkeit.

Ist die Initialwelle nicht ausreichend, so kann unter Umständen eine je nach der Beschaffenheit des explosiven Systems größere oder geringere Menge des Explosivstoffs in unregelmäßiger Explosion die für die eigentliche Detonation erforderlichen Druck- und Temperaturverhältnisse verzögert erzeugen. Indessen vermag das nicht jeder detonierbare Explosivstoff, und es kommt zuweilen nur zu einer gegen die Schallwelle abfallenden, instabilen, detonationsartigen Welle. Wenn die Initialwelle so schwach, die Sensibilität so gering ist, daß der Explosivstoff überhaupt nicht in Reaktion gezogen wird, so durchläuft ihn nur eine Stoßwelle.

Normale Detonation kann nur ausgelöst werden, wenn von der Initialwelle ein innerhalb der Detonationsgrenzen (s. Explosionsgrenze) befindlicher Explosivstoff getroffen wird. Außerhalb der Detonationsgrenzen vermag auch die stärkste Initialwelle nicht, eine normale Detonationswelle zu erzeugen, d. h. eine Welle, die mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit im Explosivstoff beliebig weit selbständig fortschreiten kann. Außerhalb der Grenzen normaler Detonierbarkeit befinden sich z. B. Methan-Luftgemische bei Atmosphärendruck und gewöhnlicher Temperatur. Auch in solchen Fällen wird eine hinreichend starke Initialwelle den Explosivstoff in Reaktion ziehen. Dann entsteht eine detonationsartige Welle, deren Intensität von der Intensität der Initialzündung und den

Eigenschaften des Explosivstoffs abhängt, und die sich äußerlich von normaler Detonation nur durch den Abfall von Geschwindigkeit und Druck des Wellenkopfs mit wachsendem Wege unterscheidet.

Die Detonation fester Sprengstoffe wird technisch im allgemeinen durch Initialwellen ausgelöst. Läßt man nur die Stoßwelle einer in der Nähe detonierenden Sprengladung auflaufen, so spricht man von Influenzzündung. Explosionsübertragung durch Influenz kann z. B. durch eine Wasserschicht hindurch erfolgen. Wirkt dagegen die Detonationswelle des zur Zündung benutzten Explosivstoffes unmittelbar auf die zu zündende Ladung, so spricht man von Detonationszündung (Initialzündung im engeren Sinn). Die Initialwelle muß möglichst ungehindert in gerader Richtung und von der der Hauptmasse des Sprengstoffs entgegengesetzten Seite her eintreten, da in Richtung der fortschreitenden Detonationswelle die Stoßkraft des Sprengstoffs am größten wird. Daher ist die räumliche Anordnung der Detonatoren (Sprengkapseln und Zündladungen) praktisch von Bedeutung. Unter Umständen ist es vorteilhaft, durch die ganze Länge des Sprengstoffs eine mit Initialsprengstoff angefüllte Detonationszündschnur zu legen, oder eine Zündröhre. Läßt man zwei Detonationswellen in der Mitte der Sprengladung gegeneinander laufen (Kumulationszündung), so ist die Wirkung besonders groß. Bei zweckmäßiger Initialzündung kann unter Umständen eine brisante Wirkung erzielt werden (vgl. Brisanz), die die der normalen Detonation des gezündeten Sprengstoffs noch übertrifft. Auch kann die Explosion eines nicht zu normaler Detonation fähigen Systems unter dem Einfluß geeigneter sehr starker Initialwellen brisanten Charakter annehmen und detonationsartig verlaufen.

Zur Erzeugung der Initialwellen benutzt man Initialsprengstoffe, z. B. Knallquecksilber oder Bleiazid. Vor anderen Sprengstoffen sind sie durch besondere Sensibilität (s. d.) und Brisanz (s. d.) ausgezeichnet: sie detonieren bei Schlag oder raschem Erhitzen. Je geringer die Menge ist, die vor Einsetzen normaler Detonation verbrennt, desto besser eignet sich der Initialsprengstoff — Handhabungssicherheit vorausgesetzt. Nach Explosionswärme und Arbeitsfähigkeit stehen die hochsensiblen Initialsprengstoffe im allgemeinen nicht in erster Reihe. Ihre Wirkung kann verstärkt werden durch eine Initialladung oder Zündladung aus gut detonierbaren Sprengstoffen von großer Brisanz und großem Energieinhalt, z. B. aus Pikrinsäure oder Tetranitromethylanilin. Diese Übertragungsladung schaltet man zwischen Initialsprengstoff (Knallsatz) und Sprengladung.

Initialwellen bzw. Detonationszündung verwendet man in allen Fällen, in denen die Energie eines detonierbaren Sprengstoffs schnell (brisant) und sicher ausgelöst werden soll. Eine große Anzahl von Sprengstoffen läßt sich durch Flamme oder Funken nur zünden, wenn durch Einschluß oder in Gegenwart großer Mengen Gelegenheit zur Drucksteigerung gegeben wird. Manche Explosivstoffe, z. B. Dinitrotoluol, sind gegen Zündung durch Flamme, Funken oder Schlag so unempfindlich, daß erst nach Einführung der Initialzündung (Nobel 1867) der explosive Charakter festgestellt wurde.

R. Wendlandt.

Initialzündung s. Initialwellen.

Injektor s. Dampfstrahlpumpe.

Injektorbrenner. Man unterscheidet Brenner mit Luftansaugung und solche mit Brenngasansaugung. Der bekannteste Vertreter der Brenner mit Luftansaugung ist die von Bunsen angegebene Brennerkonstruktion, bei der das Brenngas (Leuchtgas) aus einer feinen Düse in ein weiteres Rohr, das eigentliche Brennerrohr, strömt und dabei von seitlichen Öffnungen des Brennerrohrs her Luft in dasselbe einsaugt, mit ihr im Hochsteigen sich vermischend. Brenner mit Brennstoffansaugung sind insbesondere in den Sauerstoffschweißbrennern entwickelt worden, bei denen umgekehrt ein Sauerstoffstrahl mit großer Geschwindigkeit achsial in das Brenngas einströmt und dasselbe von rückwärts ansaugt. *Carl Müller.*

Inklination. Der Winkel zwischen der Horizontalebene und der Richtung des magnetischen Feldes der Erde. Die absolute Bestimmung der Inklination geschieht am besten mit dem Erdinduktor (s. d.), sonst mit dem Nadelinklinatorium durch unmittelbare Ablesung des Inklinationwinkels. Das Instrument trägt einen vertikalen Teilkreis, der für die Messung meist in den magnetischen Meridian gedreht wird. In seinem Mittelpunkt befindet sich ein Lager aus Steinen, auf das magnetisierte Nadeln, die „Inklinationsnadeln“ gelegt werden. Die Einstellung ihrer Enden auf der Teilung geben die Neigung des Erdfeldes, doch muß die Schiefe der magnetischen Achse gegen die Figurenachsen und jene der Lager durch Umlagen der Drehachsen um 180° eliminiert werden. Hat die Drehungsachse eine Exzentrizität gegen den Schwerpunkt, so magnetisiert man die Nadeln um. Kennt man die Richtung des magnetischen Meridians nicht, so beobachtet man am besten in zwei beliebigen, aber aufeinander senkrechten Azimuten, weshalb das Instrument einen Horizontalkreis trägt. Dann ist

$$\cot^2 J = \cot^2 J_a + \cot^2 J_{90-a}.$$

Die meisten Nadelinklinatorien haben beträchtliche Instrumentalkorrekturen. *A. Nippoldt.*
Näheres s. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik. 10. Aufl. IV. 2. Braunschweig. Vieweg & Sohn 1914.

Inklinometer. Instrument, die zeitlichen Veränderungen der Inklination zu messen, bestehend aus einem Magnet, der wie eine Inklinationsnadel (s. Inklination) nur diesmal mittels einer Schneide auf einem Lager in der Inklinationsrichtung schwebt und einen Spiegel besitzt, dessen Drehungen mit Fernrohr und Skala oder photographisch wie bei anderen Magnetographen verfolgt werden (s. Deklinometer).

Durch Kompensationsmagnete erhält das Inklinometer auch magnetische Empfindlichkeit.

A. Nippoldt.

Inkohärente Wellen s. Wellenbewegung.

Inkompressibilität. In der Hydrodynamik bezeichnet man als Flüssigkeiten im allgemeinsten Sinn Gase und gewöhnliche (tropfbare) Flüssigkeiten. Letzteren spricht man als hauptsächlichstes Merkmal im Gegensatz zu den „elastischen“ Gasen die Eigenschaft der „Inkompressibilität“ (Unzusammendrückbarkeit) zu. Diese Unterscheidung bedeutet eine gewisse Idealisierung, die aber nur wenig von der Wirklichkeit abweicht, da die Kompressibilität der tropfbaren Flüssigkeiten äußerst gering ist. Unter Umständen kann man auch Gase als inkompressibel bezeichnen, da z. B. bei vielen Strömungsvorgängen die Druckänderungen

in dem strömenden Gas so gering sind, daß die Kompressibilität keine Rolle spielt (vgl. Ideale Flüssigkeit). *S. Erk.*

Inlandeis. Eine Erscheinungsform der Gletscher (s. d.), bei der ein Gebirgsland völlig unter Eis begraben liegt. Das Inlandeis füllt alle Unebenheiten des Landes aus, so daß seine Oberfläche von dem Relief des unter ihm liegenden Erdrums fast gar nicht beeinflusst wird. Dieser Typus der Vergletscherung kommt besonders in den Polarregionen vor. Am stärksten und reinsten ist er in Grönland entwickelt, dessen ganzes Binnenland von einer zusammenhängenden Inlandeismasse eingenommen wird, die rund 2 Millionen Quadratkilometer Flächeninhalt hat und viele hundert, wahrscheinlich stellenweise sogar einige tausend Meter dick ist.

Auf dem Südpolarkontinent scheint, soweit sich dies bei dem jetzigen Stande seiner Erforschung übersehen läßt, das Inlandeis beträchtlich größere Flächen einzunehmen, doch scheint seine Mächtigkeit stellenweise nur gering zu sein.

Solche Länder, die eine Inlandeisbedeckung tragen, befinden sich also unter den gleichen physikalischen Bedingungen wie Nordeuropa und andere, heute von Menschen bewohnte Gebiete zur Eiszeit (s. d.), und ihr Studium ist daher in hervorragendem Maße geeignet, die Entstehung der z. B. in Norddeutschland durch das Inlandeis geschaffenen Oberflächenformen unserem Verständnis zu erschließen.

Das Inlandeis bildet in seiner reinsten Ausbildung eine schildförmige Eismasse, deren Oberfläche aber nur an den Randgebieten aus Eis, im Innern dagegen größtenteils aus Schnee besteht, der nach der Tiefe zu in Firn und dann in Gletschereis übergeht, das im Sommer an den Rändern unterhalb der Firnlinie zutage tritt und unter hohem Druck in das Meer hinaus gepreßt wird. Dann geraten die Enden dieser Inlandeisströme, die sich im Südpolargebiet oft zu dem Typus des Barriere-Eises (s. d.) vereinigen, durch den Auftrieb des Meerwassers ins Schwimmen, und schließlich brechen große Stücke los, die nun als Eisberge (s. d.) den Meeresströmungen (s. d.) folgen.

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—1930.

Innenbeleuchtung, künstliche und natürliche s. Beleuchtungsanlagen, III; ferner Leitsätze, I u. III.

Innere Energie. Unter der inneren Energie eines Systems versteht man die Energie dieses Systems, die nach außen nicht ohne weiteres zur Geltung kommt, also die Energie der Lage und der Bewegung seiner einzelnen Teile, insbesondere auch der Moleküle gegeneinander. So gehört die Wärmeenergie eines Systems zur inneren Energie; dagegen stellt die Energie der Lage des ganzen Systems sowie seine auf die Bewegung des Schwerpunkts bezogene kinetische Energie die äußere Energie dar.

Die innere Energie eines homogenen isotropen Körpers gegebener Masse läßt sich aus seiner Temperatur und seinem spezifischen Volumen ableiten. Der Einfluß des spezifischen Volumens ist darin begründet, daß die Kräfte, welche die einzelnen Moleküle bei großer Dichte aufeinander ausüben, viel stärkere sind als bei geringerer Dichte. Läßt man einen beliebigen Körper, z. B. ein gewöhnliches Gas, bei konstanter Temperatur durch Druckverminderung sich ausdehnen, so wird es

seine innere Energie erhöhen, weil zur Überwindung der molekularen Anziehungskräfte Wärmeenergie aus der Umgebung in das Gas hineinwandern muß. Nach van der Waals (s. Zustandsgleichung) sind diese anziehenden Kräfte, die sich in einem Gase als Zusatzdruck zu dem äußeren Druck äußern, umgekehrt proportional dem Quadrat des spezifischen Volumens. Bei einem idealen Gas bestehen keine Anziehungskräfte zwischen den Molekülen. Darum ist seine innere Energie U unabhängig vom spezifischen Volumen und nur abhängig von der kinetischen Energie der Moleküle, d. h. von der Temperatur. Steht einem idealen Gas, das sich im Volumen V_1 befindet, und das gegen die Umgebung adiabatisch abgeschlossen ist, plötzlich ein größeres Volumen $V_1 + V_2$ zur Verfügung, so tritt keine Temperaturänderung des Gases ein. Ein reelles Gas dagegen muß sich bei einem derartigen Versuch stets abkühlen, doch ist der Effekt bei Luft unter gewöhnlichem Druck so gering, daß Gay Lussac und später Joule experimentell keine Temperaturänderung feststellen konnten.

Henning.

Innere Reibung s. Zähigkeit.

Innere Reibung der Gase und Flüssigkeiten (s. auch hochverdünnte Gase). Bewegen sich zwei einander berührende Schichten eines Gases verschieden schnell, so übt die schnellere auf die langsamere eine Beschleunigung, die langsamere auf die schnellere eine Verzögerung aus. Die schnellere Schicht gibt Bewegungsgröße an die langsamere ab. Die per Flächen- und Zeiteinheit abgegebene Bewegungsgröße nennen wir die innere Reibung des Gases. Nimmt die Geschwindigkeit von Schicht zu Schicht per Zentimeter ebenfalls um einen Zentimeter zu, so nennen wir die eben definierte Größe den Reibungskoeffizienten η des Gases. Das ist also die Bewegungsgröße, die der Flächeneinheit der Schicht in der Sekunde bei der Geschwindigkeitszunahme Eins zugeführt wird.

Nach der kinetischen Theorie können wir die innere Reibung folgendermaßen darstellen. Die Gasschichten sollen sich in horizontaler Richtung bewegen. Die Bewegung der Molekeln wollen wir der Einfachheit halber in drei aufeinander senkrechte Richtungen zerlegen. In vertikaler Richtung bewegen sich also von N Molekeln in der Volumeneinheit des Gases nur $N/3$. Von diesen geht die Hälfte $N/6$ nach oben, ebensoviel nach unten. Durch die Flächeneinheit der Horizontalebene wandern somit in der Sekunde von oben nach

unten $\frac{1}{6} Nc$ Molekeln, wenn c ihre Geschwindigkeit

ist. Wir nehmen an, daß in horizontaler Richtung die Molekeln im Durchschnitt jene Geschwindigkeit haben, welche die Schicht besitzt, in welcher der letzte Zusammenstoß stattfand (s. Stoßzahl). Nehmen wir an, daß auf 1 cm Höhenzunahme die Geschwindigkeit der Schicht ebenfalls um 1 cm zunimmt und daß der letzte Zusammenstoß über unserer Horizontalebene im Mittel um die mittlere Weglänge (s. Molekeln und kinetische Theorie der Materie) von der Horizontalebene absteht, so haben die Molekeln die horizontale Durchschnittsgeschwindigkeit $v + \lambda$, wenn v die Geschwindigkeit der Horizontalebene ist. Die Bewegungsgröße einer Molekel parallel zur Horizontalebene ist daher $m(v + \lambda)$, wenn m die Masse der Molekel ist. Die Gesamtbewegungsgröße, die der

Flächeneinheit der unteren Schicht in der Zeiteinheit mitgeteilt wird, ist gleich der Zahl der Molekeln multipliziert mit der Bewegungsgröße

einer Molekel, d. i. $\frac{1}{6} N m c (v + \lambda)$. Analog finden

wir eine Abnahme von Bewegungsgröße durch die aufwärts fliegenden Molekeln von der Größe $\frac{1}{6} N m c (v - \lambda)$. Da der Reibungskoeffizient η gleich dem Überschuß der nach unten wandernden Bewegungsgröße ist, so wird $\eta = \frac{1}{6} N m c [(v + \lambda) -$

$(v - \lambda)] = \frac{1}{3} N m c \lambda = \frac{1}{3} \rho c \lambda$, indem $N m = \rho$ die Dichte des Gases bedeutet. Die mittlere Weglänge ist $\lambda = \frac{3}{4 N \pi \sigma^2}$ (s. mittlere Weglänge), daher ist

$\eta = \frac{m c}{4 \pi \sigma^2}$. Auf der rechten Seite unserer Gleichung

kommt die Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit nicht mehr vor, d. h. die innere Reibung ist von der Dichte also auch vom Druck des Gases unabhängig, was zuerst von Maxwell gefunden wurde und durch das Experiment innerhalb großer Druckintervalle bestätigt wird.

Aus dem Boyle-Charlesschen Gesetz (s. d.) folgt, daß das Quadrat der Geschwindigkeit c^2 proportional der absoluten Temperatur T ist. Folglich müßte die innere Reibung proportional der Wurzel der absoluten Temperatur sein. Tatsächlich nimmt sie mit der Temperatur jedoch rascher zu. Dies läßt sich erklären wenn man entweder den Durchmesser der Molekeln als Funktion der Temperatur annimmt, was sich so vorstellen läßt, daß bei größerer Geschwindigkeit sich die Molekeln mehr annähern werden als bei geringerer, oder daß die Molekeln Anziehungskräfte aufeinander ausüben, so daß bei geringerer Geschwindigkeit öfter Zusammenstöße stattfinden, als bei größerer, d. h. die mittlere Weglänge mit wachsender Temperatur wächst.

Aus der Gleichung $\eta = \frac{1}{3} \rho c \lambda$ gewinnen wir

$\lambda = \frac{3 \eta}{\rho c}$, wobei wir auf der rechten Seite lauter

experimentell bestimmbare Größen haben, so daß die mittlere Weglänge und damit auch die Stoßzahl (s. d.) ihrem Zahlenwert nach bestimmt werden kann. In folgender Tabelle sind einige Daten angegeben, die sich auf den Druck einer Atm. und die Temperatur $0^\circ C$ beziehen.

	Weglänge	Stoßzahl
Wasserstoff	0,0000186 cm	948 · 10 ⁷
Sauerstoff	106 „	406 „
Stickstoff	96 „	473 „
Kohlensäure	68 „	551 „

Die Formel für die innere Reibung der Gase läßt sich auch auf die Flüssigkeiten anwenden, falls wir die entsprechenden Werte des inneren Drucks der Flüssigkeit (s. d.) und der mittleren Weglänge (s. d.) der Molekeln einführen. Für den Reibungskoeffizienten der Gase erhielten wir $\eta = \frac{1}{3} N m c \lambda$.

Wir schreiben ihn $\eta = \frac{N m c^2}{3} \cdot \frac{\lambda}{c} = \frac{p \lambda}{c}$, wobei p

der Gasdruck (s. Boyle-Charlessches Gesetz) ist. Für eine Flüssigkeit tritt an Stelle von p der innere Druck P (s. d.), für die mittlere Weglänge λ

haben wir aber zu überlegen, daß sie in Gasen groß im Vergleich zum Durchmesser einer Molekel ist. In der Flüssigkeit ist es umgekehrt. Es handelt sich darum, wie groß der Weg im Mittel von einem Stoßpunkt bis zum nächsten ist. Da die Molekeln sehr nahe aneinanderliegen, so könnte man für den zentralen Stoß als Weglänge den Durchmesser σ einer Molekel einführen. Da aber im allgemeinen der Stoß ein exzentrischer ist, so kommt nur ein Teil von σ in Betracht. Als Mittelwert ergibt die Rechnung $\sigma/2$. Danach wird der Reibungskoeffizient $\eta = \frac{P\sigma}{2c}$.

Diese Gleichung bietet einen Weg zur Berechnung der Größe der Molekeln σ , da die übrigen Größen bekannt sind. Auf Quecksilber angewendet, erhält man $\sigma = 30 \cdot 10^{-9}$ cm, eine mit den Resultaten anderer Methoden übereinstimmende Größe.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Ph. IX. 407, 456.

Innerer Druck. Der innere Druck eines Körpers kommt durch die Kräfte zustande, welche die einzelnen Moleküle aufeinander ausüben. Diese Kräfte wirken im Sinne einer Anziehung und haben zur Folge, daß die Moleküle näher aneinander gerückt werden, als es nach den äußeren Drucken allein der Fall sein würde. Nach van der Waals (s. Zustandsgleichung) ist der innere Druck für Gase und Flüssigkeiten gegeben durch den Ausdruck

$\frac{a}{v^2}$, wenn man mit v das spezifische Volumen und

mit a in erster Näherung eine Konstante bezeichnet, die durch das kritische Volumen v_k und den kritischen Druck p_k als $a = 3 p_k v_k^2$ dargestellt werden kann. Hiernach läßt sich berechnen, daß der innere Druck von Stickstoff bei 0° und dem äußeren Druck einer Atm. den Wert $p_i = 0,0022$ Atm. besitzt. Für Wasser von 0° dagegen beträgt der innere Druck $p_i = 6000$ Atm.

Es ist zu bemerken, daß die Größe a zweifellos von der Temperatur abhängt und daß die tatsächlichen inneren Drucke von den nach der van der Waalsschen Gleichung berechneten recht verschieden sein können. Im übrigen sind sie der direkten Messung bisher nicht zugänglich.

Henning.

Inneres Produkt (zweier Vektoren) s. Vektorrechnung.

Inseln. Völlig von Wasser umgebene Landstücke. Man bezeichnet sie als Küsteninseln, wenn es sich um kleine, offensichtlich von der benachbarten Küste abgegliederte Bruchstücke einer größeren Landmasse handelt, als Kontinentalinseln, wenn sie geologisch und morphologisch als Bestandteile eines benachbarten Kontinentes zu betrachten sind, dagegen als ozeanische oder ursprüngliche Inseln, wenn sie fern vom Festlande auf isolierten untermeerischen Erhebungen über den Meeresspiegel emporragen.

Die Küsteninseln sind vielfach durch Senkung von gebirgigen Küsten (s. d.) vom Lande abgesondert worden, oder bei Flachküsten durch Anschwemmungen von lockerem Material entstanden. Bei ihnen kommen durch Angliederung und Abgliederung häufig Übergänge zu Halbinseln vor. Besonders typisch sind sie vor den Fjordküsten als sog. Schären ausgebildet.

Die Kontinentalinseln umfassen alle großen Inseln der Erde bis zu der größten, Grönland, mit

mehr als 2 Millionen Quadratkilometer. Besonders groß sind die Anhäufungen von Kontinentalinseln im Norden von Amerika, sowie im Südosten und Osten von Asien, wo ihre bogenförmige Anordnung erkennen läßt, daß es sich um untergetauchte Randgebirge des Kontinentes handelt.

Die ozeanischen Inseln sind fast sämtlich entweder vulkanische oder Korallenbildungen, die größtenteils mit steilen Böschungen (bis über 50°) aus tiefem Meeresgrunde aufsteigen. Sie sind durchweg klein, denn die größte, Hawaii, hat nur ein Areal von 11400 qkm. Während die vulkanischen Inseln in allen Zonen und Breiten vorkommen, sind die Koralleninseln an ein Gebiet gebunden, in dem die Temperatur des Meerwassers nie unter 20° sinkt. Die ozeanischen Inseln haben sich für die physikalische Erforschung unserer Erde als besonders wertvoll erwiesen. Sie ermöglichten frühzeitig die Ausführung von Schweremessungen fernab von den Kontinenten, wodurch die Ausgestaltung der Lehre von der Isostasie (s. d.) wesentlich gefördert wurde. Auch bei der Erforschung der höheren Schichten unserer Atmosphäre, insbesondere bei der Untersuchung der Windverhältnisse auf den Ozeanen in der Passatregion, konnten sie als wichtige Stützpunkte verwendet werden.

Als Insulosität bezeichnet man den prozentualen Anteil der Inseln an dem Areal der Meere. Sie beträgt für den Atlantischen Ozean 0,05, für den Stillen 0,29, für den Indischen 1,00. Am größten ist der Wert der Insulosität im austral-asiatischen Mittelmeere, nämlich 15,7.

Neben den Inseln der Meere spielen diejenigen der Seen und Flüsse eine untergeordnete Rolle.

Die Existenz fraglicher Inseln, namentlich im Stillen Ozean, ist bis in die Jetztzeit zweifelhaft geblieben, und die Entdeckung neuer, sowie die Feststellung der Nichtexistenz auf den Karten angegebener Inseln dauert gegenwärtig noch an. Überlieferungen von legendären Inseln (Atlantis, Vineta) haben die Phantasie vielfach beschäftigt, doch hat man aus historischer Zeit auch sichere Kunde von versunkenen Inseln. Häufiger dagegen wird das Auftreten von neuentstandenen Inseln, namentlich solchen vulkanischer Natur beobachtet, von denen in diesem Jahrhundert schon einige verzeichnet werden konnten. Wandernde Inseln kommen an Stellen vor, wo starke Meeres- oder Flußströmungen das aus lockeren Anschwemmungen bestehende Material beständig umzulagern vermögen. Schwimmende Inseln lösen sich, namentlich in tropischen Gebieten mit üppiger Vegetation, öfters vom Ufer los und treiben als gewaltige Flöße, die mitunter hohe Bäume tragen, weit in das Meer hinaus.

Die größten Inseln der Erde (mehr als 100000 qkm) sind:

Grönland	2170000 qkm
Neuguinea	786000 „
Borneo	735000 „
Madagaskar	585000 „
Baffinsland	567000 „
Sumatra	410000 „
Großbritannien	230000 „
Hondo	227000 „
Celebes	170000 „
Neuseeland (Süd)	150000 „
Java	126000 „
Cuba	115000 „
Neuseeland (Nord)	115000 „

Neufundland	111 000 qkm
Luzon	106 000 „
Island	103 000 „

Die Gesamtheit aller Inseln dürfte einen Flächeninhalt von etwa 10 000 000 qkm umfassen, also Europa an Größe übertreffen. *O. Baschin.*
Näheres s. A. Supan, Grundzüge der physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—30.

Insolation s. Sonnenstrahlung.

Instabilität, gravitationelle s. Gravitationelle Instabilität.

Integralgesetz s. Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz.

Intensimeter s. Fürstenauintensimeter.

Intensität des Erdmagnetismus s. Erdmagnetismus, Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

Intensität des elektrischen Feldes s. Feldstärke.

Intensität der Magnetisierung nennt man das magnetische Moment eines Kubikzentimeters eines gleichmäßig magnetisierten Körpers. Da man mit magnetischem Moment \mathfrak{M} das Produkt aus Polstärke m und Polabstand l bezeichnet, in diesem Fall aber der Polabstand = 1 wird, so kann man unter Intensität der Magnetisierung auch die Polstärke verstehen, welche auf das Quadratcentimeter des Querschnitts kommt: Ist \mathfrak{M} das magnetische Moment eines gleichförmig magnetisierten Stabes von der Polstärke m , der Länge l dem Querschnitt q , also dem Volumen $V = ql$, dann gilt

$$\mathfrak{M} = m \cdot l; \mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{M}}{V} = \frac{m l}{q l} = \frac{m}{q}. \text{ Gumlich.}$$

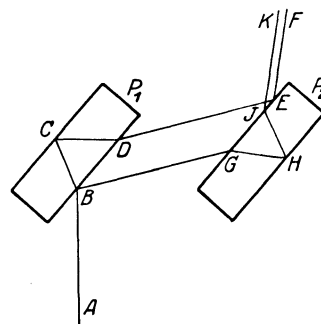
Näheres s. Ewing, Magnetische Induktion in Eisen usw. Deutsche Ausg. von Holborn und Lindeck, Berlin, Jul. Springer, 1892.

Intensitätsverteilung im Röntgenspektrum. Das von einer Röntgenröhre gelieferte Spektrum besteht aus einem kontinuierlichen Untergrunde, der sog. „Bremsstrahlung“ (s. d.) und einem darüber gelagerten Linienspektrum, der „charakteristischen Strahlung“ (s. d.). Die spektrale Energieverteilung des Bremsspektrums, die zuerst von Ulrey (Phys. Rev. Bd. 11, S. 401, 1918) experimentell festgestellt wurde, ist mehrfach auch formelmäßig darzustellen versucht worden, von Behnken (Zschr. f. Phys. Bd. 4, S. 241, 1921), March (Phys. Zschr. Bd. 22, S. 209 und 429, 1921), Wagner und Kulenkampff (Ann. d. Phys. Bd. 66, S. 369 und Bd. 69, S. 548, 1922). Während die Wagner-Kulenkampffsche Formel für mindere Röhrensparnungen bis 12 kV durch sorgfältige Messungen belegt ist, bewährt sich für höhere Röhrensparnungen bis 160 kV nach Glocker und Kaupp (Zschr. f. techn. Phys. Bd. 7, S. 434, 1926), die Formel von Behnken, die bei Beschränkung auf kurze Wellen von $\lambda < 0,16 \text{ \AA}$ die einfache Form $I\lambda = \text{const} (\nu_0 - \nu)$ annimmt. Als Maß für die Intensität ist dabei die durch die Strahlen erzeugte Luftionisation angesehen. *Behnken.*

Intensive und extensive Größen. Solche Zustandsgrößen, die sich bei der Zerlegung eines ausgeglichenen und abgeschlossenen Systems nicht ändern wie Temperatur, Druck, Dichte, heißen intensive Größen. Zustandsgrößen, die sich im Gegensatz hierzu bei der Zerlegung des Systems ändern, wie Volumen, Energie, Entropie und deren Größe man durch Summation über die einzelnen Teile des Systems gewinnt, heißen extensive Größen. *Henning.*

Interferentialrefraktometer. Von Jamin ist zuerst ein Apparat konstruiert worden, um mit Hilfe von Interferenzen kleine Verschiedenheiten von

Brechungsexponenten zu bestimmen. Dieser Jaminscher Interferentialrefraktometer benutzt folgendes von Brewster herrührendes Prinzip: Zwei genau gleich dicke planparallele Glasplatten P_1 und P_2 werden in der durch die Figur dargestellten Weise annähernd, aber nicht vollständig parallel zueinander aufgestellt. Ein auf die erste Platte auffallender Lichtstrahl AB wird teils nach CDEF, teils nach GHJK gelangen. Diese Wege wären vollständig gleich, wenn P_1 und P_2 parallel zu-



Jamins Interferentialrefraktometer.

einander wären. Wegen der geringen Neigung der beiden Platten sind die Wege etwas verschieden und so werden Interferenzen auftreten und zwar, da die beiden austretenden Strahlen EF und JK parallel sind, im Unendlichen. Ändert sich die Einfallrichtung AB etwas, so ändert sich auch der übrige Strahlengang und damit auch der Gangunterschied der beiden Büschel. Die Folge davon ist, daß man bei Benutzung einer ausgedehnten Lichtquelle bei A im Unendlichen eine Interferenzerscheinung bekommt, die aus Fransen parallel zu der Schnittlinie der beiden Platten besteht. Streng genommen haben die Interferenzstreifen kompliziertere Gestalt. Wenn man nun in den Weg des einen Strahls etwa DE eine Substanz mit einem von Luft verschiedenen Brechungsindex bringt, so wird der optische Weg dieses Strahls geändert und somit ändert sich der Gangunterschied der Strahlen EF und JK. Die Interferenzfigur wandert und aus der Größe dieser Wanderung kann man die Änderung des optischen Weges und daraus den Brechungsindex der eingebrachten Substanz berechnen. Der Apparat ist vielfach zur Bestimmung des Brechungsindex von Gasen verwendet worden, insbesondere hat ihn auch Puccianti u. a. zur Untersuchung des Brechungsindex leuchtender Gase benutzt. Man erhält dabei anomale Dispersion (s. d.) in der Nähe der Spektrallinien. — Abänderungen des Jaminschen Interferentialrefraktometers durch Mach, Zehnder u. a. *L. Grebe.*

Näheres s. Handbuch der Physik. Herausgegeben von Geiger u. Scheel, Bd. XX.

Interferenz. Zwei genau oder nahezu parallele Lichtstrahlenbündel können unter Umständen sich in ihrer Wirkung ganz oder teilweise aufheben, so daß Dunkelheit entsteht. Solche Erscheinungen bezeichnet man als Interferenz des Lichts. Sie erweisen die Wellennatur des Lichts. Damit die verwendeten Lichtbündel interferieren können, müssen sie „kohärent“ sein, d. h. ursprünglich von demselben leuchtenden Element ausgegangen sein, so daß sie eine bestimmte Phasendifferenz

bei konstant bleibender Schwingungsebene besitzen (s. Interferenzfähigkeit).

Einer der ersten beim Licht ausgeführten Interferenzversuche ist der sog. Fresnelsche Spiegelversuch: Eine Lichtquelle L (Fig. 1) wird in zwei unter geringem Winkel gegeneinander geneigten Spiegeln S_1 und S_2 gespiegelt. Dann sind in einem Punkte P von den beiden virtuellen Lichtquellen L_1 und L_2 im allgemeinen die Lichtwege r_1 und r_2

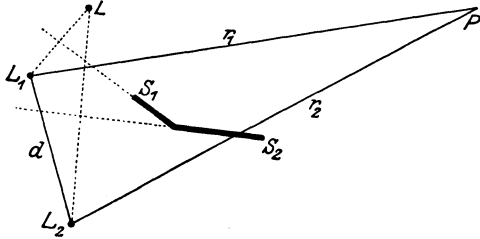


Fig. 1. Fresnelscher Spiegelversuch.

verschieden und dementsprechend ist die Phase der Lichtbewegung in P von den beiden nicht die gleiche. Es tritt Interferenz in P ein. Ist a der Abstand der Verbindungslinie L_1L_2 vom Punkte P , und ist diese Verbindungslinie selbst gleich d , so tritt in der durch P parallel L_1L_2 gelegten Geraden ein System von hellen und dunklen Stellen auf, die den Abstand $\frac{a \cdot \lambda}{d}$ voneinander haben, wo λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist. Eine Abänderung des Fresnelschen Spiegelversuchs benutzt das Fresnelsche Biprisma. Der Versuch ergibt sich dann aus Fig. 2. Zwei Prismen P_1

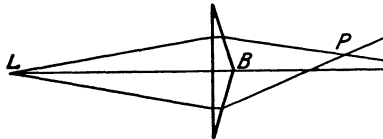


Fig. 2. Fresnels Biprisma.

und P_2 , die mit ihrer Basis B zusammenstoßen, liefern hier durch Brechung Strahlen, die sich in einem Punkte vereinigen und die, wenn der Schnittpunkt nicht auf der Verbindungslinie von L und B liegt, verschiedene Phasen haben.

Auch die sog. Billetschen Halblinsen geben die gleiche Wirkung.

Andere Interferenzapparate s. unter den entsprechenden Stichwörtern. *L. Grebe.*

Näheres s. Bd. XX des Handb. d. Phys. von Geiger und Scheel, sowie anderen Lehrbüchern, z. B. A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik. Leipzig 1900.

Interferenz des Schalles. Wenn ein Körper, z. B. ein Luftteilchen, gleichzeitig von zwei in der gleichen Richtung laufenden Tonwellen getroffen wird, so ist die jeweilige Elongation dieses Luftteilchens die algebraische Summe derjenigen Elongationen, welche jede Tonwelle für sich allein hervorrufen würde (s. Prinzip der ungestörten Superposition). Haben die beiden Tonquellen gleiche Höhe und die beiden Tonwellen für sich genommen gleiche Amplitude und treffen sie mit der gleichen Phase auf das Luftteilchen auf, so erhält diese die doppelte Amplitude und, da die Intensität dem Quadrat der Amplitude proportional ist, die vierfache Intensität. Sind dagegen die Schwin-

gungen der zweiten Tonquelle um eine halbe Schwingungsdauer gegen die der ersten verschoben, so heben sie sich gegenseitig auf und die Elongation des Luftteilchens wird Null. Zwei Tonwellen gleicher Länge verstärken sich also maximal, wenn ihr Gangunterschied $0, 1, 2, \dots$ Wellenlängen oder ihre gegenseitige Phase $0, 2\pi, 4\pi, \dots$ beträgt, und sie heben sich — bei gleichen Amplituden — völlig auf, wenn ihr Gangunterschied $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ Wellenlängen, oder ihre gegenseitige Phase $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ beträgt.

Sind die beiden Tonquellen ein wenig gegeneinander verstimmt, also die beiden interferierenden Wellen von etwas verschiedener Länge, so findet eine allmähliche Änderung der gegenseitigen Phase statt und infolgedessen ein allmähliches An- und Abschwellen der resultierenden Amplitude. Haben zwei Töne von den Schwingungszahlen 100 und 101 pro Sekunde zunächst gleiche Phase, so ist der Phasenunterschied nach $\frac{1}{4}$ Sekunde gleich $\frac{\pi}{2}$, nach $\frac{1}{2}$ Sekunde gleich π und nach einer Sekunde

gleich 2π geworden. Die Zahl der Schwankungen ist also gleich der Differenz der Schwingungszahlen der beiden interferierenden Töne (s. Schwebungen).

Das Auslöschen von Tönen durch Interferenz ist ein gutes Hilfsmittel der Klanganalyse (s. d.). Man hat zu diesem Zwecke besondere Interferenzrohre gebaut. Eine der besten Anordnungen ist die, daß der Klang in einem Hauptrohr entlang geleitet wird, an welches unter rechten Winkeln Nebenrohre angesetzt sind, welche mit verschiebbaren Stempeln versehen sind. Zunächst sollen die Stempel alle bis dicht an das Hauptrohr herangeschoben sein. Wird jetzt ein Stempel um eine Viertelwellenlänge eines durch das Hauptrohr geleiteten Tones herausgezogen, so geht ein Teil seiner Energie in das Nebenrohr und wird an dem Stempel reflektiert. Der Gangunterschied zwischen der direkt fortschreitenden und der an dem Stempel reflektierten Tonwelle beträgt dann gerade eine halbe Wellenlänge. Ist hiermit der Ton noch nicht völlig vernichtet, so werden noch die Stempel in einem zweiten und eventuell dritten Nebenrohr um eine Viertelwellenlänge des betreffenden Tones herausgezogen.

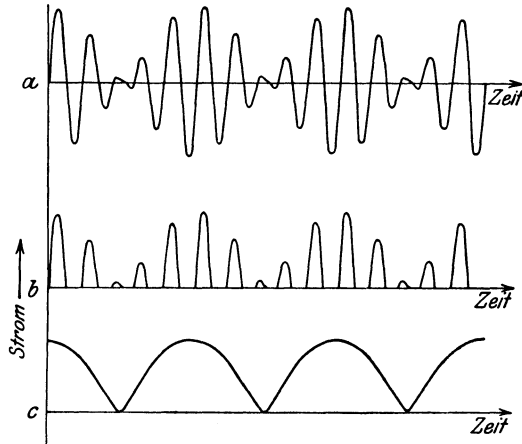
W. Stockmann (Dissert. Breslau 1911) hat die Interferenz kurzer Schallwellen, die von Kondensatorfunken ausgingen, mittels der Boltzmannschen Zwei-Spiegel-Methode, die vielfach zur Bestimmung der Wellenlänge elektrischer Wellen angewendet worden ist, untersucht. *E. Waetzmann.*

Näheres s. E. Waetzmann, Apparat zum Studium der Interferenz des Schalles. Ann. d. Phys. 31, 1910.

Interferenz elektrischer Schwingungen. Überlagern sich zwei elektrische Sinusschwingungen gleicher Frequenz, so erhält man aus der Superposition wieder eine Sinusschwingung derselben Frequenz. Haben die beiden Schwingungen dagegen verschiedene Frequenz, so erhält man als Resultierende eine Schwingung, deren Amplitude sich periodisch ändert (s. Fig. Kurve a). Einen derartigen Vorgang bezeichnet man als Schwebung. Die Zahl der Schwebungen pro Sekunde ist gleich der Differenz der Schwingungsfrequenzen ($\omega_1 - \omega_2$), also um so größer, je mehr die Frequenzen sich unterscheiden. Sind die Amplituden der beiden Einzelschwingungen gleich groß, so sinkt die Amplitude der resultierenden Schwingung bis auf Null herab und steigt maximal auf den doppelten Wert der Einzel-

schwingung. Je mehr sich die Einzelamplituden unterscheiden, um so unvollkommener ist die Schwebung. Während man es bei der Interferenz also mit einer Summation zweier Sinusschwingungen zu tun hat, die sich durch die Gleichung:

$J = J_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + J_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$ darstellen läßt, ist die hiervon streng zu unterscheidende modulierte Sinusschwingung im ein-



Interferenzempfang.

fachsten Fall darstellbar durch das Produkt zweier Sinusschwingungen:

$$J = J_0 (1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t.$$

Näheres s. Joos und Zenneck, Jahrb. d. drahtl. Tel. 22, 93, 1923.

Die Interferenz elektrischer Schwingungen wird in der Hochfrequenztechnik beim Empfang ungedämpfter Schwingungen, bei der Zwischenfrequenzverstärkung und bei der Bestimmung von Wellenlängen benutzt. Beim Empfang ungedämpfter Schwingungen wird durch Überlagerung einer zweiten hochfrequenten Schwingung eine Schwebungsfrequenz erzeugt, die im Hörbereich des menschlichen Ohres liegt. Mit Hilfe eines Gleichrichters z. B. eines Kontaktdetektors wird der Strom in einen pulsierenden Gleichstrom verwandelt (s. Fig. Kurve b), der die Membran eines Telephons infolge ihrer Trägheit in Schwingungen von der Frequenz der Schwebungen versetzt (s. Fig. Kurve c). Damit werden die vom Sender ausgesandten Zeichen im Telephon wahrnehmbar gemacht (s. Schwebungsempfang und Audion). Bei der Zwischenfrequenzverstärkung (s. d.) werden ebenfalls Schwebungen erzeugt, die jedoch oberhalb der Hörfrequenz liegen. Für die Frequenz- oder Wellenlängenmessungen wird im allgemeinen ein geeichter Hilfssender vorausgesetzt, dessen Einstellung solange geändert wird, bis in einem den Schwebungston anzeigenden Telephon der Ton verschwindet. Es ist dann Resonanz vorhanden, d. h. die beiden Grundschwingungen oder harmonischen Oberschwingungen derselben sind einander gleich. Beiderseits der Resonanzlage liegt je ein Tonspektrum, das um so höher wird, je mehr man sich von der Resonanz entfernt. Ist der Hilfssender nicht geeicht, dagegen aber der Kondensator seines Schwingungskreises, so läßt sich aus der Zahl der Schwebungen bei einer bestimmten Verstimmung die unbekannte Frequenz ebenfalls ermitteln.

E. Alberti.

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtl. Tel. 1927, S. 671.

Interferenzempfang s. Heterodynempfang.

Interferenzfähigkeit des Lichts. Zur Interferenz des Lichts sind kohärente Strahlen nötig (s. Interferenz), weshalb im allgemeinen Licht verschiedener Lichtquellen nicht zur Interferenz gebracht werden kann und die Interferenzversuche so angestellt werden müssen, daß Licht einer Lichtquelle durch Zerteilung in mehrere kohärente Bündel zerlegt werden muß. Aber auch in diesem Fall ist die Interferenzfähigkeit nicht unbegrenzt, weil der Schwingungszustand des emittierenden Systems plötzliche Änderungen erfahren kann, nachdem eine Zeitlang in regelmäßiger Folge Lichtwellen ausgesendet worden sind. Man kann mit Hilfe des Interferometers (s. d.) untersuchen, bis zu welchen Gangunterschieden das Licht interferenzfähig bleibt. Für die homogensten Spektrallinien sind diese Gangunterschiede sehr groß. An der roten Cadmiumlinie hat Michelson Interferenzen bis 300000 Wellenlängen Gangunterschied beobachtet. Die größten Gangunterschiede sind neuerdings an einer Kryptonlinie gemessen worden.

L. Grebe.

Näheres s. Gehrcke, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie. Braunschweig 1906. Über die grundsätzlichen Fragen der Interferenzfähigkeit vgl. man Handb. der Phys. von Geiger und Scheel, Bd. 20. Schuster, Einführung in die theoretische Physik.

Interferenzpreventer. Eine von Fessenden angegebene Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie, die den Zweck hat, das Abfangen der Telegramme durch fremde Empfänger zu erschweren. Der zu dem Empfänger gehörige Sender sendet fortgesetzt Wellen einer bestimmten Grundfrequenz aus, die zu übertragenden Zeichen werden mit einer Verstimmungswelle gesandt, deren Frequenz von der Grundfrequenz nur wenig (etwa $\frac{1}{4}\%$) abweicht. Bei der Empfangsanordnung ist in die Antenne eine Verzweigung geschaltet, die so abgestimmt ist, daß in den Zweigen für die Grundfrequenz ein Strom gleicher Stärke fließt. Ferner ist mit den Zweigen ein Detektorkreis so gekoppelt, daß sich in ihm für die Grundfrequenz die induzierten EMK aufheben, für die Verstimmungswelle dagegen nicht. Eine fremde Empfangsstation, die nicht eine außerordentlich große Abstimmbarkeit besitzt, die genügt, zwei um $\frac{1}{4}\%$ verstimmte Wellen zu trennen, kann den Ruhestrom vom Zeichenstrom kaum unterscheiden. Die Anordnung soll auch gegen atmosphärische Störungen gute Resultate ergeben haben.

E. Alberti.

Näheres s. R. Fessenden, El. Review, 59, 77, 1906. Electrician 65, 314, 1910.

Interferometer sind Meßapparate, die auf der Interferenz kohärenter Strahlenbündel (s. Interferenz) beruhen und die hauptsächlich zur genauen Wellenlängenmessung verwendet werden. Das Interferometer von Michelson, welches u. a. zur Ausführung des für die Relativitätstheorie wichtigen Michelsonschen Versuches konstruiert wurde, besteht aus zwei genau gleich dicken planparallelen Platten P_1 und P_2 , auf die Licht unter 45° auffällt. Das bei A einfallende, an der oberen Fläche von P_2 reflektierte Licht fällt durch P_1 auf den Spiegel S_1 , wird reflektiert und gelangt wieder durch P_1 an die Platte P_2 zurück, durchsetzt sie und kommt in das Fernrohr F. Ein anderer Teil des einfallenden Lichts durchsetzt P_2 , wird am Spiegel S_2 gespiegelt, durchsetzt P_2 noch einmal und gelangt durch Reflexion an der oberen Fläche von P_2 nach nochmaliger Durchsetzung dieser Platte ebenfalls

in das Fernrohr F, wo er mit dem ersten Strahl zur Interferenz kommt. Jeder der Strahlen hat also zweimal den zwischen dem entsprechenden Spiegel und der Platte P_2 liegenden Luftweg und dreimal denselben Glasweg zurückgelegt, so daß der Gangunterschied der beiden Strahlen nur durch die doppelte Differenz der beiden Luftwege gegeben ist. Ist nun der Spiegel S_1 parallel zu sich selbst durch eine Mikrometerschraube beweglich, so kann die wirksame Luftdicke verändert werden. Die Anordnung wirkt gerade so, als ob die Interferenz an einer planparallelen Luftplatte mit einer Dicke gleich der Differenz der beiden Luftwege zustande käme. Da jedoch die beiden zur Interferenz kommenden Strahlen im Apparat senkrecht zu einander liegende Wege zurücklegen, konnte der eine Strahlenweg in die Richtung der Erdbewegung, der andere senkrecht dazu gestellt und durch Drehung um 90° einmal der eine, das andere Mal der andere Strahl in dieser Weise gerichtet werden. Ein Einfluß der Erdbewegung auf die Interferenzerscheinung konnte nicht nachgewiesen werden (s. Relativitätsprinzip). Mit großem Erfolg hat dann Michelson sein Interferometer zur absoluten Wellenlängenmessung verwendet. Durch Bewegung des Spiegels S_1 wird im Fernrohr an einer Stelle immer abwechselnd Helligkeit und Dunkelheit

Fig. 1. Michelsons Interferometer.

auftreten. Bei Bewegung des Spiegels um $\frac{\lambda}{4}$ tritt ja immer eine Änderung des Gangunterschieds von $\frac{\lambda}{2}$ auf und damit an Stelle der etwa zuerst vorhandenen Helligkeit Dunkelheit. Durch Abzählen der auftretenden Wechsel bei Verschiebung um einen gemessenen Betrag läßt sich also die Wellenlänge bestimmen. Michelson hat auf diese prinzipiell sehr einfache, praktisch außerordentlich schwierige Weise das Urmeter in Wellenlängen der roten Cadmiumlinie ausgemessen und gefunden $1\text{ m} = 1553\,163,5$ rote Cadmiumwellen oder die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie ist $\lambda = 6438,4722$ Angströmeinheiten. Dieser Wert wird heutzutage der Wellenlängenmessung zugrunde gelegt, da es verhältnismäßig leicht ist, Wellenlängenmessungen relativ zu einer bekannten Wellenlänge auszuführen.

Zu solchen relativen Messungen der Wellenlänge wird meist das Interferometer von Perot und Fabry benutzt, das im Prinzip sich vom Michelson-Interferometer nicht unterscheidet. Es ist ebenfalls eine planparallele Luftplatte, die hier durch zwei an den einander zugewandten Flächen durchsichtig versilberten planparallelen Glas- oder Quarzplatten mit genau parallelen Innenflächen hergestellt ist. Parallel unter einem bestimmten Winkel einfallendes Licht geht entweder wie der Strahl $AA' BB' CC'$ Winkel einfallendes direkt durch, oder wird bei B' nach DD' reflektiert, so daß es mit dem Strahl FF' interferieren kann. Der Gangunterschied ist durch den Weg $BB' DD'$ gegeben. Ist dieser ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge, so tritt Verstärkung ein und auch der

folgende noch einmal mehr reflektierte Strahl GG' trägt zu dieser Verstärkung bei, da auch der neu hinzutretende Gangunterschied wieder ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge ist. Für einen bestimmten Einfallswinkel ist also Helligkeit vorhanden und da bei einer ausgedehnten Lichtquelle dieser Winkel für alle auf einem Kegelmantel liegenden Strahlen auftritt, so wird die Helligkeit (die, weil es sich um paralleles Licht handelt, im Unendlichen auftreten muß, also in der Brennebene eines Fernrohrs beobachtet werden kann) einen Kreisring erfüllen. Für einen anderen Einfallswinkel wird Dunkelheit auftreten, so daß die Interferenzfigur ein System von hellen und dunkeln Kreisen darstellt. Diese Interferenzkurven nennt man, weil sie durch die Neigung der einfallenden Strahlen bedingt sind, Kurven gleicher Neigung im Gegensatz zu den Kurven gleicher Dicke, wie sie etwa bei den Newtonschen Ringen (s. Farben dünner Blättchen) auftreten. Die hellen Ringe sind um so schärfer, je mehr Reflexionen zwischen den Platten an der Interferenzerscheinung beteiligt sind; denn ist etwa der Gangunterschied zwischen dem direkt durchgehenden und dem einmal reflektierten Strahl noch

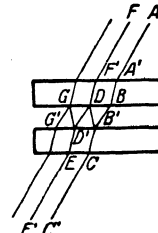


Fig. 2. Perot-Fabry-Interferometer.

nicht $\frac{\lambda}{2}$ sondern etwa $\frac{\lambda}{4}$, so ist er gegen den zweimal reflektierten $\frac{\lambda}{2}$ und wird von diesem ausgelöscht; und je mehr Reflexionen vorhanden sind, um so sicherer wird der zur Auslöschung notwendige Gangunterschied eines Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$ auftreten.

Die Versilberung befördert das Zustandekommen der Reflexionen und damit die Schärfe der Erscheinung. Wenn man nun wie beim Michelson-Interferometer die eine Platte mikrometrisch verschiebbar macht, so kann man wie dort den Apparat zur absoluten Wellenlängenmessung verwenden. Zur relativen Wellenlängenmessung ist das nicht nötig. Man braucht bei feststehenden Platten nur die unbekannte Wellenlänge mit einer bekannten gleichzeitig zu untersuchen. Dann erhält man zwei Ringsysteme, die sich überlagern und an manchen Stellen Koizidenzen geben. Für diese ist der Gangunterschied $n \cdot \lambda$ bzw. $n_1 \cdot \lambda_1$, wo n und n_1 ganze Zahlen, die sog. Ordnungszahlen der Ringe sind. Also ist $n \cdot \lambda = n_1 \cdot \lambda_1$. Die Ordnungszahlen lassen sich bei feststehenden Platten bestimmen und dann aus der bekannten die unbekannte Wellenlänge berechnen.

Ein weiteres Interferometer, die Lummer-Gehrckesche Platte, erreicht die mehrfachen Reflexionen in einer planparallelen Platte dadurch, daß das einfallende Licht fast streifend in die Platte eintritt, wobei zur Vermeidung des Lichtverlustes beim ersten Eintritt ein kleines rechtwinkliges Prisma so auf die Platte aufgekittet wird, daß das Licht fast senkrecht auf die Hypothenusenfläche auffällt. Die Wirkung ist dann ebenso wie beim Perot-Fabry-Interferometer. L. Grebe.

Näheres s. Gehrcke, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie u. Metrologie. Braunschweig 1906. Handbuch der Physik von Geiger und Scheel, Bd. 20.

Aus der Rayleighschen Versuchsanordnung zur Bestimmung der Farbenzerstreuung von Gasen wurde vom Verf. auf Vorschlag von F. Haber ein technisches Meßinstrument entwickelt, das sich für die Konzentrationsbestimmungen in Gasgemischen in der chemischen Industrie eingebürgert hat. Zu Analysen im Laboratorium dient die große Form, das Laboratoriums-Interferometer, das z. B. die Verunreinigung von Wasserstoff durch Sauerstoff mit einer Genauigkeit von nahezu 1/100% festzustellen gestattet; für die Kontrolle von Gasproben in Betriebsräumen sind die kleineren Formen, das tragbare Gasinterferometer, je nach dem mit einer Fehlergrenze von $\frac{1}{50}$, $\frac{1}{25}$ oder $\frac{1}{10}$ CO₂ in Luft bestimmt; eine besonders leichte Ausführungsform stellt der Grubengasmesser für die Aufsichtsbeamten in durch Schlagwetter oder matte Wetter gefährdeten Kohlengruben dar, den der Beobachter um den Hals hängt und am Körper festschnallt, um beide Hände frei zu haben. Schließlich ist das Flüssigkeits-Interferometer zu nennen, das, wie die obigen Modelle, zunächst ebenfalls nur zu relativen Messungen bestimmt ist, aber durch Eichung der Meßschraube seines Kompensators in mannigfaltigster Weise zu Konzentrationsbestimmungen an kristalloiden und kolloidalen Lösungen benutzt wird; es leistet in Kliniken für diagnostische Aufgaben zum Studium der Abderhaldenschen Abwehrfermentreaktion mit den Organpräparaten von P. Hirsch, in ozeanographischen Instituten zur Ermittlung der Lage von Meeresströmungen, in Wasserwerken und in technischen Betrieben aller Art gute Dienste zur optischen Betriebskontrolle. Alle Interferometer sind auch mit aggressiven Gasen oder Lösungen verwendbar, sobald man sie mit Gas- oder Wasserkammern aus Glas mit aufgeschmolzenen Fensterplatten benutzt.

F. Löwe.

Näheres s. Methodik der Gasanalyse s. F. Löwe, Opt. Messungen des Chemikers und des Mediziners, Leipzig 1925 bei Th. Steinkopff. Brechungsindices von Gasen: J. Tauß u. G. Hornung, Ztschr. f. techn. Phys., 8, 338, 1927. Biochemische Anwendungen: P. Hirsch, Klinische Wochenschrift 4. Jahrg., Nr. 28/29, 1925. Technische Anwendungen aller Art: E. Berl u. L. Ranis, Das Interferometer usw. Berlin 1928, Borntraegers Verlag.

Interferrikum. Der durch Luft oder sonstige unmagnetische Stoffe ausgefüllte Zwischenraum zwischen den magnetisierbaren Teilen eines ferromagnetischen Körpers, also beispielsweise der Luftspalt eines geschlitzten Ringes, der Zwischenraum zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten oder eines Elektromagneten, der Luftspalt zwischen Pol und Anker einer Dynamomaschine usw.

Gumlich.

Intermittenzöne s. Variationstöne.

Internationale elektrische Einheiten (Ampere, Volt usw.). Die internationalen Einheiten des Ampere, Volt usw. sind im Gegensatz zu den entsprechenden absoluten Einheiten (s. Praktische elektrische Einheiten) durch empirische Festsetzungen definiert in der Absicht, sie dem absoluten Wert nach Möglichkeit gleich zu machen. Sie sind also gleichfalls Einheiten des elektromagnetischen Maßsystems (s. Elektrische Maßsysteme). Als Grundeinheiten hat man allgemein das Ohm und das Ampere definiert, aus denen sich alle anderen Einheiten dann ableiten lassen. In Deutschland sind die Definitionen der elektrischen Einheiten

durch ein Reichsgesetz vom 1. Juni 1898 festgesetzt; diese Definitionen sind dann auf einem internationalen Kongreß 1908 in London im wesentlichen auch international angenommen worden.

Danach ist jetzt das internationale Ohm definiert als der Widerstand einer Quecksilbersäule von 0° C, die bei durchweg gleichem Querschnitt eine Länge von 106,3 cm besitzt und deren Masse 14,4521 g beträgt (vgl. Quecksilbernormale des Widerstands). Diese Festsetzung ist gleichbedeutend mit: 1 Intern. Ohm = 1,063 SE (Siemens-Einheiten). Im Gegensatz zu dem internationalen Ohm war das in Paris 1884 definierte legale Ohm = 1,060 SE. Das internationale Ampere andererseits wird definiert durch einen konstanten Strom, der beim Durchgang durch eine wässrige Lösung von Silbernitrat in der Sekunde 1,11800 mg Silber niederschlägt (vgl. Silbervoltmeter). Die dieser Definition entsprechende Elektrizitätsmenge ist ein internationales Coulomb.

Da das Silbervoltmeter für den praktischen Gebrauch aber zu unbequem ist und da seine Handhabung auch große Sorgfalt und Vorsichtsmaßregeln erfordert, werden in der Praxis die Messungen mit einem Normalelement (vgl. Westonelement) ausgeführt, so daß also für die Praxis die Einheiten des Widerstands und der Spannung als Grundeinheiten benutzt werden. Die Spannung des Normalelements muß aus den gesetzlich definierten Einheiten Ohm und Ampere abgeleitet werden. Durch gemeinsame Messungen, die von Delegierten mehrerer Staaten (Amerika, Deutschland, England und Frankreich) 1910 in Washington ausgeführt worden sind, wurde die Spannung des Weston-Elements auf das internationale Ohm und Ampere zurückgeführt und zu 1,0183 internationale Volt bei 20°C gefunden. Dieser Wert wurde vom 1. Januar 1911 ab international angenommen. Normalelemente und Normalwiderstände können in den Staatslaboratorien der verschiedenen Länder (in Deutschland bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg) zur Prüfung eingesandt werden, um dort an die Einheiten des Staatsinstituts angeschlossen zu werden. Da die Staatsinstitute ihre Einheiten auch untereinander vergleichen, ist durch diesen Anschluß eine internationale Übereinstimmung der bei den Messungen benutzten Einheiten von etwa einem Zehntausendstel gewährleistet. Für wissenschaftliche Messungen kann eine noch weitergehende Übereinstimmung (bis auf einige Hunderttausendstel) erzielt werden.

Spätere Untersuchungen haben nun gezeigt, daß die empirisch festgesetzten internationalen Einheiten nicht genau den absoluten Einheiten entsprechen. Das internationale Ohm ist nach Messungen in Deutschland (P. T. Reichsanstalt) und England (Nat. Phys. Lab.) um etwa ein halbes Promille zu groß festgesetzt. Bei dem internationalen Ampere scheint die Abweichung erheblich kleiner zu sein, doch sind die vorliegenden Messungen nicht ausreichend, um die Abweichung mit Sicherheit angeben zu können. Es wird daher zweckmäßig bis auf weiteres angenommen, daß das internationale Ampere dem absoluten Wert genau entspricht. Dann ergeben sich für die verschiedenen Einheiten folgende Beziehungen zwischen den internationalen und absoluten praktischen Werten:

1 internat. Ampere	= 1,0000	absol. Ampere	
1 „ Ohm	= 1,0005	„ Ohm	
1 „ Volt	= 1,0005	„ Volt	
1 „ Coulomb	= 1,0000	„ Coulomb	
1 „ Watt	= 1,0005	„ Watt	
1 „ Joule	= 1,0005	„ Joule =	$1,0005 \times 10^7$ Erg.
1 „ Farad	= 0,9995	„ Farad	
1 „ Henry	= 1,0005	„ Henry	

W. Jaeger.

Näheres s. im Handbuch der Physik (Geiger u. Scheel) Bd. II (Allg. phys. Konstanten) und Bd. XVI (Die elektr. Maßsysteme und Normalien), Verlag von Julius Springer, Berlin 1926/27.

Internationale Kerze (Standardkerze) = $\frac{10}{9}$ HK

s. Einheitslichtquellen Nr. 8.

Intervall, musikalisches, ist gegeben durch das Verhältnis der Schwingungszahlen der beiden das Intervall bildenden Töne. In der folgenden Tabelle sind die musikalischen Namen einiger der wichtigsten Intervalle nebst ihren Zahlenverhältnissen zusammengestellt:

Prim	1 : 1
Oktave	2 : 1
Duodezime	3 : 1
Quinte	3 : 2
Quarte	4 : 3
Große Terz	5 : 4
Kleine Terz	6 : 5
Große Sexte	5 : 3
Kleine Sexte	8 : 5
Große Septime	15 : 8
Kleine Septime	9 : 5
Große Sekunde	9 : 8
Kleine Sekunde	16 : 15

Aus dem „großen Ganzton“ $\frac{9}{8}$ entsteht der „kleine Ganzton“ $\frac{10}{9}$ durch Multiplikation mit $\frac{8}{9}$ („Komma“); ferner ist $\frac{10}{9} = \frac{16}{15} \cdot \frac{3}{4}$ also zerlegbar in das Intervall des „großen Halbtons“ $\frac{16}{15}$ und des „kleinen Halbtons“ $\frac{3}{4}$. E. Waetzmann. Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Intramerkurielle Planeten. Um die Perihelbewegung des Merkur zu erklären, die in Widerspruch zum Newtonschen Gesetz steht und die jetzt durch die Relativitätstheorie völlig geklärt ist, zu deuten, hatte man an die Möglichkeit gedacht, daß sie durch Störungen eines oder mehrerer kleiner Planeten innerhalb der Merkurbahn hervorgerufen würden. Die Suche nach diesen Planeten bei Sonnenfinsternissen war vergeblich. Bottlinger.

Intramolekularbewegung ist die innere Bewegung der Moleküle (Rotation, Pendelung) im Gegensatz zur translatorischen Bewegung. Sie spielt in der kinetischen Gastheorie eine Rolle. Reichenbach.

Invar s. Längenmessungen.

Invariable Ebene s. n-Körperproblem und Poinsotheorie.

Invariante ist eine Größe, welche beim Übergang von einem Bezugssystem zum anderen ungeändert bleibt, im Gegensatz zur Kovarianten, welche sich bei dem Übergang mit transformiert. So ist die Entropie eine Invariante der Lorentztransformation, die elektromagnetische Feldstärke eine Kovariante. Reichenbach.

Inverser Starkeffekt ist die Beeinflussung von Absorptionslinien durch elektrische Felder (s. auch Starkeffekt), das elektrische Analogon zum inversen Zeemaneffekt, bisher besonders an den Linien des Na u. K untersucht. Die nach der klassischen Elektronentheorie auf Grund dieses inversen Starkeffekts zu erwartende abnorm große elektrische Doppelbrechung wurde in unmittelbarer Nähe der D-Linien beobachtet (vgl. Elektrooptische Doppelbrechung). R. Ladenburg.

Inverser Zeemaneffekt. Dem direkten Zeemaneffekt (s. d.) an Emissionslinien der Gasspektren entspricht der „inverse“ oder indirekte Effekt an den Absorptionslinien in allen Einzelheiten. Die besonders von Drude, Lorentz und Voigt ausgearbeitete Elektronentheorie der Absorption und Dispersion (s. d.) erlaubt die genaue Berechnung wenigstens des „normalen“ Effekts dadurch, daß zu den Grundgleichungen die vom Magnetfeld auf das bewegte Elektron ausgeübte Kraft, analog der Biot-Savartschen Kraft zwischen Magnetpol und fließendem Strom, hinzugenommen wird. Diese Theorie liefert ferner unmittelbar die quantitative Erklärung für die Begleiterscheinungen des Z., die anomale magnetische Drehung der Polarisationssebene (s. d.) in der Nähe der Absorptionslinien bei longitudinaler Beobachtung, ferner den Faradayeffekt, d. h. die gewöhnliche magnetische Drehung (s. d.), sowie die anomale magnetische Doppelbrechung bei transversaler Beobachtung in der unmittelbaren Nähe von Absorptionslinien (s. d.). Denn da verschieden polarisierte Lichtstrahlen ihr Absorptionsmaximum bei verschiedenen Wellenlängen haben, besitzen sie auch verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit, d. h. der ins Magnetfeld gebrachte Körper wird doppelbrechend. Bei longitudinaler Beobachtung erzeugt die verschiedene Geschwindigkeit der entgegengesetzt zirkular polarisierten Komponenten nach Fresnel eine Drehung der Polarisationssebene (s. d.).

Über Beobachtungen des Zeemaneffekts und seiner Begleiterscheinungen an schmalen Absorptionslinien von Kristallen s. Magnetooptische Erscheinungen an Kristallen. R. Ladenburg. Näheres s. Handb. d. Elektr. u. d. Magn. Bd. IV, 2. S. 393—406, 1915 (bearbeitet von W. Voigt).

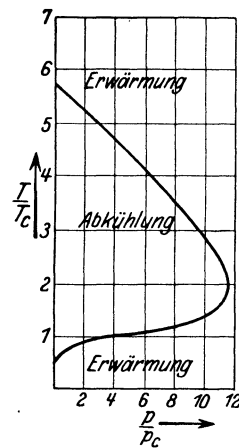
Inversion s. Vektorrechnung.

Inversion, atmosphärische. Atmosphärische Inversion liegt vor, wenn die Temperatur mit der Höhe, statt, wie gewöhnlich, abzunehmen, zunimmt. Bei der „idealen Inversion“ geschieht diese Zunahme sprunghaft. Durch Mischungsvorgänge erstreckt sich die Temperaturzunahme auf eine mehr oder weniger mächtige Schicht. Die Inversion ist meist mit Änderungen der Feuchtigkeit und des Windes verbunden. Die Inversionsschichten pflegen annähernd horizontal zu verlaufen und überdecken oft große Areale. Dies ist besonders bei solchen Inversionen der Fall, die mit den Grenzflächen zwischen verschiedenen Luftkörpern zusammenfallen (s. Gleitflächen). Inversionen können sich aber auch im Innern von einheitlichen Luftkörpern bilden, sobald der vertikale Verlauf von Temperatur und Feuchtigkeit die Strahlungsverhältnisse innerhalb eines Luftkörpers unhomogen macht. Die Sätze über Zusammenhang von Druck und Temperatur (vgl. Atmosphäre, Temperaturgradient) ergeben, daß eine Schicht von unteradiabatischem Gradienten beim Absteigen zur Isothermie und zur Inversion werden kann. Z. B. eine Luftmasse in 5500 m Höhe mit Temperaturabnahme von $0,5^\circ$ für 100 m ($\gamma = \frac{\gamma_0}{2}$), deren Druck sich beim Herabsinken auf den Meeresspiegel verdoppelt ($\frac{p'}{p} = 2$), erreicht bei gleichbleibendem Querschnitt den Meeresspiegel als isotherme Schicht ($\gamma' = 0$). Wächst der Querschnitt dabei auf das 1,5fache, so ergibt sich eine Inversion mit $\gamma' = -0,5^\circ$ für

100 m. Da in Antizyklonen, in denen die Luft am Boden ausströmt, eine solche Querschnittsvergrößerung absteigender Luft entstehen kann, treten in Antizyklonen häufig starke Bodeninversionen auf. „Obere Inversion“ wird vielfach gleichbedeutend mit Stratosphäre (s. d.) benutzt. Die Inversionen ändern ihre Höhenlage näherungsweise im Zusammenhange mit den Flächen gleicher potentieller Temperatur (s. d.). *Tetens.*

Inversionskurve. Unterzieht man ein Gas einem Joule-Thomson-Versuch (s. d.), so tritt unter gewissen Versuchsbedingungen Abkühlung, unter anderen Bedingungen Erwärmung des Gases ein. Findet überhaupt kein Temperatureffekt statt, so liegen die Bedingungen der „Inversion“ vor. Aus der thermodynamisch begründeten Gleichung $dT = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp$ ersieht man, daß im Falle einer differentialen Druckänderung die Temperaturänderung verschwindet, wenn $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{v}{T}$ ist.

Trägt man in ein $v-T$ -Diagramm die Isobaren des Gases ein, so findet man für jede dieser Linien im allgemeinen zwei Punkte, in denen die Tangente $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ die Neigung $\frac{v}{T}$ besitzt. Die Verbindungslinie dieser so ausgezeichneten Punkte, welche selbst als eine gekrümmte Linie im $v-T$ - bzw. $p-T$ -Diagramm darstellbar ist, heißt die Inversionskurve des Joule-Thomson-Effekts. Damit folgt, daß also im allgemeinen für jeden Druck p , bei dem der differentiale Joule-Thomson-Effekt vor-



Inversionskurve des Joule-Thomson-Effekts für Luft.

genommen wird, zwei Inversionstemperaturen vorhanden sind. Die Inversionskurve ist in der nebenstehenden Figur für Luft dargestellt, teils nach den Beobachtungen von Hausen, teils nach den Berechnungen von Jakob. Die Ordinate bezeichnet das Verhältnis der absoluten Temperatur zur kritischen Temperatur (die sog. reduzierte Temperatur); die Abszisse stellt den reduzierten Druck dar. Nur für reduzierte Drucke unterhalb des Wertes 12 gibt es hiernach je zwei Inversionspunkte. Verfolgt man in diesem Druckgebiet den Joule-Thomson-Effekt bei gleichbleibendem Druck p/p_c für ständig abnehmende Temperatur, so hat man zunächst ein Gebiet der Erwärmung, dann eines der Abkühlung und schließlich wieder ein Gebiet der Erwärmung zu durchschreiten. Während der obere Teil der Inversionskurve durchaus dem gasförmigen Gebiet angehört, bezieht sich der untere Teil auf die Flüssigkeit. Dieses besonders interessante Stück der Kurve ist durch Beobachtungen von Hausen sichergestellt.

Bei kleinen Drucken liegt die obere Inversionstemperatur für alle Gase außer Helium, Neon und Wasserstoff oberhalb Zimmertemperatur.

Findet der Joule-Thomson-Effekt nicht zwischen benachbarten, sondern erheblich verschiedenen Drucken statt, so ist die Bedingung der Inversion sowohl von der Anfangstemperatur als auch dem Anfangs- und Enddruck abhängig und nur angebar, wenn die Zustandsgleichung des Gases bekannt ist.

Inversionsmethode von Rudzki. Nach dem Greenschen Satze kann die Form einer Niveaufläche der Erde aus den Schwerewerten auf derselben nur dann bestimmt werden, wenn diese Fläche alle Massen in sich einschließt. Da nun das Geoid, die theoretische Erdoberfläche, mit der Meeresfläche zusammenfällt, so daß die ganzen Kontinentalmassen außerhalb des Geoides fallen, so muß man vor Anwendung des Satzes eine Verlagerung oder Idealisierung der Massen vornehmen. Eine solche wird auch aus Konvergenzgründen verlangt. Ist Q ein Punkt des Geoides GG' , so ist die Entfernung dieses Punktes vom Mittelpunkt O größer als für alle Punkte P innerhalb einer Kugel vom Radius OQ . Es läßt sich das Potential aller solcher inneren Punkte nach Potenzen von $\frac{OP}{OQ}$ entwickeln. Für alle Punkte aber außerhalb dieser Kugel, wie P' , ist $OP' > OQ$ und man kann nur nach Potenzen von $\frac{OQ}{OP'}$ entwickeln. Um also mit einer einheitlichen Formel für das Potential in Q auszukommen, muß man sich auch die äußeren Massen nach innen verlegt denken.

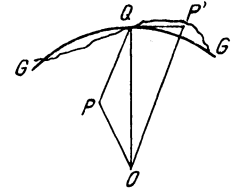


Fig. 1. Innerer (P) und äußerer Punkt (P') der Erde.

Rudzki zeigt, daß man die Massen derart nach innen schaffen kann, daß die Form des Geoides für die neue Massenlagerung die gleiche ist, wie für die ursprüngliche. Im Punkt P (Fig. 2) außerhalb des Geoides befindet sich die Masse m . Diese Masse soll ersetzt werden durch eine Masse m' auf der Verbindungslinie OP , so daß das Potential von m' auf einen beliebigen Punkt Q des Geoides das gleiche ist, wie das von m . Ist λ der Winkel bei O , so lautet diese Bedingung:

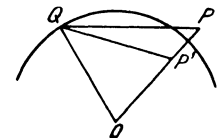


Fig. 2. Zur Inversionsmethode von Rudzki.

$$\frac{k^2 m}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \lambda}} = \frac{k^2 m'}{\sqrt{R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \lambda}}$$

wenn $OQ = R$, $OP = r$ und $OP' = r'$ ist.

Man genügt dieser Bedingung durch den Ansatz

$$r' = \frac{R^2}{r} \quad m' = \frac{R}{r} \cdot m.$$

Das Geoid darf dabei als Kugel betrachtet werden. Durch diese Verlagerung und Veränderung der Massen ändert sich also die Geoidfläche nicht. Dagegen ändert sich im ganzen übrigen Raum sowohl das Potential, wie die Schwere, und auch auf dem Geoid selbst bleibt die Schwere nicht die gleiche. Da es sich nur um die Bestimmung der Form des Geoides handelt, so hat dies keine Bedeutung. Die Erdmasse selbst ändert sich nur um

$$\text{den kleinen Betrag } \frac{2}{396 \cdot 10^6}$$

A. Prey.

Näheres s. M. P. Rudzki, Physik der Erde. 1911.

Invertierte Bohrsche Modelle s. Atomkern.

Invertilemeter s. Entfernungsmesser.

Invertzucker s. Saccharimetrie.

Ion. Ein elektrisch geladenes Atom oder Molekül heißt nach dem Griechischen *ἰων* = wandernd, weil es im elektrischen Felde in der Richtung der Feldlinien „wandert“. Nach dem Medium unterscheidet man elektrolytische Ionen, Gas-Ionen, feste Ionen usw., nach der elektrischen Ladung positive oder Kationen und negative oder Anionen (s. d.). In der Chemie dringt allmählich die Auffassung durch, daß Ionen chemisch von den neutralen Atomen, aus denen sie entstanden sind, als völlig verschieden anzusehen sind. Zu der gleichen Anschauung führen die Spektren der Ionen und ihrer Mutterelemente. Das Spektrum eines einwertig positiven Ions ist dem Spektrum des im periodischen System vorhergehenden Elements vielfach sehr ähnlich, dagegen von dem Spektrum des Elements, aus dem das Ion entstanden ist, völlig verschieden. *Güntherschulze.*

Ionen, elektrolytische, sind die als Träger positiver oder negativer Elektrizität im elektrischen Felde zur Kathode wandernden Kationen oder zur Anode wandernden Anionen eines Elektrolyten. Zu den ersteren gehören im allgemeinen die Metall-Ionen, das Wasserstoff-Ion und das Ammonium-Ion, zu letzteren die Ionen der Halogene und der Säurereste sowie das Hydroxyl-Ion. Siehe auch Elektrolyse, Leitvermögen der Elektrolyte, Elektrochemie, Elektrolytische Dissoziation. *H. Cassel.*

Ionenbeweglichkeit. Die Geschwindigkeit, welche die Ionen in einem elektrischen Felde von der Feldstärke l erlangen, wird als „Ionenbeweglichkeit“ definiert. Wenn man von der Beweglichkeit der Gas-Ionen überhaupt oder speziell von der der Ionen in der Luft spricht, nimmt man als Einheit der Feldstärke häufig 1 Volt pro cm (also 1/300 der elektrostatischen Einheit). Das hat den Vorteil, daß dann für die Ionenbeweglichkeit nicht zu große Zahlen resultieren. Die gewöhnlichen Mol-Ionen in Luft haben eine Beweglichkeit von ca. 1—2 cm/sec pro Volt/cm. Die schwer beweglichen Ionen (vgl. „Langevin-Ionen“) haben mehr als tausendfach geringere Beweglichkeit. Zur Messung der Ionenbeweglichkeit in atmosphärischer Luft haben Gerdien und Mache spezielle Methoden angegeben.

Mache verwendet den Ebertschen Ionenzähler (vgl. diesen Artikel) und schaltet diesem Kondensator einen auf das gleiche Rohr passenden kleinen Zylinderkondensator vor, in dem mittels einer kleinen Hilfsbatterie von 10—20 Volt ein konstantes Feld erregt wird, dessen Stärke absichtlich so gewählt ist, daß nicht alle Ionen der durchgesaugten Luft entzogen werden. Man mißt nun zuerst in gewöhnlicher Weise die Ionenzahl pro ccm ohne Vorsteckkondensator, sodann unter Vorschaltung des Hilfskondensators. Die Differenz der beiden Messungen bildet dann ein Maß für die am Hilfskondensator niedergeschlagenen Ionen (wobei vorausgesetzt wird, daß sich die Ionendichte während des Versuchs nicht geändert hat. In freier Luft kann diese Voraussetzung nicht immer zutreffen. Daher sind Mittelwerte aus mehreren abwechselnd nacheinander ausgeführten Messungen zuverlässiger). Bezeichnen wir den beobachteten Voltverlust pro Zeiteinheit am Elektrometer ohne Vorschaltkondensator mit V_1 , den mit Vorschaltkondensator mit V_2 , die Hilfsspannung des Mache-

schen Vorschaltkondensators mit E , die Menge der pro Zeiteinheit vom Aspirator geförderten Luftmenge mit m , die Radien des Zylinderkondensators mit R und r , die Länge der Innenelektrode des Vorschaltkondensators mit l , so ergibt sich die Beweglichkeit u nach der Formel

$$u = \frac{(V_1 - V_2) \cdot m \cdot \lg R/r}{2\pi \cdot l \cdot E \cdot V_1}$$

Das Gerdien'sche Verfahren besteht darin, daß man die Menge der auf dem Hilfskondensator und auf dem Hauptkondensator eines Aspirators niedergeschlagenen Ionen gleichzeitig mißt: dadurch wird man von eventuellen Änderungen der Ionendichte während der Messung unabhängig und gewinnt Zeit. Man braucht dann zwei Elektrometer, von denen das eine die niedrige, das andere die hohe Spannung mißt. Oder man verwendet den Gerdien'schen variablen Kondensator, der gestattet, während der Messung die Kapazität des Apparats auf ungefähr den zehnfachen Betrag zu steigern. Man liest also zunächst vor der Aspiration die Spannung an dem Elster-Geitel'schen Elektroskop ab, erniedrigt dann durch Zuschalten der bekannten Hilfskapazität das Potential, macht den Aspirationsversuch und erhöht am Schluß der Aspiration durch Verminderung der Kapazität das Potential auf eine für den Meßbereich des Elektrometers passende Höhe. Die Messung des Spannungsabfalls bei niedriger Spannung während der Aspiration gibt in bekannter Weise ein Maß der polaren elektrischen Leitfähigkeit, welche durch das Produkt aus Elementarquantum, Ionendichte und Beweglichkeit der Ionen des betreffenden Vorzeichens $e \cdot n \cdot u$ definiert ist (vgl. „Leitfähigkeit“), während die Messung bei der ca. 10fach höheren Spannung ein Maß für die Ionendichte $e \cdot n$ ergibt. Division der beiden Größen liefert daher die gesuchte Beweglichkeit u . Sind im Luftstrom Ionen verschiedener Beweglichkeitsgrade enthalten, so erhält man für u einen Mittelwert.

Die Beweglichkeit der negativen Ionen ergibt sich fast stets etwas größer, als die der positiven Ionen. Schweidler und auch Gockel fand, daß mit wachsender relativer Feuchtigkeit die Ionenbeweglichkeit abnimmt, doch ist diese Abhängigkeit häufig von anderen Einflüssen verdeckt.

In größerer Seehöhe werden erhöhte Werte der Beweglichkeit beobachtet. Theoretisch ist zu erwarten, daß die Ionenbeweglichkeit verkehrt proportional mit dem Luftdruck sich ändert. Bei der geringen Zahl der vorliegenden Beobachtungen im Freiballon und Flugzeug und der oft recht ungleichmäßigen Abnahme der Staubkernzahl mit der Höhe kann man nicht erwarten, dieses Gesetz bei den vorliegenden Messungen, in der freien Atmosphäre bestätigt zu finden: so fand Wigand im Ballon in 4000 m Höhe $u = 6-9$ cm/sec: Volt/cm. Besonders ausgeprägt ist auch der Einfluß des Föhnwindes in den Alpen auf die Ionenbeweglichkeit; sie wird durch die Anwesenheit der trockenen, staubkernarmen, aus größerer Höhe stammenden Föhnluft meist aufs doppelte erhöht (B. Huber).

Zwischen den normalen Mol-Ionen ($u = 1$ cm/sec: Volt/cm) und den sehr schwer beweglichen Langevin-Ionen ($u = 0,0005$) existieren nach Beobachtungen von Pollock (Sydney) noch Typen von Ionen mittlerer Beweglichkeit („intermediäre Ionen“), deren Wert etwa 0,015 cm/sec: Volt/cm beträgt. *V. F. Hess.*

Näheres s. H. Mache und E. v. Schweidler, *Atmosphärische Elektrizität*. 1909. H. Benndorf und V. F. Hess, *Luftlektrizität* (in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, V. Bd., 1. Hälfte Vieweg, Braunschweig 1928).

Ionendeformation. Gerät ein Ion in den Einfluß eines elektrischen Feldes, so werden die Schwerpunkte der positiven und der negativen Ladung auseinanderrücken, das Ion wird „deformiert“ oder „polarisiert“ werden. Solche Deformationen sind von besonderer Bedeutung für den Aufbau der Materie, wenn das elektrische Feld durch Ionen erzeugt wird; dieser Fall liegt vor bei polaren Kristallen und Molekülen. Der Zusammenhang der Polarisationsseigenschaften mit Bau, Ladung und Größe der Ionen wurde hauptsächlich durch die Arbeiten von Fajans geklärt; von ihm wurde auch die Auswirkung der Ionendeformation auf die physikalischen und chemischen Eigenschaften untersucht; die quantitative Durchführung einiger Probleme wurde von Born, Heisenberg und Hund in Angriff genommen.

Ein Maß für die Polarisierbarkeit eines Ions ist das elektrische Moment α , das durch die Feldstärke I infolge der Polarisation erzeugt wird. Diese Größe α ist proportional der Molrefraktion für unendlich lange Wellen. Die Molrefraktion ist daher ebenfalls ein zweckmäßiges Maß für die Deformierbarkeit; die Zerlegung der Molrefraktionen in Werte für die einzelnen Ionen wurde von Wasastjerna, sowie von Fajans und Joos vorgenommen. Born und Heisenberg konnten die Molrefraktionen einiger gasförmiger Ionen aus spektroskopischen Daten berechnen; ihre Werte stimmen mit denen von Wasastjerna und Fajans gut überein.

Die Deformierbarkeit eines Ions wird um so größer sein, je lockerer die Elektronen gebunden sind, also je größer seine negative Ladung, bzw. je kleiner seine positive Ladung ist und je größer sein Radius ist. Die deformierende Wirkung eines Ions wächst mit der Größe der positiven oder negativen Ladung und mit abnehmendem Radius. Ferner ist noch der Bau der Ionen zu berücksichtigen; Ionen mit 18 oder 20 Außenelektronen wirken stärker deformierend als etwa gleich große Ionen vom Edelgastypus. Man kann kurz sagen: die deformierende Wirkung eines Ions wächst mit zunehmender Feldstärke.

Die Deformation der Anionen durch die Kationen ist gleichbedeutend mit einer Verfestigung der Elektronenhülle; bei dieser Erscheinung vermindert sich die Refraktion. Umgekehrt besteht die Einwirkung der Anionen auf die Kationen in einer Lockerung der Elektronenhülle, wobei sich die Refraktion erhöht. Diese letztere Wirkung kann häufig gegenüber der Deformation der Anionen durch die Kationen vernachlässigt werden; in extremen Fällen ist sie jedoch zu berücksichtigen. Nach Fajans kann die Verfestigung im Sinne der Refraktion parallel gehen mit einer Lockerung der Elektronen im Sinne der Absorption; er gelangt so zu einer Erklärung der Farbigkeit vieler anorganischer Verbindungen. Z. B. ist die blaue Farbe der Cuprerverbindungen keine Eigenschaft des freien Cu^{++} -Ions, wie aus der Farblosigkeit des wasserfreien CuSO_4 und CuF_2 hervorgeht; die blaue Farbe entsteht vielmehr durch die Deformationswirkung des Cu^{++} -Ions auf die Wassermoleküle. Mit Hilfe der Deformationstheorie lassen

sich ferner eine Reihe von wichtigen Tatsachen qualitativ erklären, z. B. die Schwerlöslichkeit vieler Schwermetallsalze, der verschiedene Gang der Atomabstände und Gitterenergien (s. d.) bei Salzen mit edelgasähnlichen Kationen einerseits, Schwermetallkationen andererseits, der eigentümliche Gang der Siedepunkte der Alkalihalogenide, die lichtelektrische Leitfähigkeit von Kristallen usw. Von besonderer Bedeutung sind die Deformationserscheinungen für die chemische Kristallographie; hier haben V. M. Goldschmidt, sowie Hund grundlegende Zusammenhänge gefunden.

Mit zunehmender Stärke der Deformation nimmt der polare Charakter ab und man gelangt schließlich zu nichtpolaren Verbindungen. So kommt man, ausgehend von polaren Salzen in der Reihe NaCl , MgCl_2 , AlCl_3 , SiCl_4 , PCl_5 , zu Verbindungen vom Typus der Nichtmetallmoleküle, in den Reihen NaF , MgO , AlN , SiC , oder AgF , AgCl , AgBr , AgJ zu diamantartigen Körpern. *Wolff.*

Näheres s. K. Fajans, Die Eigenschaften salzartiger Verbindungen und Atombau, *Zschr. f. Krist.* 61, 18, 1925; 66, 321, 1928. H. G. Grimm, Atombau und Chemie in Geiger-Scheels Handb. d. Physik. Bd. XXIV, Kap. 6. V. M. Goldschmidt, Geochem. Verteilungsgesetze der Elemente VII und VIII, *Det Norske Vid. Akad. Oslo SKr. Mat.-nat. Kl.* 1926, Nr. 2, Nr. 8.

Ionengröße. Zur Berechnung der Absolutgrößen der in Kristallen auftretenden Ionen wurde eine Reihe verschiedener Methoden vorgeschlagen. Während Wasastjerna die Molrefraktionen, Cabrera und Joos die diamagnetischen Suszeptibilitäten zur Berechnung von Ionengrößen benutzten, sind in neuerer Zeit vor allem die durch die Röntgenanalyse experimentell bestimmbaren Atom- und Ionenabstände herangezogen worden. Mit Hilfe der Bornschen Gittertheorie und des Bohrschen Atommodells haben Fajans, Herzfeld, Grimm eine große Zahl von Ionenradien aus experimentellen Daten abgeleitet und geschätzt. Die Bornsche Theorie nahm an, daß die Elektronenhüllen der Ionen im Kristall sich in beträchtlichem gegenseitigen Abstand befinden; im Gegensatz dazu haben W. L. Bragg und V. M. Goldschmidt Ionengrößen unter der Annahme dicht gepackter Ionen berechnet. Die Quantenmechanik, die die Bornschen Vorstellungen und das Bohrsche Atommodell modifizierte, hat der letztgenannten Berechnungsart die theoretische Rechtfertigung gegeben. Allerdings sind die Werte von Goldschmidt aus einwandfreierem Material abgeleitet als die von Bragg und verdienen daher größeres Vertrauen, insbesondere da sie neuerdings durch quantenmechanische Berechnungen von L. Pauling weitgehend bestätigt wurden, bei denen nur sehr wenige experimentelle Daten Verwendung fanden.

Die erwähnten verschiedenen Berechnungsweisen führen zu Ionengrößen, die nicht unbeträchtlich voneinander verschieden sind; die für praktische Schlußfolgerungen ausschlaggebende Abstufung der Ionengrößen wird aber nach allen diesen Methoden sehr ähnlich gefunden. Es gelten daher für die nach verschiedenen Methoden gefundenen Ionengrößen die gleichen Gesetzmäßigkeiten, insbesondere:

a) Die Größe von Ionen gleicher Elektronenzahl nimmt mit zunehmender Ladung stark ab.

b) Die Größen gleichgeladener Ionen vom Edelgasbau zeigen die charakteristische Abstufung (Grimm):

$$(a_{Ar} - a_{Ne}) > (a_X - a_{Kr}) \sim (a_{Em} - a_X) > (a_{Kr} - a_{Ar}) \quad (1),$$

wobei a die Ionengröße, der Index das Edelgas angibt, das denselben Bau hat wie das betreffende Ion.

c) Die Ionen mit 18 Außenelektronen sind beträchtlich kleiner als die ihnen vorangehenden und die auf sie folgenden gleichgeladenen Ionen mit 8 Außenelektronen, z. B. $Cu^+ < K^+ < Rb^+$; $Cd^{++} < Sr^{++} < Ba^{++}$ (Niggli).

Die Tabelle zeigt die von Goldschmidt ermittelten Absolutwerte der Radien für einige der wichtigsten Ionen. Diese Radien sind in geringer Weise vom Kristallgittertypus abhängig; ihre Gültigkeit ist ausdrücklich auf Ionengitter beschränkt. Für Atomgitter hat Goldschmidt Radien aufgestellt, die stark von diesen Werten abweichen.

Bewährt haben sich die Ionenradien als Hilfsmittel bei der Erforschung unbekannter Kristallstrukturen, insbesondere der Silikate (Bragg) und bei der Erforschung der Isomorphieerscheinungen (Grimm, Goldschmidt). Außerdem sind die Ionengrößen neben Bau und Wertigkeit wichtige Charakteristika für das physikalische und chemische Verhalten der Ionen. Das erkennt man unter anderem daran, daß Ungleichung 1) nicht nur für die Ionengrößen selbst, sondern auch für eine ganze Reihe von Eigenschaften der freien Ionen und Atome, sowie ihrer Verbindungen gilt — und zwar sowohl bei polarer wie bei nichtpolarer Bindung. Z. B. zeigen Atomabstände, Molrefraktionen, Schmelz- und Siedepunkte, Ionisierungsspannungen und viele andere Eigenschaften Abstufungen gemäß 1).

Ionenradien in 10^{-8} cm nach V. M. Goldschmidt.

	H ⁻	Li ⁺	Be ⁺⁺			
	1,27	0,78	0,34			
O ⁻⁻	F ⁻	Na ⁺	Mg ⁺⁺	Al ⁺⁺⁺	Si ⁴⁺	
1,32	1,33	0,98	0,78	0,57	0,39	
S ⁻⁻	Cl ⁻	K ⁺	Ca ⁺⁺	Sc ⁺⁺⁺	Ti ⁴⁺	
1,74	1,81	1,33	1,06	0,83	0,64	
Se ⁻⁻	Br ⁻	Rb ⁺	Sr ⁺⁺	Y ⁺⁺⁺	Zr ⁴⁺	
1,91	1,96	1,49	1,27	1,06	0,87	
Te ⁻⁻	J ⁻	Cs ⁺	Ba ⁺⁺	La ⁺⁺⁺	Ce ⁴⁺	
2,11	2,20	1,65	1,43	1,22	1,02	
	Cu ⁺	Zn ⁺⁺	Ga ⁺⁺⁺	Ge ⁴⁺		
	—	0,83	0,62	0,44		
	Ag ⁺	Cd ⁺⁺	In ⁺⁺⁺	Sn ⁴⁺		
	1,13	1,03	0,92	0,74		
	Au ⁺	Hg ⁺⁺	Tl ⁺⁺⁺	Pb ⁴⁺		
	—	1,12	1,05	0,84		
Cr ⁺⁺⁺	Mn ⁺⁺	Fe ⁺⁺	Fe ⁺⁺⁺	Co ⁺⁺	Ni ⁺⁺	
0,65	0,91	0,83	0,67	0,82	0,78	
Seltene Erden:	Ce ³⁺				Cp ³⁺	
	1,18	Abnahme bis			0,99	

Näheres s. K. F. Herzfeld und H. G. Grimm, Bd. XXII von Geiger-Scheels Handb. d. Physik, Kap. 5. H. G. Grimm, ebenda Bd. XXIV, Kap. 6. V. M. Goldschmidt, Ber. Dtsch. Chem. Ges. 60, 1263, 1927.

Ionenprodukt. Die Anwendung des Massenwirkungsgesetzes (s. d.) auf die Dissoziation eines gelösten Elektrolyten führt, elektrostatische Störungen (s. Aktivierung) ausgeschlossen, zu der Gleichung:

$$(\text{Konz. des Anions}) \cdot (\text{Konz. des Kations}) = \text{const.} \\ (\text{Konz. der undissoziierten Substanz})$$

Handelt es sich nun um ein schwerlösliches Salz, von dem noch im Bereich der verdünnten Lösungen (wo der Ansatz nur gilt) Bodenkörper vorhanden ist, so ist die Konzentration der undissoziierten Substanz bei konstanter Temperatur eine Konstante, nämlich ihre Löslichkeit. Dadurch wird: $(\text{Konz. des Anions}) \cdot (\text{Konz. des Kations}) = \text{const.}$

In obigen Gleichungen sind natürlich, falls aus einer Molekel n Ionen der betreffenden Gattung entstehen, die Konzentrationen noch in die n -te Potenz zu erheben. Das Produkt der Ionenkonzentrationen heißt Ionenprodukt und ist also bei konstanter Temperatur eine Konstante. Wird es überschritten, z. B. durch Hinzufügen eines Überschusses der einen Ionengattung, so muß so lange undissoziiertes Salz ausfallen, bis die Konzentrationen klein genug zur Wiederherstellung des I. geworden sind. Bei geringer Löslichkeit und daher relativ großem Überschuß fällt dieser fast völlig aus. Das ist der Mechanismus der analytischen Fällungsreaktionen.

Wird umgekehrt eine der Ionenkonzentrationen stark vermindert, z. B. durch Bildung eines sehr schwach dissoziierten Komplexsalzes, das dieses Ion enthält, so muß dafür Bodenkörper in Lösung gehen, bis die Konzentration der Ionen genügend gestiegen ist, um das I. wiederherzustellen. Das ist der Vorgang der Auflösung schwerlöslicher Niederschläge im Überschuß des Fällungsmittels oder in Fremdsalzen. Schwab.

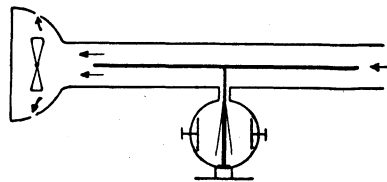
Ionenradien s. Ionengröße.

Ionenröhren s. Gashaltige Röntgenröhren.

Ionschalter s. Schalter.

Ionenstrahlen. Wenn Ionen durch starke elektrische Felder auf hohe Geschwindigkeit gebracht werden, vermögen sie große Strecken verdünnten Gases geradlinig zu durchdringen, verhalten sich also wie Strahlen. Die wichtigsten Ionenstrahlen sind die Kanalstrahlen, die Anodenstrahlen und die α -Strahlen (s. d.). Güntherschulze.

Ionenzähler oder Ionenaspirator heißt ein von H. Ebert angegebener Apparat, welcher dazu dient, den Gehalt der Luft an positiven oder negativen Ionen zu ermitteln. Über den Begriff der „Ionenzahl“ vgl. dieses Stichwort. Das Prinzip



Ionenzähler nach Ebert.

der Messung des Ionengehalts der Luft mit dem Ebertschen Apparat besteht darin, daß man mit Hilfe eines durch ein Federuhrwerk betriebenen Aspirators (Luftschaube, Turbine) ein bekanntes Luftquantum durch einen Zylinderkondensator strömen läßt, dessen äußeres Rohr geerdet ist, während die innere Elektrode (ein in der Achse des Rohrs angebrachter Stab), positiv oder negativ geladen, mit einem Wulfschen Zweifadenelektrometer oder einem Elster-Geitelschen Elektroskop in Verbindung steht (vgl. die schematische Figur). Die in dem angesaugten Luftquantum

enthaltenen, mit konstanter Geschwindigkeit längs der Rohrachse fliegenden, gegenüber der Innenelektrode ungleichnamig geladenen Ionen beschreiben, sobald sie in das elektrische Feld des Zylinderkondensators eintreten, parabolische Bahnen, welche bei hinreichender Feldstärke an der Oberfläche der Innenelektrode enden. Zwischen Feldstärke und Geschwindigkeit des angesaugten Luftstroms besteht eine Bindungsgleichung, welche von Gerdien aufgestellt worden ist und aussagt, bis zu welcher Spannung die Innenelektrode geladen werden muß, wenn man alle normal beweglichen Ionen aus dem Luftstrom abfangen will. Bei den käuflichen Typen des Ebertschen Ionenzählers (von Firma Günther und Tegetmeyer, Braunschweig, oder Th. Edelmann, München) ist dafür Sorge getragen, daß bei allen möglichen Luftgeschwindigkeiten, welche die Turbine liefert und bei den üblichen Ladespannungen diese Bedingung erfüllt ist. Bezeichnet n die Zahl der Ionen eines Vorzeichens in ccm, e das Elementarquantum, also $n \cdot e$ die in ccm vorhandene, an Ionen gebundene Ladungsmenge in ESE und beobachtet man an dem Apparat (Kapazität C) während einer Aspirationsdauer von t min. einen Voltabfall von $V_0 - V_1$, so ist bei bekannter Luftfördermenge v (ccm/min) die Ionenzahl

$$n \cdot e = \frac{C (V_0 - V_1)}{300 \cdot v \cdot t}.$$

Der Faktor 300 rührt von der Umrechnung der Volt in elektrostatische Spannungseinheiten her. Der Ionenaspirator ist ein speziell für Reisen, Expeditionen u. dgl. eingerichtetes, leicht zu handelndes Instrument. Da bei den üblichen Versuchsbedingungen stets auch ein Teil der schwerbeweglichen Ionen mit abgefangen wird, so empfiehlt es sich, diesen Anteil durch besondere Versuche zu ermitteln. Bei feuchtem Wetter ist durch Anbringung von Trocknung mit Natrium gegen Versagen der Bernsteinisolation des Elektrometers Vorsorge zu treffen. Um einen gut meßbaren Spannungsrückgang zu erhalten, ist eine Aspirationsdauer von 3—15 Min. (je nach Empfindlichkeit des Elektrometers) erforderlich. Natürlich muß von dem direkt gemessenen Voltabfall noch die „natürliche Zerstreuung“, d. h. der Voltabfall bei abgestelltem Aspirator subtrahiert werden. C. Nordmann, sowie P. Langevin und M. Moulin haben auch Apparate angegeben, um die Ionenzahl fortlaufend zu registrieren.

V. F. Hess.

Näheres s. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnetism., Bd. III. Atmosphärische Elektrizität von E. von Schweidler und K. W. F. Kohlrausch.

Ionenzahl. Unter Ionenzahl oder besser „spezifischer Ionenzahl“ versteht man die Zahl der in 1 ccm jeweilig anwesenden freien Gas-Ionen. Über die Methode der Bestimmung der Ionenzahl in der Luft mittels des Ebertschen Aspirators vgl. den Artikel „Ionenzähler“. Mit diesem Apparat werden alle in einem bestimmten angesaugten Luftquantum enthaltenen Ionen eines Vorzeichens an einer Elektrode abgefangen: man mißt also eigentlich nur die Gesamtladung, die von den Ionen der einen oder anderen Art pro ccm getragen wird. Nennen wir diese E , die Zahl der Ionen pro ccm n , die Elementarladung der Elektrizität e , so ist $E = n \cdot e$. Bei Angabe von E ist man also von der Größe des elektrischen Elementarquantums unabhängig. Man bezieht nun E gewöhnlich auf

1 ccm, so daß man dann die eben genannte Beziehung in der Form $E = 10^6 \cdot n \cdot e$ zu schreiben hat. E bedeutet dann einfach die elektrische Ladung, die an positive oder negative Ionen gebunden in 1 ccm Luft enthalten ist (E_+ , E_-). Man nennt E häufig auch Ionendichte, ob zwar diese Bezeichnung eigentlich ganz unsachgemäß ist. Besser ist die von einigen Autoren verwendete Bezeichnung „Ionengehalt“. Das Verhältnis E_+/E_- , welches ein Maß für den Überschuß der einen Ionenart bildet und meist größer als 1 ist (Überschuß an positiven Ionen), wird mit q bezeichnet.

Beobachtungsergebnisse liegen von fast allen Weltteilen vor. Im Mittel ergibt sich für E_+ 0,3 bis 0,4 ESE pro ccm, für E_- ein um 10—20% kleinerer Wert. Nimmt man für das Elementarquantum den als zuverlässigsten geltenden Wert von Millikan ($e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ ESE), so entsprechen diesen Mittelwerten Ionenzahlen von 620—840 positiven Ionen und entsprechend weniger negativen Ionen pro ccm.

In den Alpenländern wurden etwas höhere Werte beobachtet, als im übrigen Mitteleuropa: z. B. in Bayern $E_+ = 0,5$, $E_- = 0,4$, $q = 1,25$, im Atlantischen Ozean $E_- = 0,32$ — $0,39$, $E_+ = 0,26$ bis $0,30$ (Boltzmann, Eve, Berndt), im Stillen Ozean $0,20$ — $0,48$ (Linke, Knoche), $q = 1,0$. Auf den zahlreichen Fahrten der Forschungsschiffe der Carnegie-Institution (Washington) fanden Bauer, Swann, Fleming, Mauchly u. a., daß die Mittelwerte von E in den verschiedenen Meeren und geographischen Breiten kaum merklich verschieden sind. Die mittleren Ionenzahlen betragen etwa 600—700 und sind ebenso groß als die Mittelwerte über Festlande. Der Quotient $q = \frac{n_+}{n_-}$ über See ist im Mittel etwa 1,20.

Das Verhalten des Ionengehalts über dem Ozean ist um so bemerkenswerter, als dort eine der Hauptquellen der atmosphärischen Ionisation, nämlich die radioaktiven Substanzen, fast gänzlich fehlen. In den Kordillern erhielt Knoche die extrem hohen Werte $E_+ = 0,97$, $E_- = 0,90$. Bei Messungen im Ballon wurde im allgemeinen ein Anstieg der Ionenzahlen mit der Höhe gefunden. Innerhalb von Wolken (Nebel) kann die Zahl der leichtbeweglichen Ionen auf weniger als $\frac{1}{10}$ ihres normalen Werts verringert sein (Adsorption der Ionen an Nebelteilchen).

Die Ionenzahlen zeigen einen jährlichen Gang (Maximum im Sommer oder Frühherbst, Minimum im Winter). Der tägliche Gang ist lokal sehr verschieden. Von meteorologischen Einflüssen ist festgestellt: 1. Ansteigen der mittleren Ionenzahl mit steigender Temperatur, dagegen 2. Verminderung der Ionenzahl mit zunehmender relativer Feuchtigkeit, mit steigendem Luftdruck und steigendem Potentialgradienten.

Bei den erwähnten Messungen mit dem Ebertschen Ionenzähler werden hauptsächlich die Ionen mit normaler Beweglichkeit (vgl. „Mol-Ionen“) gezählt. Die schwer beweglichen („Langevinschen“) Ionen sind also nicht eingerechnet. Der Anteil der letzteren kann je nach dem Gehalt der Atmosphäre an Staub, Ruß, Wasserteilchen und sonstigen Beimengungen sehr stark variieren. Am Eifelturm fand Langevin, daß manchmal bis zu 50mal mehr schwerbewegliche Ionen als Mol-Ionen vor-

handen waren. Dennoch haben die ersteren für die Elektrizitätsleitung in der Atmosphäre meist nur untergeordnete Bedeutung: ihre Beweglichkeit im elektrischen Felde ist eben so gering, daß ihr Anteil an der gesamten Leitfähigkeit höchstens 2% beträgt. Wohl aber können sie, wenn eine Ionenart überwiegt, beträchtliche freie Raumladungen in der Luft hervorrufen und so den Potentialverlauf stören (vgl. „Raumladung“).

Die Beobachtungen auf Bergen und in Luftfahrzeugen haben übereinstimmend eine starke Zunahme des Ionengehalts mit der Höhe ergeben. So fand Knoche in den Colivianischen Kordillern (5000 m) $E_+ = 1,12$, $E_- = 0,96$, Wigand in gleicher Höhe im Flugzeug $E_+ = 1,14$, $E_- = 0,94$. Dieser Anstieg ist aber nicht etwa, wie man anfangs glaubte, auf eine vermehrte Wirkung der ultravioletten Sonnenstrahlen zurückzuführen; denn es wurde gezeigt, daß die ionisierenden Teile des Sonnenspektrums ($\lambda < 150\mu\mu$) selbst in 9 km Höhe gänzlich fehlen. Die Zunahme des Ionengehalts ist vielmehr auf die Wirkung der Höhenstrahlung (Ultra-Gammastrahlung, Ultrastrahlung) zurückzuführen (vgl. „Höhenstrahlung“). V. F. Hess. Näheres s. V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen (Sammlung Vieweg, Bd. 84). Braunschweig 1926.

Ionisation der Atmosphäre s. Elektrizitätshaushalt der Erde und Atmosphäre, Ionenzahl, Luftelektrizität.

Ionisationsmanometer. Zur Messung eines niedrigen Drucks kann man die elektrischen Entladungserscheinungen, wie sie sich in Abhängigkeit vom Vakuum zeigen, benutzen. Mehr qualitativ eignet sich dazu bereits eine Entladungsröhre mit zwei einander gegenübergestellten Elektroden aus Aluminium; dazu ein Induktorium von einigen Zentimetern Schlagweite. Nach Stintzing gilt für den Zusammenhang zwischen Druck und Aussehen der Entladungserscheinung nachstehende Tabelle:

Größenordnung des Drucks in mm Hg	Entladungserscheinung	
	Form	Farbe
10^1	Faden	rot
10^0	„	„
10^{-1}	Schichten	violett-weißlich
10^{-2}	„ ohne Schichtung	bläulich-weißlich desgl. und alle Ränder grün
10^{-3}	„ nur noch stoßweise	alle Ränder grün fast alles grün und blaugrün
10^{-4}	„ nur bei Stromkommutierung	blaugrün fahlgrau
10^{-4}	„ gar keine Entladung, auch nicht bei Kommutierung.	„

Sollen Drucke noch unterhalb 10^{-4} mm Quecksilbersäule geschätzt werden, so muß man parallel zu der Entladungsröhre eine Funkenstrecke legen.

Es muß dann ein kräftiger Induktor genommen und der Abstand der beiden Aluminiumplatten im Vakuum klein gemacht werden, damit die Funken-schlagweite um ein vielfaches gegenüber dem Plattenabstand gesteigert werden kann. Hindernd wirkt hier das Auftreten des Pseudohochvakuums (s. daselbst), das die Anwendung der Entladungsröhre als Vakuummeter sehr beeinträchtigt.

Zuverlässiger und besser sind die Elektronenröhren (s. d.), bei denen nach Aussetzen der elektrischen Entladung besondere Elektronenquellen künstlich die Entladung wieder beleben, etwa durch Glühen der Kathode, die meistens aus Wolfram besteht. Zwischen Glühkathode und Anode bildet sich im Vakuum ein elektrischer Strom aus, der — abgesehen von der Form der Elektroden — abhängt a) von der Temperatur der Kathode, b) von der Größe des Anodenpotentials und c) von der Güte des Vakuums. Nimmt man die Charakteristik einer solchen Röhre auf: Elektronenstrom als Funktion der angelegten Spannung, so wird diese Kurve nach anfänglichem Steigen parallel zur E-Achse: die Sättigung ist erreicht. Die Größe des Sättigungsstroms hat Richardson

berechnet zu: $I_s = A \cdot \sqrt{\frac{R}{2\pi m}} \cdot e^{-\frac{B}{T}}$, wo $A = n \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{R}{2\pi m}}$, $B = \gamma/R$, n die in der Volumeneinheit des emittierenden Materials befindlichen Elektronen, ϵ/m das Verhältnis von Ladung und Masse des Elektrons, R die allgemeine Gaskonstante, T die absolute Temperatur und γ die für den Austritt eines einzelnen Elektrons erforderliche Austrittsarbeit bedeutet. Solange noch keine Sättigung

eingetreten, ist $I = K \cdot E^{3/2}$ wo $K = \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{9\pi a}$. a ist der Abstand der Elektroden. Diese letzte Formel ist das Raumladungsgesetz von Langmuir und Schottky. Die Abhängigkeit von $E^{3/2}$ kann zum Nachweis eines guten Vakuums benutzt werden.

Wird noch eine dritte Elektrode hinzugenommen, so ergeben sich für die Verwendung einer solchen Elektronenröhre zwei Schaltungsmöglichkeiten:

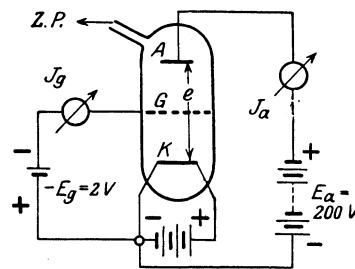


Fig. 1. Elektronenröhre als Vakuummeter. Schaltung 1. Art.

Fig. 1. Das Gitter wird schwach negativ geladen, die Anode stark positiv. Es wird dann der Gitterstrom I_g und der Anodenstrom I_a gemessen. Sind nun in der Röhre noch Gasreste vorhanden, so werden diese durch Stoß ionisiert und vom Gitter angezogen. Es entsteht mithin ein Gitterstrom in entgegengesetzter Richtung, wie der von den Elektronen gebildete Strom, wie er z. B. bei positiver oder nicht hinreichend negativer Gitterspannung auftritt. Diese Umkehr der Stromrichtung bei allmählich gesteigerter negativer

Gitterspannung ist ein sicheres Zeichen dafür, daß der Strom wirklich von positiv geladenen Teilchen herrührt. I_g ist nun dem Gasinhalt und dem die Stoßionisation erzeugenden Elektronenstrom I_a proportional. Es ist daher $V = I_g/I_a$ ein Maß für

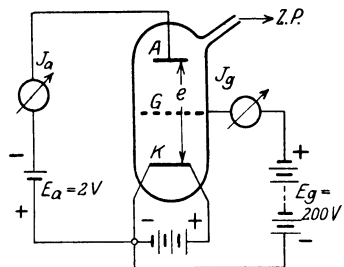


Fig. 2. Elektronenröhre als Vakuummeter. Schaltung 2. Art.

die Güte des Vakuums. V wird Vakuumfaktor genannt. Experimentell zuverlässiger und einfacher ist die zweite Schaltung Fig. 2, bei der Gitter und Anode ihre Rollen vertauscht haben. Diese Schaltung ist besonders bei Röhren mit kleinem Durchgriff anzuwenden.

Darüber hinaus werden noch mannigfaltig andere Schaltungen einer Elektronenröhre zur Vakuummessung benutzt, indem man die bei Anwesenheit von Gasresten beobachteten Störungen in Elektronenröhren im eigentlichen Gebrauch in Abhängigkeit vom Druck qualitativ oder quantitativ für die Messung des niedrigen Drucks benutzt.

H. Ebert.

Ionisatoren. Energiequellen, welche im Stande sind, Ionen zu erzeugen. Die wichtigsten sind:

1. Licht löst vorwiegend von den Oberflächen, auf die es auftrifft, Elektronen ab. Die Wirkung ist um so stärker, je kürzer die Wellenlänge des Lichts (je größer seine Frequenz) und je kleiner die Ablösearbeit der Elektronen der getroffenen Oberfläche ist. Am wirksamsten ist die Kombination ultraviolettes Licht und Alkalimetalloberfläche (s. Lichtelektrisches Leitvermögen).

2. Die an das ultraviolette Licht anschließenden Röntgenstrahlen. Sie zerlegen einige Atome der von ihnen durchstrahlten Körper in positive Ionen und Elektronen.

3. Erhöhte Temperatur. Heiße Oberflächen geben spontan Elektronen ab. Die erforderliche Temperatur ist um so niedriger, je kleiner die Ablösearbeit der Elektronen ist. Bei den Alkalimetallen genügt dunkle Rotglut, bei Wolfram ist helle Weißglut nötig.

4. Bei sehr hoher Temperatur werden die Gasmoleküle durch die Heftigkeit der Wärmestöße in positive Ionen und Elektronen zerlegt. Die erforderliche Temperatur ist um so niedriger, je kleiner die Ionisierungsspannung des Gases ist. Bei Cs-Dampf genügen schon 2000°C zur Erzeugung einer sehr starken Ionisierung.

5. Die radioaktiven α -, β -, γ -Strahlen. Am ergiebigsten sind α -Strahlen. Ein α -Teilchen erzeugt in Luft etwa 100000 Ionenpaare.

6. Reibungsvorgänge (s. Reibungselektrizität).

7. Elektronen- und Ionenstoß (s. Elektronenstoß).

8. Einige chemische Vorgänge. Z. B. werden bei der Vereinigung von Na und Cl Elektronen emittiert.

Güntherschulze.

Ionisierung. Die Erzeugung von Ionen und Elektronen aus neutralen Atomen oder Molekülen durch die Ionisatoren (s. d.). Ionisierung ist Vorbedingung für den Durchgang des elektrischen Stroms durch Gase (sowie durch flüssige und feste Dielektrika). Die Zahl der erzeugbaren Ionen und Elektronen ist in Gasen in der Regel gegenüber der Zahl der unveränderten Moleküle außerordentlich gering. Nur bei den Temperaturen junger Sterne sind alle Atome ionisiert.

Güntherschulze.

Ionisierung durch radioaktive Strahlung. Der Anprall der α - und β -Strahlen — die Ionisierung durch γ -Strahlen ist nur eine indirekte — spaltet aus getroffenen Gasmolekeln negativ geladene Elektronen-Ionen und positiv geladene Atom-Ionen ab, die sich — außer in sehr verdünnten oder heißen Gasen — sofort durch Anlagerung von Gas-Molekel-Aggregaten in die sogenannten „Gas-Ionen“, mit der Beweglichkeit $v_- = 1,89$,

$v_+ = 1,37 \frac{\text{cm/Sek.}}{\text{Volt/cm}}$ für die negativ und positiv geladenen verwandeln.

Solche Ionen, zwischen den Belegungen eines geeigneten Kondensators erzeugt, wandern im elektrischen Feld und sind die Träger eines leicht zu messenden Stroms, dessen Stärke — hohes Gefälle, d. i. „Sättigungsstrom“, vorausgesetzt — ein vergleichbares Maß für die pro Volum- und Zeiteinheit erzeugten Ionen, für die „Ionenzahl“, gibt. Diese hängt ab von der Dichte der Strahlung und von der Ionisierungsfähigkeit f der verwendeten Strahlenart, d. i. die auf der Längeneinheit des Strahlungsweges erzeugte Zahl von Ionen. Die Ionisierungsstärke nimmt cet. par. zu mit Abnahme der Geschwindigkeit v der Korpuskularstrahlung bis zu einem Grenzwert v' , unterhalb dessen das Ionisierungsvermögen erlischt und die Regel den Sinn verliert. Für Überschlagsrechnungen bequem ist die rohe Annäherung, daß sich die auf den cm-Strahlenweg bezogenen Ionisierungsfähigkeiten f der γ -, β - und α -Strahlen verhalten wie $1:10^2:10^4$ (dünne Strahlenschichten vorausgesetzt).

Im speziellen ergibt sich für die drei Strahlenarten:

1. α -Strahlen: Die Ionisierungsstärke eines α -Teilchens steigt bis zum Ende der Reichweite (s. d.) an, um nach Erreichung eines ausgeprägten Maximums am Ende seiner Flugbahn in Luft plötzlich auf Null zu sinken (Braggsche Kurve). Die Ionisierung durch ein homogenes paralleles Bündel von α -Teilchen läßt sich entsprechend diesem Umstande bis zum Maximum darstellen durch konst.

$q = z f \cdot e = \frac{\text{konst.}}{\sqrt{(R-x) + 1,33}}$, worin R die Reichweite und x den zurückgelegten Weg bedeuten. In Verbindung mit einer ganz ähnlichen Formel für den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Reichweite (s. d.) folgt daraus $q \sim \frac{1}{v}$. Die Zahl

der pro Längeneinheit des parallelen α -Bündels erzeugten Ionenpaare ist verkehrt proportional der Geschwindigkeit. Für ein einzelnes Teilchen folgt weiter für die gesamte längs seiner Bahn erzeugte Ionenzahl $k = k_0 R^2/3$, so daß man, wenn einmal die Konstante k_0 (Ionenzahl für $R = 1$) bekannt ist, aus jeder Reichweite die Gesamtionenanzahl k berechnen kann (vgl. die Tabelle im Artikel „ α -Strahlen“). Es ist k_0 (je nach der Annahme

über die Zahl der pro Zeiteinheit in 1 g Ra zerfallenden Atome) $k_0 = 6,25 (6,74) \cdot 10^4$. — Als zur Ionisierung eines Luftmoleküls nötige Energie berechnet sich der Wert $5,54 \cdot 10^{-11}$ Erg, eine Zahl, die in den meisten Gasen einfacher Zusammensetzung dieselbe bleibt (Luft, N_2 , O_2 , H_2 , CO_2 , CO , H_3N). Bei dicken α -strahlenden Schichten sind die Verhältnisse verwickelter, da die α -Teilchen erstens aus verschiedenen Tiefen kommen und zweitens mit je nach ihrer Flugrichtung verschiedener Geschwindigkeit an der Oberfläche austreten.

2. β -Strahlen. Das β -Teilchen muß mindestens eine Geschwindigkeit von $v = 2 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ besitzen,

um ionisieren zu können. Mit steigendem v wird die pro Längeneinheit erzeugte Ionenzahl schnell ein Maximum ($v = 0,07 \cdot 10^{10}$, $f = 7600$), und nimmt von da an ab, angenähert verkehrt proportional dem Quadrat von v , so daß für $v = 2,9 \cdot 10^{10}$ nur mehr $f = 46$ beobachtet wurde. In ein- und demselben Gas ist f der Dichte proportional, solange diese gering ist. Für verschiedene Gase

gilt die Konstanz von $\frac{f}{\rho}$ nur sehr angenähert.

Die Gesamtzahl k der von einem β -Teilchen auf seiner ganzen Bahn erzeugten Ionenpaare nimmt mit der Anfangsgeschwindigkeit zu. Es wird k von Ra C ungefähr gleich 17000.

3. Die Ionisierung durch γ -Strahlen ist eine indirekte, indem die Ionisierung durch sekundäre β -Strahlen, die an den getroffenen Gasmolekeln oder an den Gefäßwänden erzeugt werden, erfolgt. In freier Luft (also bei Abwesenheit von Gefäßwänden) von Atmosphärendruck erzeugt ein γ -Strahl von Ra C im ganzen ungefähr $k = 3 \cdot 10^4$ Ionenpaare und die mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehende Menge Ra C, die $3,72 \cdot 10^{10}$ γ -Impulse aussendet, demnach — zirka 10^{15} Ionenpaare. Bei korpuskularer Auffassung der γ -Strahlung kommt man damit formal auf $f = 1,5 \frac{\text{Ionenpaare}}{\text{cm}}$.

K. W. F. Kohtrausch.

Ionisierungsarbeit s. Elektronenstoß.

Ionisierungskammer. Gerät für Messungen der Leitfähigkeit von ionisierten Gasen, bestehend aus einem Gefäß mit hoch isoliert eingeführten Elektroden. Als eine Elektrode wird oft vorteilhaft das Gefäß selbst benutzt, das aus einem leitenden Material (Metall, Kohle) bestehen oder inwendig mit einem leitenden Überzug versehen sein muß. Besondere Formen von Ionisationskammern für Spezialzwecke der Röntgenstrahlenmessung sind die Druckluft-Ionisationskammer (s. d.), die Fingerhutkammer (s. d.), die Holthusensche Kammer (s. d.) und die „Luftwändekammer“ (s. d.).

Behnken.

Ionisierungsspannung s. Elektronenstoß.

Ionium. Das radioaktive Zerfallsprodukt des Uran (U_{II}) (s. d.), aus dem in weiterer Umwandlung Radium (s. d.) entsteht. Da in allen Urancerzen auch Radium gefunden wird und zwar in einem bestimmten und recht konstanten Mengenverhältnis, so war der genetische Zusammenhang zwischen Uran und Radium naheliegend. Da U_{II} jährlich $3,9 \cdot 10^{11}$ α -Partikel/g liefert, so zerfallen ebenso viele U_{II} -Atome und ebenso viele Atome eines neuen Elements müssen entstehen. Sind dies Ra-Atome — wenn nämlich Ra der direkte

Abkomme nach U_{II} wäre — so müßten jährlich $3,9 \cdot 10^{11} \cdot 226 \cdot 1,65 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,45 \cdot 10^{-10} \text{ g}$ Ra entstehen. (A.-G. des Ra ist 226, Masse des H-Atoms, auf die als Einheit das Atomgewicht bezogen wird, ist $1,65 \cdot 10^{-24} \text{ g}$). Aus vollkommenem gereinigtem Uran bildet sich aber eine mit der Zeit allmählich ansteigende Ra-Menge, die auf jährliche Produktion umgerechnet nach dem ersten Vierteljahr 1,3, nach 6 Jahren $4,10^{-10} \text{ g}$ Ra beträgt, also mehr als 1000mal kleiner ist als obiger Wert; es muß demnach ein Zwischenprodukt vorhanden sein, das die Ra-Erzeugung verlangsamt. Ferner hat Ra das A.-G. 226 und hat gegen U_{II} mit dem Atomgewicht 234 8 Atomgewichtseinheiten verloren und liegt um 4 Valenzgruppen des periodischen Systems tiefer als dieses. Eine derartige Veränderung der Atom-eigenschaften ist nach unseren Erfahrungen, die kurz in der sog. „Verschiebungsregel“ (s. d.) zusammengefaßt sind, nicht durch eine einzige α -Umwandlung, sondern nur durch mindestens zwei sukzessive ermöglicht. Auch dieser Umstand spricht für ein Zwischenglied zwischen U_{II} und Ra, und zwar für ein α -strahlendes. In der Tat gelang es, aus dem Uran durch Abscheidung des Thoriums zugleich mit diesem eine Substanz abzutrennen, welche entfernt vom Uran Radium und indirekt Ra-Emanation zu erzeugen imstande war und den Namen „Ionium“ erhielt. Es sendet eine α -Strahlung von der Reichweite $R_0 = 3,03 \text{ cm}$ in Luft von 0° C und 760 mm Druck, entsprechend

einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,49 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$.

Sein Atomgewicht ist 230; in seinen chemischen Eigenschaften gleicht es völlig dem Thorium und ist mit diesem sowie mit UX_1 isotop. (Mit Th zugleich ausgeschiedenes Io enthält daher anfangs immer auch UX_1 , das aber schnell zerfällt.) Die Abtrennung des Io aus Uran geschieht — wenn nötig nach geringem Thorzusatz — durch Fällung des Th + Io mit Oxalsäure oder Thiosulfat; wegen der Isotopie ist eine nachträgliche Scheidung des Io vom Th unmöglich. Die Anwesenheit von Io in Th verrät sich daher nur durch geänderte radioaktive Strahlung, unter günstigen Umständen auch durch die Verringerung des Atomgewichts, das dem reinen Th zukäme. So wurde z. B. für ein aus St. Joachimsthal stammendes Io-Th-Gemisch das Atomgewicht zu 231,51 bestimmt, woraus sich ergibt, daß dieses Gemisch aus 70% Thorium (A.-G. = 232,12) und 30% Io (A.-G. = 230) bestand.

Io ist ungemein langlebig und die sonst übliche direkte Bestimmung der Zerfallskonstante aus Abklümmungsmessungen versagt. Eine erste Schätzung für die Lebensdauer liefert die Kenntnis der α -Strahlenreichweite, die mit Hilfe des Geigerschen Gesetzes (vgl. Reichweite) die Halbwertsdauer zu etwa $9,10^4$ Jahre liefert. Aus dem Vergleich der Sättigungsströme, die ein Io-Th-Gemisch bekannter Zusammensetzung einerseits, Ra andererseits liefert, erhält man bei Kenntnis der Ionisierungsfähigkeit der auftretenden α -Partikel und der von Ra pro Zeiteinheit ausgehenden Partikelzahl Anhaltspunkte für die Zahl der sekundlich im Io zerfallenden Atome und damit auch für dessen Lebensdauer. Ebenso konnten aus jahrelangen Beobachtungen über die Entwicklung von Ra aus U_{II} Näherungswerte für τ gegeben werden. Alle

diese Schätzungen umspielen den oben gegebenen Wert für die Halbwertszeit. Das Zerfallsprodukt des Io ist Radium (s. d.). *K. W. F. Kohrausch.*

Ionochemische Äquivalenz s. Äquivalenz, ionochemische.

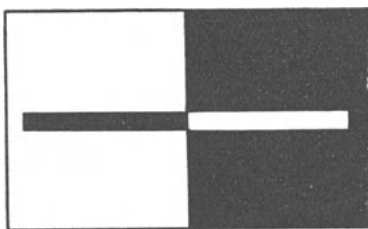
Ionogene Bindung s. Valenztheorien.

Ionometer. Instrumente, welche die Ionisierungsfähigkeit der von radioaktiven Substanzen ausgehenden Strahlen ausnützend möglichst selbsttätig die Präparatstärke anzeigen sollen. Die Konstruktion ist im wesentlichen die folgende: Ein Blättchen- oder Fadenelektroskop ist einerseits mittels eines Zerstreuungskörpers dem durch das Präparat ionisierten Luftraum ausgesetzt und gewinnt durch dessen Leitfähigkeit von einer geladenen Gegenelektrode in der Zeiteinheit eine bestimmte Elektrizitätsmenge, durch die sich das isolierte System auf eine seiner Kapazität entsprechende Spannung aufladet. Sein Spannungsgewinn ist unter gewissen einzuhaltenden Bedingungen der Präparatstärke proportional. Andererseits ist dasselbe System über einen hochohmigen Widerstand (z. B. Bronsonwiderstand) mit der Erde verbunden und verliert auf diesem Wege eine von seiner momentanen Spannung abhängige Elektrizitätsmenge. Sein Spannungsverlust infolge dieses Nebenschlusses ist seiner Spannung proportional. Im Gleichgewichtszustand halten sich Gewinn und Verlust an Elektrizitätsmenge die Waage und die dabei erreichte Spannung, durch den Ausschlag der Blättchen gegeben, ist ein Maß der Präparatstärke. *K. W. F. Kohrausch.*

Iontoquantimeter. Gerät zur Messung der Dosis von Röntgenstrahlen, bestehend aus einer kleinen Ionisationskammer (Fingerhutkammer, s. d.) in Verbindung mit einem Zeigerelektrometer. Vgl. d. Art. Dosismesser für Röntgenstrahlen.

Behnken.

Irradiation im Auge. Unter Irradiation versteht man die bekannte Erscheinung, daß helle Flecken auf dunklem Grunde vergrößert erscheinen (positive Irradiation). So erscheint in nachstehender Figur der weiße Streifen auf dunkler Fläche deutlich



Irradiation im Auge.

breiter als der dunkle auf heller Fläche. In entsprechender Weise sieht man den glühenden Faden einer elektrischen Lampe bedeutend dicker als den nicht glühenden. Um die Äußerung derselben Erscheinung handelt es sich, wenn bei einem feinen dunklen Gitter, bei welchem die Stabbreite der Breiten der hellen Zwischenräume genau entspricht, die Zwischenräume stets breiter erscheinen als die Stäbe. Allen diesen Fällen ist gemeinsam, daß die Ränder der hellen Felder sich vorschieben und auf das anstoßende dunkle Gebiet übergreifen. Dies kann bei geeigneter Versuchsanordnung dahin führen, daß nahe beisammenliegende helle Flächen

miteinander konfluieren (Schachbrettmuster) oder daß der absolute glatte Rand eines zwischen Auge und Lichtquelle befindlichen dunklen Objekts eingekerbt erscheint (Rasiermesser Versuch). Man kann die Tatsache der Irradiation auch zur Erzielung additiver Farbenmischung heranziehen, indem man dem Auge beispielsweise ein System paralleler gelber und blauer Streifen von geringer Breite darbietet; infolge der starken Irradiation des kurzwelligen Lichts können die gelben Streifen, trotz der Kontrastwirkung, ihre bunte Farbe völlig verlieren und scheinbar rein weiß werden. Die Erscheinungen der positiven Irradiation sind bei mangelhafter Akkommodation natürlich auffallender als bei scharfer Abbildung der beobachteten Objekte. Daß sie aber auch bei vollkommener Einstellung der Akkommodation nicht fehlen, wird von v. Helmholtz auf die optischen Unvollkommenheiten unseres Auges zurückgeführt (sphärische und chromatische Aberration, schlechte Zentrierung der optischen Medien). Freilich dürfte für die Erklärung auch ein physiologischer Faktor in Frage kommen (Irradiation der Erregung, die als solche mit den Wirkungen des simultanen Kontrastes in Konkurrenz steht). Es sind auch umgekehrt liegende Fälle von „negativer Irradiation“ mit scheinbarem Kleinerwerden heller Flächen beschrieben worden. Die Größe der Irradiation nimmt mit wachsender Stärke der hellen Lichter zu, wächst aber nicht in gerader Proportion mit dem Unterschied der Lichtstärken auf den aneinander grenzenden Flächen, sondern langsamer und nähert sich bei steigender Lichtstärke asymptotisch einem Maximum. *Dittler.*

Näheres s. F. B. Hofmann, Der Raumsinn des Auges, 1. Teil, Gräfe-Sämische Handb. d. Ophth. Berlin 1920.

Irreversible Vorgänge s. Reversibel und Irreversibel.

Isallobaren sind Kurven, die solche Orte auf der Erdoberfläche oder auf einer anderen Bezugsfläche mit einander verbinden, an denen sich der Luftdruck in einer bestimmten Zeit, z. B. 24 Stunden, um denselben Betrag verändert hat, z. B. um 5 mm gefallen ist. Die von den Isallobaren umschlossenen Steig- und Fallgebiete pflegen in manchen Gegenden, z. B. Mitteleuropa, ziemlich regelmäßig von West nach Ost zu wandern und finden daher bei der Wettervorhersage Verwendung. *Tetens.*

Isanomalien. Auf Klimakarten versteht man darunter meist Linien gleicher thermischer Anomalie, die nach H. W. Dove definiert werden als Abweichung von der mittleren Temperatur des Parallelkreises, unter welchem ein Ort liegt. Isanomalien-Karten der extremen Monate Januar und Juli lassen besonders deutlich den Einfluß der Verteilung von Wasser und Land auf die Verteilung der Lufttemperatur an der Erdoberfläche erkennen. *O. Baschin.*

Isanomalien. Linien, welche die Orte gleicher Abweichung von den Normalwerten verbinden, besonders angewandt bei der Verteilung von meteorologischen, erdmagnetischen und Schwerewerten. *A. Nippoldt.*

I-S-Diagramm s. Wärmediagramme.

Isenerge heißt im Zustandsdiagramm eines Stoffes eine Linie, auf der die innere Energie U des Systems konstant bleibt, auf der also $dU = TdS - pdV = 0$ ist (s. Entropie). *Henning.*

Isenthalpe heißt im Zustandsdiagramm eines Stoffes eine Linie, auf der die Enthalpie $U + pV$ konstant ist, oder auf der $d(U + pV) = TdS + Vdp = 0$ ist. Der Name Enthalpie ist von K. A. Meringh Onnes eingeführt und bezeichnet diejenige Größe, welche für ein dem Joule-Thomsonprozeß (s. d.) unterworfenen Gas konstant bleibt.

Henning.

Isentrope heißt im Zustandsdiagramm eines Stoffes eine Linie, auf der die Entropie S (s. d.) konstant bleibt. Die Adiabaten (s. d.) werden als isentropische Linien angesehen. Dies gilt mit der Einschränkung, daß bei dem adiabatischen Vorgang der Druck p innerhalb des Systems in jedem Moment als genügend ausgeglichen betrachtet werden kann.

Henning.

Isobaren, oder gelegentlich auch Isopiesten heißen in einem Diagramm diejenigen Kurven oder Flächen, welche alle Punkte desselben Druckes umfassen.

Am bekanntesten sind die Isobaren auf den Wetterkarten. Sie sind über alle diejenigen Orte gezogen, welche zu einer bestimmten Zeit den gleichen Luftdruck besaßen, wobei dieser für alle Punkte so korrigiert ist, als wenn alle Orte in der Höhe des Meeresspiegels lägen.

Henning.

Isobathen. Linien gleicher Tiefe zur Darstellung des Bodenreliefs von Meeren, Seen und Flüssen auf Karten. Da die Oberflächen der betreffenden Gewässer ihre Höhenlage mitunter innerhalb kurzer Zeiträume beträchtlich verändern, so ist bei den Isobathen in weit höherem Maße als bei den Isohypsen (s. d.) die Kenntnis der Höhe des Nullpunktes der Zählung erforderlich (s. Karten-nullfläche).

O. Baschin.

Isobronten. Linien, welche auf meteorologischen Karten die Orte verbinden, an denen beim Herannahen eines Gewitters der erste Donner gleichzeitig gehört worden ist. Ihre Aufeinanderfolge nach gleichen Zeitintervallen gibt einen lehrreichen Überblick über die Art und Geschwindigkeit des Fortschreitens einer Gewitterfront.

O. Baschin.

Isochasmen, Linien gleicher Häufigkeit der Polarlichter. Auf jeder Halbkugel gibt es einen ovalen Streifen größter Häufigkeit mit annähernd 23° Winkelöffnung. Ihr polnaher Mittelpunkt heißt Nordlicht- oder Südlichtpol (s. Polarlichter).

Nippoldt.

Isochore s. Isopykne.

Isochromate (Strahlungsisochromate) heißt die Kurve, welche die Strahlung des schwarzen Körpers als Funktion der Temperatur für dieselbe Wellenlänge darstellt. Sie kann zur optischen (Strahlungs-) Temperaturbestimmung dienen. Im Bereich der Gültigkeit des Wienschen Gesetzes (s. Strahlungsgesetze) sind die Isochromaten gerade Linien, wenn der natürliche Logarithmus der Strahlungsenergie als Funktion der reziproken absoluten Temperatur aufgetragen wird.

Gerlach.

Isodosenkurven. Kurven zur graphischen Veranschaulichung der räumlichen Verteilung der Röntgenstrahlendosis bei der Bestrahlung ausgedehnter Körper. Die Isodosenkurven verbinden Punkte gleicher Dosis in einem durch den Körper gelegten Horizontal- oder Vertikalschnitt. Zu ihrer Bestimmung dienen meist Messungen am Wasserphantom (s. d.).

Behnken.

Solche wurden veröffentlicht von Dessauer und Vierheller (Ztschr. f. Phys., Bd. 4, S. 131, 1921).
Holfelder, Bornhauser und Yaloussis

(Strahlentherapie, Bd. 16, S. 412, 1924), Glocker, Rothacker und Schönleber (Strahlentherapie, Bd. 14, 389, 1922), Friedrich und Körner (Strahlentherapie, Bd. 11, S. 970, 1920) u. a.

Isodyname heißt im Zustandsdiagramm eines Stoffes eine Linie, auf der die freie Energie (s. d.) $F = U - TS$ konstant bleibt oder auf der $dF = -pdV - SdT = 0$ ist (s. auch Entropie). Bisweilen werden indessen Isodynomen auch Linien gleicher Gesamtenergie genannt.

Henning.

Isodynomen. Linien, welche die Punkte gleicher Werte der Intensität des erdmagnetischen Feldes verbinden; s. Erdmagnetismus.

A. Nippoldt.

Isogammen = Linien gleicher Schwere s. Schwerkraft auf der Erde.

Isogonen, Linien, welche die Orte gleicher Werte der magnetischen Deklination oder Mißweisung verbinden; in der Seemannssprache: „Mißweisungsgleichen“; s. Erdmagnetismus.

A. Nippoldt.

Isohyeten, Linien gleicher Niederschlagsmenge, die auf Karten eingezeichnet eine übersichtliche Darstellung der geographischen Verteilung des Niederschlags bieten. Da jedoch eine Reduktion der Niederschläge auf das Meeresniveau nicht möglich ist, so kommt den Regenkarten nicht die gleiche physikalische Bedeutung zu wie den Isobaren- und Isothermenkarten.

O. Baschin.

Isohypsen (Höhenlinien, Horizontalen), Linien gleicher Höhe zur Darstellung des Bodenreliefs auf Karten. Sie schneiden die Linien größten Gefälls stets unter einem rechten Winkel und werden meist in gleichen Höhenintervallen (äquidistant) gezogen; doch erleidet dieses Prinzip eine Durchbrechung, wenn der Böschungswinkel (s. Böschung) auf derselben Karte große Unterschiede aufweist. Eine Isohypsenkarte (Höhenschichtenkarte) erlaubt, den Böschungswinkel aus dem Verhältnis der Entfernung zweier Isohypsen zu ihrem Höhenabstand zu bestimmen. Für eine Höhendifferenz von 5 m z. B. entspricht einer Horizontalentfernung von 300 m ein Böschungswinkel von 1° , von 150 m = 2° , von 100 m = 3° . Für Karten im Maßstabe 1:25 000 leitet sich daraus die praktische Regel ab: Der Böschungswinkel ist gleich derjenigen Zahl, die mit der Horizontalentfernung (in mm) der 5 Meter-Isohypsen multipliziert 12 ergibt. Diese Regel gilt annähernd für Böschungswinkel bis etwa 20° . Die Isohypsen sind Niveaulinien der Schwere, konvergieren also vom Äquator nach den Polen zu. Man kann daher aus Isohypsenkarten nur die dynamischen, nicht die orthometrischen Höhen entnehmen, doch ist dieser begriffliche Unterschied praktisch ohne Bedeutung. Als Nullniveau für Isohypsen-Darstellungen dient meist der Meeresspiegel oder eine diesem benachbarte Fläche (s. Karten-Nullniveau).

O. Baschin.

Isoklinen, Linien, welche die Orte gleicher Werte der magnetischen Inklination oder Neigung verbinden; s. Erdmagnetismus.

A. Nippoldt.

Isolatoren. Man unterscheidet Stütz- und Hängeisolatoren. Für beide Arten verwendet man glasiertes Porzellan; für Stützer besonders in bedeckten Räumen auch Hartpapiere (Repelit usw.). Glas hat sich im allgemeinen nicht bewährt.

Bei einem guten Isolator dürfen keine scharfen Kanten und Ecken, Haarrisse oder Sprünge vorhanden sein. Auch müssen Kriechwege und Randentladungen durch passende Formgebung möglichst vermieden werden. Die Durchschlagsspannung soll

höher liegen als die Überschlagnspannung, so daß der Isolator bei zu hoher Spannung zunächst überschlägt.

Für Fernsprechleitungen benutzt man den Glockenisolator, aus dem sich für höhere Spannungen der Weitschirmisolator entwickelt hat. Der Schirm soll dazu dienen, daß auch bei schräg

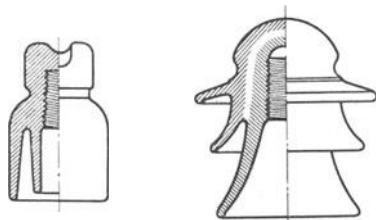


Fig. 1. Glockenisolator. Fig. 2. Schirmisolator.

einfallendem Regen immer noch für die Isolation genügend Sicherheit vorhanden ist. Man stellt Schirmisolatoren oft aus mehreren Teilen her, von denen jeder überall möglichst gleiche Materialstärke hat, so daß beim Brennen der Isolatoren im Porzellanofen nicht innere Spannungen auftreten. Die einzelnen Teile werden entweder durch eine Glasur, durch Kitt oder durch Aufhanfen miteinander verbunden. Durch Aufkitten von Metall-

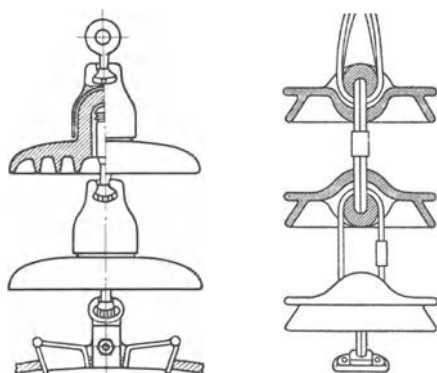


Fig. 3. Hängekette aus Kappenisolatoren.

Fig. 4. Hängekette aus Schlingenisolatoren.

kappen und -schirmen am Isolator kann die Feldverteilung günstig beeinflußt und so die Durchschlagsspannung erhöht werden.

Für höhere Spannungen verwendet man Hängeisolatoren, von denen mehrere zu einer Isolator-kette vereinigt werden. Bei 100 kV sind etwa sechs Glieder für eine Kette notwendig. Die Hängeisolatoren sind entweder Kappen- oder Schlingenisolatoren (Hewlettisolator), die durch Klöppel oder durch Drahtschlingen miteinander verbunden sind. Die Klöppel sind entweder mit Spreizkeilen oder durch einen besonderen nicht treibenden Zementkitt befestigt. An gefährdeten Stellen verwendet man zur Erhöhung der Sicherheit Doppelketten; ebenso dort, wo besondere mechanische Beanspruchungen zu erwarten sind (Abspannketten). Die elektrische Spannungsverteilung an einer Hängekette ist nicht gleichmäßig, es wird vielmehr das der Leitung am nächsten befindliche Glied der Kette höher als die übrigen beansprucht. Die Spannungsverteilung kann jedoch durch Metall-

bügel und Ringe gleichmäßig gemacht werden. Man bringt diese Bügel so an, daß in Übereinstimmung mit dem Stützisolator die Überschlagnspannung der Kette tiefer liegt als die Durchschlags-spannung.

Die Isolatoren werden vor ihrem Einbau einer sorgfältigen elektrischen Prüfung unter den verschiedensten Bedingungen unterworfen. In letzter Zeit verwendet man dabei besonders die Prüfung durch hochfrequente Spannungstöße, durch die mit großer Sicherheit Stücke mit Materialfehlern ausgeschieden werden (vgl. Nichtleiter).

K. Pohlhausen.

Näheres s. A. Schwaiger: Elektrische Festigkeitslehre. 1924. Berlin, J. Springer.

Isolierstoffe sind Stoffe, die ein geringes Leitungsvermögen für Elektrizität oder Wärme besitzen (s. Wärmeleitzahl). Entsprechend dem Gesetz von Wiedemann und Franz treten beide Eigenschaften fast immer gemeinsam auf. Henning.

Isolierter Wirbel s. Wirbelbewegungen.

Isoluxkurven s. Beleuchtungsanlagen.

Isomagnetische Linien, auch „Isomagnetik“ genannt, verbinden Orte gleicher Werte der erdmagnetischen Größen; s. Erdmagnetismus.

A. Nippoldt.

Isomerie. Unter Isomerie versteht man die Eigenschaft gewisser Verbindungen in verschiedenen Formen (Isomeren) aufzutreten, die bei gleicher Bruttoformel (s. Konstitution) und gleichem Molekulargewicht ganz verschiedene physikalische und chemische Eigenschaften zeigen.

Als Sonderfall der Isomerie ist die Polymerie anzusehen, bei welcher zu diesen Unterschieden außerdem noch das Merkmal hinzukommt, daß sich die Molekulargewichte der Polymeren um rationale, meist ganzzahlige Vielfache voneinander unterscheiden, z. B. Stickstoffdioxid (NO_2) kann zu Stickstofftetroxyd (N_2O_4) polymerisieren, Sauerstoff (O_2) zu Ozon (O_3). Benzol C_6H_6 ist polymer mit Azetylen C_2H_2 , Paraldehyd $\text{C}_3\text{H}_2\text{O}_3$ mit Azetaldehyd $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$, Kautschuk $(\text{C}_5\text{H}_8)_n$ mit Isopren C_5H_8 usw. Das letzte Beispiel ist ein Vertreter der „hochpolymeren Substanzen“; Naturprodukte, wie z. B. auch Cellulose $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_n$ kommen meist in dieser Form vor.

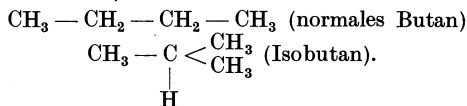
Eine Anzahl Isomeriefälle läßt sich dadurch zusammenfassen, daß die einzelnen Isomeren sowohl in ihren physikalischen als auch chemischen Eigenschaften weitgehend voneinander abweichen, eine andere Gruppe dagegen weist nur physikalische Unterschiede auf. Zu den Isomerieerscheinungen der ersten Art ist die Metamerie zu rechnen, ferner die mit ihr eng verwandte Kern- oder Kettenisomerie und die Stellungsisomerie, desgleichen die Tautomerie, die Desmotropie und die geometrische oder cis-trans-Isomerie. Die zweite Gruppe umfaßt das große Gebiet der optischen Isomerie.

Wir sprechen von Metamerie, wenn bei einfachen organischen Verbindungen Äthern, Aminen usw. die Radikale der betreffenden Isomeren verschieden sind, z. B.:

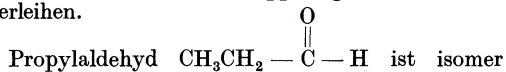
$\text{C}_2\text{H}_5 > \text{O} > \text{C}_3\text{H}_7$ (Diäthyläther) ist metamer mit $\text{CH}_3 > \text{O} > \text{C}_3\text{H}_7$ (Methylpropyläther) $\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_2$ (Äthylamin) ist metamer mit $\text{CH}_3 > \text{NH} > \text{C}_2\text{H}_5$ (Dimethylamin) usw.

Bei der Kern- oder Kettenisomerie, die man bei Grenzkohlenwasserstoffen beobachtet, enthält das eine Isomer eine normale, gerade fortlaufende

Kette, während das andere eine verzweigte (iso-) Kette besitzt, z. B.:



Stellungs- oder ortsisomer sind zwei Verbindungen, wenn gewisse Atome oder Radikale verschiedene Plätze in der Molekel einnehmen, und ihr dadurch andere Gruppeneigentümlichkeiten verleihen.



mit Dimethylketon (Azeton) $\text{CH}_3 - \overset{\text{O}}{\parallel} \text{C} - \text{CH}_3$. Die verschiedene Lagerung des Sauerstoffs läßt entweder eine Aldehyd- oder eine Ketongruppe entstehen.

Eine Reihe von organischen und anorganischen Verbindungen verhalten sich, je nach der chemischen Reaktion, die man mit ihnen anstellt, derart, daß man ihnen zwei verschiedene Konstitutionen zuschreiben muß. Dieses doppelsinnige Verhalten wird Tautomerie genannt. Salpetersäure tritt z. B. in den tautomeren Formen auf:

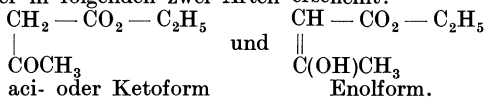


Schwefelsäure in folgenden:



In den mit 1) bezeichneten Fällen haben die Molekeln „ionogen“ gebundenen Wasserstoff, der durch Metalle ersetzbar ist, in den unter 2) aufgeführten finden wir substituierbare Hydroxylgruppen. Die Tautomeren der ersten Art werden nach Hantzsch als „aci“-Form oder als „wahre“ Säure bezeichnet, sie kommen im wesentlichen in der verdünnten wässrigen Lösung vor. Die Tautomeren der zweiten Art werden bei hohen Konzentrationen gefunden, man nennt sie „Pseudosäuren“ (s. d.).

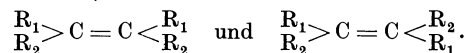
Als organische Tautomeriebeispiele seien das Phenylnitromethan $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_2\text{NO}_2$, genannt, von dem das eine Isomer wahrscheinlich die Struktur $\text{C}_6\text{H}_5 - \text{CH} = \text{NOOH}$ besitzt und die aci-Form darstellt, während bei dem anderen die Formel $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_2\text{NO}_2$ angenommen wird; ferner das klassische Tautomeriebeispiel, der Azetessigester, der in folgenden zwei Arten erscheint:



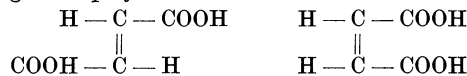
Die Tautomeren bilden in flüssigem Zustand oder in Lösung ein tautomeres Gleichgewicht, d. h. es sind immer beide Formen nebeneinander vorhanden, ihre prozentuale Zusammensetzung wechselt jedoch nach den Versuchsbedingungen. Sind die Tautomeren noch nicht rein darstellbar, so bezeichnet man das Gleichgewicht als allelotropes Gemisch. — Können beide Tautomeren isoliert werden, was unter anderem von der Geschwindigkeit abhängt, mit der sich das Gleichgewicht einstellt, so nennt man diesen Grenzfall Desmotropie.

Die bisher besprochenen Isomeriefälle ließen sich alle durch ebene Formelbilder deuten, obgleich man sich die betrachteten Molekeln als räumlich vorzustellen hat. Auch die letzte Isomerieerscheinung der ersten Gruppe, die geometrische oder cis-trans-Isomerie, kann zwar durch ebene Formelbilder

wiedergegeben werden, zu ihrer eindeutigen Erklärung muß jedoch die sterische Lagerung der Atome, insbesondere das Kohlenstoffmodell von van't Hoff, herangezogen werden. Van't Hoff machte die Annahme, daß sich der Kohlenstoff im Mittelpunkt eines regulären Tetraeders befindet, nach dessen Ecken die vier Valenzen des Atoms gerichtet sind. Vereinigen sich zwei Kohlenstoffatome durch eine einfache Bindung, so müssen sie, einschließlich ihrer übrigen Substituenten, um die gemeinsame Bindung (als Achse betrachtet) frei drehbar sein, da sich verschiedene gegenseitige Lagen der beiden Kohlenstoffatome, durch entsprechende Isomeriefälle, kundtun müßten, was aber nicht der Fall ist. Anders liegen jedoch die Verhältnisse, sobald die beiden Kohlenstoffatome durch eine Doppelbindung verknüpft sind (s. Doppelbindungen). Da z. B. bei den Äthylen-derivaten vom Typus $\text{R}_1\text{R}_2\text{C} = \text{C} = \text{R}_1\text{R}_2$ zwei Isomere bekannt sind, muß man annehmen, daß die Doppelbindung die freie Drehbarkeit der beiden Kohlenstoffatome aufhebt und nur zwei Lagen derselben zu einander zuläßt. In unserem schematischen Beispiel sind dies, als Projektionsformeln geschrieben, die Isomere:



Als konkretes Beispiel für die geometrische oder cis-trans-Isomerie seien noch die Fumar- und Maleinsäure von der Formel $\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_4$ genannt, mit folgenden projizierten Strukturbildern:



Fumarsäure (trans-Form) Maleinsäure (cis-Form)

Wie schon anfangs erwähnt wurde, zeigen die Vertreter aller bisher betrachteten Isomerien starke physikalische und chemische Unterschiede voneinander. Bei der zweiten Gruppe dagegen, die jetzt besprochen werden soll, sind die Isomeren nur physikalisch voneinander unterschieden. Der wichtigste physikalische Unterschied ist ein optischer, daher spricht man von optischer Isomerie. — Während sich die bisher besprochenen Isomerien im wesentlichen auf organische Verbindungen beschränken, tritt die optische Isomerie auch bei anorganischen Substanzen auf. Die optische Isomerie äußert sich in der sog. optischen Aktivität (s. d.). Diese besteht darin, daß die beiden Isomeren die Ebene des polarisierten Lichts um den entgegengesetzt gleichen Betrag drehen. Man nennt daher das Isomerenpaar auch optische Antipoden. Das rechtsdrehende oder positive Isomer wird mit (+) oder d (dexter) bezeichnet, das linksdrehende oder negative mit (—) oder l (laevus). — Ausgenommen von dieser Art der Kennzeichnung werden diejenigen Monosen, die bereits aus einer d- oder l-Hexose gewonnen sind. Man benennt die Monose nach dem Drehungssinn derjenigen Modifikation, aus der sie entstanden ist. So wird z. B. die linksdrehende Fruktose (Fruchtzucker), die aus d-Glukose (Traubenzucker) hergestellt ist, als d-Fruktose bezeichnet.

Das Gemisch gleicher Mengen optischer Antipoden ist inaktiv und wird mit (±) oder dl bezeichnet. Man nennt es Racemat.

Pasteur, Le Bel und van't Hoff teilen sich in das Verdienst, die Frage beantwortet zu haben, welchen Konstitutionsunterschied die beiden op-

tischen Isomeren aufweisen. Es konnte sich lediglich um eine versteckte Struktur­differenz handeln, da einerseits keine chemischen Verschiedenheiten vorhanden sind, wie bei den bisher betrachteten Isomeren, und andererseits auch der bestehende optische Unterschied nur geringfügig ist. Beide Tatsachen werden treffend durch die Annahme zum Ausdruck gebracht, daß sich die optischen Isomeren zueinander wie Bild und Spiegelbild verhalten. Diese Isomerieart wird deshalb auch Spiegelbildisomerie oder Enantiomorphie genannt.

Die Spiegelbildisomerie, welche eine an den verschiedenartigsten Stoffen beobachtete Erscheinung ist, kann begründet sein:

1. Im Kristallbau der Substanz, auch wenn deren Molekeln nicht enantiomorph sind.

2. Im Aufbau der Molekel selbst.

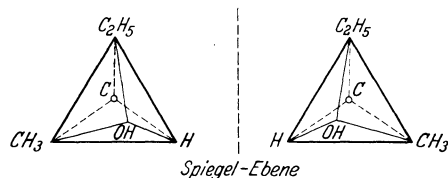
In beiden Fällen ist es jedoch die Spiegelbildlichkeit der Isomeren, die „dysymetrie moleculaire“, wie Pasteur es nannte, welche die Enantiomorphie hervorruft.

Ist die optische Isomerie lediglich an den Kristall gebunden, so muß jeder Eingriff in sein Gitter, sei es beim Lösen, Schmelzen oder bei chemischen Reaktionen, die optische Aktivität vernichten. Sie ist in diesem Fall ausschließlich an den festen Zustand geknüpft, wie wir es z. B. beim Quarz, beim Natriumchlorat, Natriumperjodat und anderen Verbindungen beobachten können.

Andererseits verhält es sich, sobald die optische Isomerie in dem Bau der Molekeln selbst zu suchen ist. In solchen Fällen bleibt die optische Aktivität bei Änderung des Aggregatzustandes, bisweilen sogar bei chemischen Reaktionen, dann allerdings in anderem Betrage, erhalten. Rohrzucker ist in Lösung optisch aktiv, Kampfer sogar in Dampf­form; im Triäthylen-Cobalt-Chlorid kann die Äthylengruppe durch Methyl- und andere Gruppen ersetzt, die Halogene können aus­gewechselt werden, an Stelle zweier einwertiger Radikale kann ein zweiwertiges treten usw.

Über die Bauprinzipien fester Körper von spiegelbildlicher Struktur ist man bisher noch wenig unterrichtet, doch kennt man eine Reihe von Möglichkeiten, nach denen zwei Molekeln enantiomorph konstituiert sein können. Im einen Falle enthalten sie ein Zentralatom, dessen Um­gebung den spiegelbildlichen Bau verursacht, im andern fehlt das Zentralatom, trotzdem sind aber enantiomorphe Formen vorhanden.

Das bekannteste Zentralatom für optisch aktive Stoffe ist das „asymmetrische“ Kohlenstoffatom. Hierunter versteht man nach van't Hoff ein Kohlenstoffatom, dessen Valenzen, den Ecken eines regulären Tetraeders zugerichtet, mit lauter verschiedenen Radikalen oder Gruppen abgesättigt sind.



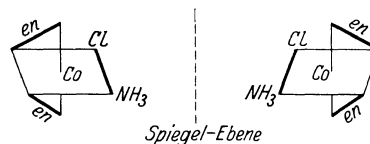
Das vorstehende Beispiel, das die räumlichen Modelle der optisch aktiven Butylalkohole, perspektivisch gezeichnet, darstellt, läßt die Spiegel­bildlichkeit beider Isomeren erkennen. Es sind

auch nur zwei optisch aktive Isomere möglich, da jede andere Gruppierung der Atome und Radikale mit einer der beiden vorstehenden Formen zur Deckung gebracht werden kann.

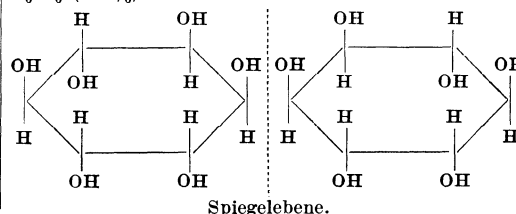
Bei Anwesenheit eines asymmetrischen Kohlenstoffatoms sind also zwei optische Isomere möglich; haben wir n ungleichwertige, asymmetrische Kohlenstoffatome in einer Verbindung, so wächst die Zahl der optischen Antipoden auf 2^n .

Die Theorie von van't Hoff, daß bei Vorhandensein eines asymmetrischen Kohlenstoffatoms optische Isomerie auftritt, ist ausnahmslos durch die Erfahrung bestätigt worden, und man hat in dieser Bestätigung gleichzeitig eine feste Stütze für das Tetraedermodell des Kohlenstoffs zu sehen geglaubt. Der letzte Schluß ist jedoch nicht eindeutig, worauf bereits Le Bel hinwies. — In neuester Zeit hat nämlich K. Weißenberg durch Strukturuntersuchungen mit Röntgenstrahlen gezeigt, daß wohl in gewissen Fällen das Tetraedermodell zutrifft (z. B. bei CBr_4), in anderen jedoch versagt. Für Pentaerythrit $C(CH_2OH)_4$ z. B. ließ sich (freilich noch nicht widerspruchsfrei) nachweisen, daß hier die Kohlenstoffatome möglicherweise an der Spitze einer vierseitigen Pyramide stehen, deren Basisecken durch die Gruppen CH_2OH besetzt sind. Es ist leicht einzusehen — wenn auch noch nicht experimentell erwiesen — daß auch das Pyramidenmodell der Kohlenstoffatome spiegelbildliche Formen von Molekeln der Art Cabed zuläßt. — Außer den optischen Isomeren mit asymmetrischen Kohlenstoffatomen sind noch solche mit anderen Zentralatomen, z. B. mit asymmetrischem Schwefel, Zinn-, Selen- oder Stickstoffatom bekannt, die gegenüber den Kohlenstoffverbindungen nichts Neues bieten.

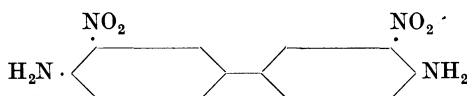
Von besonderer Bedeutung sind jedoch die optisch isomeren Komplexsalze, die zuerst Werner hergestellt hat. Diese Verbindungen enthalten als Zentralatome Kobalt, Chrom, Eisen, Platin oder andere Metalle, und verdanken ihre Spiegel­bildlichkeit den koordinativ gebundenen Trabanten. Als Beispiel sei das 1,2 Chloroammin-diäthylendiamin-Kobalthalogenid angeführt, von der Formel $[Cl NH_3 Co en_2] X_2$, in der X Halogen und „en“ das basische Radikal $NH_2 \cdot CH_2 = CH_2 \cdot NH_2$ (Äthylen­diamin) bedeutet. Seine beiden enantiomorphen Formen haben folgende Struktur:



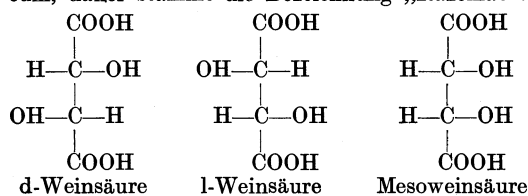
Als Beispiel für optische Isomerie ohne Anwesenheit eines Zentralatoms nennen wir die Inosite (sechs wertige Alkohole von der Formel $C_6H_6(OH)_6$):



Ähnliche Ursachen dürften der noch unaufgeklärten optischen Isomerie einige Benzidinabkömmlinge zugrunde liegen, z. B.:



In der Natur kann sowohl die rechts- als auch die linksdrehende Komponente einer optisch aktiven Substanz für sich allein auftreten, desgleichen auch das Razemat, d. h. das inaktive Gemisch beider Substanzen, während bei Laboratoriumsversuchen immer nur das Razemat, d. h. das inaktive Gemisch beider Substanzen erhalten wird. Im Traubensaft z. B. finden wir häufig d und dl-Weinsäure gemischt vor; dl-Weinsäure wird Traubensäure genannt, acidum racemicum, daher stammt die Bezeichnung „Razemat“.



Von den Razematen streng zu trennen sind die Mesoverbindungen. Auch sie sind optisch inaktiv trotz Vorhandenseins von asymmetrischen Kohlenstoffatomen. Diese besitzen jedoch entgegengesetzt gleichen Dreheffekt innerhalb der Molekel, weshalb sich ihre optische Wirksamkeit aufhebt. Mesoverbindungen, z. B. die Mesoweinsäure (s. Fig.) sind, im Gegensatz zu razemischen Gemischen, nicht zerlegbar.

Da optische Antipoden sich chemisch völlig gleich verhalten, bedarf es zur Trennung des Razemats besonderer Methoden, die im wesentlichen durch Pasteur ausgearbeitet worden sind.

Die erste Spaltungsart beruht auf der verschiedenen Kristallform gewisser Isomeren bei bestimmten Temperaturen. Läßt man z. B. das Razemat des Natriumammoniumtartrats unterhalb seines Umwandlungspunktes (28°) langsam auskristallisieren, so scheidet sich das d- und l-Tartrat gesondert ab, und beide Isomeren können, durch ihre spiegelbildliche Kristallform voneinander unterschieden, durch Auslesen getrennt werden. — Auch durch Impfen einer übersättigten Lösung eines Razemats mit einem Kristall, der mit einem der Antipoden isomorph ist, läßt sich in manchen Fällen eine Trennung erzielen.

Die zweite Trennungsmethode beruht darauf, daß man die Spiegelbildlichkeit und damit die Identität der chemischen Eigenschaften der Isomeren aufhebt. Setzt man z. B. einem razemischen Säuregemisch eine optisch aktive Base (d- oder l-Komponente) zu, so verbindet sie sich mit beiden Säureisomeren, wodurch deren Enantiomorphie aufhört und chemische Verschiedenheiten auftreten, die ihre Trennung möglich macht. Derart kann Traubensäure über ihr Chinchoninsalz, auf Grund der verschiedenen Löslichkeiten von Chinchonin-d- und l-Tartrat, getrennt werden.

Bei der dritten Spaltungsart setzt man dem razemischen Gemisch Mikroorganismen zu, die nur eine der beiden Isomeren verzehren. Die Zerstörung wird durch optisch aktive Fermente

hervorgebracht, welche der Bazillus während seines Wachstums erzeugt. Die Wirkung ist also ähnlich, wie die unter zwei beschriebene. Auf diese Weise kann man z. B. in einer Traubensäurelösung, durch Zusatz von Schimmelpilzen, die Rechtsweinsäure zum Verschwinden bringen.

Die Zerlegung eines Razemats in seine optischen Bestandteile wird nach E. Fischer als „Asymmetrische Analyse“ bezeichnet, der Aufbau aus inaktivem Material als asymmetrische Synthese. Eine vollkommene asymmetrische Synthese ist noch nicht gelungen. Auch Marckwald, der die l-Valeriansäure aus der inaktiven Methyl-äthyl-Malonsäure herstellte, brauchte dazu eine optisch aktive Base, das d-Brucin.

Eine noch ungelöste Frage bleibt es, wie die optisch aktiven Verbindungen, zumindestens wie ihr erster Vertreter in der Natur entstand. Es existiert darüber eine Reihe von Theorien, doch hat sich noch keine experimentell bestätigen lassen. Bemerkenswert in dieser Hinsicht sind neuere Versuche von W. Kuhn und K. Freudenberg, nach denen ein Razemat, mit zirkular polarisiertem Licht bestimmter Wellenlänge (ultraviolett) bestrahlt, nach der Belichtung, infolge stärkerer photochemischer Zersetzung der einen Komponente, eine merkliche optische Aktivität aufweist.

Margarete Eggert.

Isometrische Linie s. Isopykne.

Isomigne heißt nach Kamerlingh Onnes und Keesom auf der van der Waalsschen ψ -Fläche (s. d.) eine Linie, für die die Zusammensetzung des binären Gemisches (s. d.), also auch der Molekulargehalt x der einen Komponente konstant ist.

Henning.

Isomorphismus besteht, wenn Körper bei gleichartiger chemischer Zusammensetzung gleiche oder fast gleiche Kristallgestalt besitzen.

Isonephen. Linien gleicher Bewölkung auf meteorologischen Karten. Ihre Konstruktion beruht z. Z. noch auf ziemlich unsicheren Grundlagen.

O. Baschin.

Isophasen. Sind zwei verschiedene Phasen, z. B. die flüssige und dampfförmige eines einkomponentigen Stoffes, etwa Wasser, gleichzeitig vorhanden, so fallen in dem entsprechenden Zustandsgebiet, dem gemeinsamen Existenzgebiet, die Isothermen mit den Isobaren zusammen, wenn man Druck und Volumen als unabhängige Variable in ein Diagramm einzeichnet. Diese den Isothermen und Isobaren gemeinsamen Linien heißen nach Korteweg Isophasen. Im mehrphasigen Gebiet können sich dieselben zu einer Fläche ausbreiten. Henning.

Isophoten = Kurven gleicher Helligkeit (s. d.).

Isopieste s. Isobare.

Isoplanatische Korrektur, die Wirkung einer Linsenfolge, die die Bedingung von E. Lihotsky und J. Staebble erfüllt s. Sinusbedingung.

Isoplere s. Isopykne.

Isoplethen. Eine von L. Lalanne in die Meteorologie eingebürgerte graphische Darstellungsmethode, welche es ermöglicht, den täglichen und den jährlichen Gang eines meteorologischen Elements in einem Diagramm zu veranschaulichen. Die Darstellung entspricht etwa den Höhenschichtenkarten (s. Isohypsen).

O. Baschin.

Isopotentiale heißt im Zustandsdiagramm eines Stoffes eine Linie, auf der das von Planck mit Φ bezeichnete thermodynamische Potential $\Phi =$

$$S - \frac{U + pV}{T} \text{ konstant ist, oder auf der } d\Phi = -\frac{V}{T} dp + \frac{U + pV}{T^2} dT = 0 \text{ ist (s. auch Entropie).}$$

Henning.

Isopykne heißt eine Linie, auf der in einem Zustandsdiagramm (einer p, v, T -Fläche) das Volumen der betrachteten Substanz konstant bleibt. Die Bezeichnung stammt von Wroblewsky (Wien, Sitzungsber. 1886). Ramsay und Young (1887) bezeichnen die Linien konstanten Volumens als Isochoren, Gibbs als isometrische Linien. Auch findet man bisweilen die Benennung **Isoplere** oder **Isostere**.

Henning.

Isorhachien s. Flutstundenlinien.

Isostasie. Isostasie ist der Zustand des Gleichgewichts in der Erdkruste, beruhend auf der Annahme, daß allen Massenanhäufungen auf der sichtbaren Erdoberfläche unterirdische Massendefekte entsprechen und umgekehrt, derart, daß auf jeder Flächeneinheit einer in einer gewissen Tiefe gelegenen Ausgleichsfläche überall das gleiche Gewicht lastet, daß somit eine Art hydrostatischen Gleichgewichts besteht. Ein solcher Zustand ist nur möglich, wenn sich die tieferen Schichten der Erde in einem gewissen Zustande der Plastizität befinden, so daß ein Ausgleich des Drucks stattfinden kann.

Man verbindet mit dem Begriff der Isostasie zwei Vorstellungen. Die erste, die nach Pratt genannt wird, besteht darin, daß man sich den Massenausgleich durch Dichte-Unterschiede hergestellt denkt; Massen, die sich über die Erdoberfläche erheben, entsprechen dann im Innern Massen geringerer Dichte. Noch richtiger ist es anzunehmen, daß die sichtbare Massenanhäufung selbst an dieser geringeren Dichte teilhat, so daß die Erhebung im ganzen als eine Folge der Auflockerung oder Dichteverminderung der inneren Massen erscheint; in der Tat hat man gefunden, daß die höheren Gebirge im allgemeinen geringere Dichte besitzen. Diese Auflockerung erstreckt sich bis zu einer gewissen Tiefe, in welcher der Ausgleich perfekt sein muß. Dort befindet sich die sog. Ausgleichsfläche. Daß eine solche Fläche existieren muß, ergibt sich aus folgender Überlegung. Wir haben allen Grund anzunehmen, daß die innersten Schichten der Erde unter dem Einfluß des großen Drucks und der hohen Temperatur plastisch sind und sich jedenfalls hydrostatisch lagern, so daß die Niveauflächen mit den Flächen gleichen Drucks zusammenfallen. Für die sichtbare Erdoberfläche ist dies gewiß nicht der Fall, wie ihre Unregelmäßigkeiten beweisen. Wenn wir also von innen herausgehen, muß eine Fläche die letzte sein, welche noch ungestört ist. Diese Fläche ist die Ausgleichsfläche. In welcher Tiefe sie liegt, läßt sich sowohl aus den Lotabweichungen wie aus den Schwerstörungen berechnen; man nimmt im allgemeinen eine Tiefe von 90—120 km an. Man darf sich nicht vorstellen, daß dieser Ausgleich für jeden einzelnen Punkt vollständig ist (lokal), so daß jeder Einzelheit in der Erhebung auch ein zugehöriger Dichteunterschied entspricht; der Ausgleich kann nur innerhalb eines Gebiets von gewisser Ausdehnung stattfinden (regional). Die Beobachtungen ergeben hierfür einen Umkreis von etwa 5—20 km Radius. Der mathematische Ansatz für die Pratt'sche Hypothese wird

folgendermaßen gemacht. Es sei h die Höhe eines Punktes über dem Meeresniveau und δ die mittlere Dichte der Erdoberfläche = 2,7. Verteilen wir diese Masse über die ganze Tiefe bis zur Ausgleichsfläche T , so erhalten wir den Wert der Dichte δ_1 aus der Gleichung $h\delta = T\delta_1$ oder genauer $h\delta = (T+h)\delta_1$; δ_1 ist die Defektdichte und hat das negative Vorzeichen.

Ist für einen Punkt des Meeres t die Tiefe, und ist δ_0 die Dichte des Meerwassers: $\delta_0 = 1,03$, so haben wir hier einen Massendefekt von der Größe $t(\delta - \delta_0)$. Derselbe, gleichmäßig auf die Tiefe T verteilt, führt zu der Beziehung $t(\delta - \delta_0) = T\delta_1$ oder genauer: $t(\delta - \delta_0) = (T-t)\delta_1$. Das Vorzeichen von δ_1 ist nun positiv (Fig. 1).

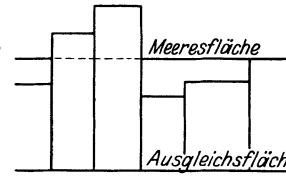


Fig. 1. Erdschollen in isostatischer Lagerung nach Pratt.

Die zweite Vorstellung, die man mit dem Begriff der Isostasie verbindet, ist nach Airy benannt und beruht auf der Annahme, daß die Schollen, aus welchen die Erdoberfläche besteht, auf einem Untergrunde von größerer Dichte schwimmen, in welchen sie so weit einsinken, bis die Bedingungen des archimedischen Prinzips erfüllt sind. In der Tat unterscheiden die Geologen in der Erdkruste zwei Schichten: Die obere, vorwiegend aus silicium- und aluminiumhaltigen Gesteinen (Sial), ist die leichtere; aus ihr bestehen die sichtbaren Teile der Erdoberfläche. Die zweite Schichte wird als Sima bezeichnet, enthält silicium- und magnesiumhaltige Gesteine, ist die schwerere und bildet den Untergrund, auf dem die Schollen schwimmen. Da es festgestellt wurde, daß der Boden des Ozeans als Massenanhäufung aufzufassen ist (s. Schwere), so kann man annehmen, daß dieser selbst schon die Oberfläche des Sima bildet. Für den pazifischen Ozean ist dies auch durch Erdbebenbeobachtungen ziemlich wahrscheinlich gemacht; während sich der Atlantische Ozean etwas anders verhält. Je mächtiger eine Schicht ist, desto tiefer sinkt sie in das Sima ein, um so höher ragt sie auch darüber hinaus (Fig. 2). Als Ausgleichsfläche muß die

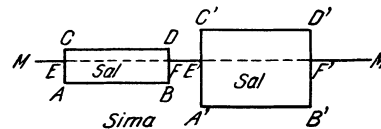


Fig. 2. Erdschollen in isostatischer Lagerung nach Airy.

untere Begrenzung der mächtigsten Scholle gelten. Für ihre Tiefe resultiert ein nur etwa halb so großer Wert wie bei Pratt. Wir werden CDEF oder C'D'E'F' als eine sichtbare Massenanhäufung (Gebirgs-, Kontinentalmasse) betrachten können, welche über den Untergrund MM herausragt. AB EF und A'B'E'F' werden dann zu einem unterirdischen Massendefekt Veranlassung geben, da hier die dichtere Masse der Unterlage durch die minderichte der Schollen verdrängt ist. Berücksichtigt man noch den Umstand, daß über MM noch das Meer mit einer Tiefe A lagert, so führt der Satz, daß das Gewicht der schwimmenden Masse gleich sein muß dem Gewicht des verdrängten Wassers und dem der verdrängten Untergrundmasse zu der Gleichung

$$d \delta = \delta_0 t + \delta' (d - h - t),$$

wo d die Dicke der Scholle, ρ und ρ' die Dichten von Sal und Sima bedeuten. Welche von den beiden Annahmen die richtigere ist, läßt sich aus den Beobachtungen nicht entscheiden, sondern es müssen hierfür geologische Überlegungen zu Hilfe genommen werden.

Korrigiert man die Werte der Schwere und der Lotstörungen auf Grund der isostatischen Massenlagerung, so muß in allen Gegenden, wo der Ausgleich vollständig und der geologische Bau nicht zu kompliziert ist, ein störungsfreies System bleiben. Gebiete mit unvollkommenem Ausgleich müssen sich durch systematische Störungen verhalten.

Als isostatisch vollständig kompensiert gelten die Kontinente als Ganzes. Ferner die großen Kettengebirge wie Alpen, Himalaya, Kaukasus, doch scheint in keinem Falle die kompensierende Masse genau unterhalb des Gebirges zu liegen, sondern etwas seitlich verschoben. Vulkanische Inseln in tiefen Meeren sind durchwegs nicht oder wenigstens unvollständig kompensiert und also als Störungen der Isostasie aufzufassen. Hier wird sich dieser Zustand erst im Laufe der Zeit einstellen, wie überhaupt im Bereiche junger Gebilde meist Störungen der isostatischen Lagerung vorkommen. Die Böden der Ozeane sind als Massenanhäufungen zu betrachten, die sich mit dem großen Defekt, welchen die Wassermasse vorstellt, kompensieren. Dagegen zeigen Binnenmeere deutlich Abweichungen von der Isostasie.

Die Untersuchungen über Isostasie haben gezeigt daß die Abweichungen von diesem Zustand selten und gering sind. Man kann ihn also als den normalen Zustand auffassen und es erwächst daher die Notwendigkeit, sowohl bei Lotabweichungen als bei Schwerstörungen die isostatische Massenlagerung zu berücksichtigen. *A. Prey.*

Isostere s. Isopykne.

Isotachen sind Kurven gleicher Geschwindigkeit in strömenden Flüssigkeiten und Gasen. *Eisner.*

Isotherme. Isothermen heißen diejenigen Kurven, welche in einem Diagramm alle Punkte gleicher Temperatur verbinden. Diese Kurven spielen sowohl in der Meteorologie als auch der reinen Physik eine wichtige Rolle, auf letzterem Gebiet insbesondere für das Studium der Gase und Dämpfe. Sehr häufig wird das Produkt des Druckes p mit dem Volumen v des Gases, also die Größe $p v$ (vgl.

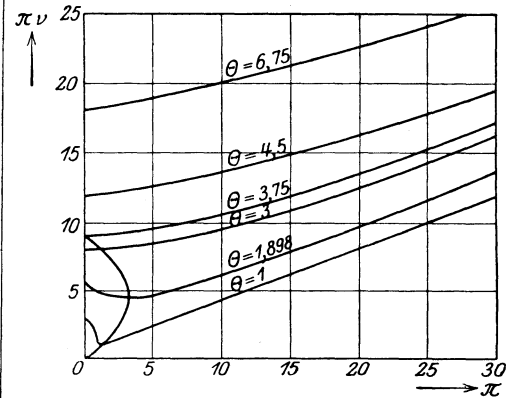
Figur) als Funktion des Druckes p oder der Dichte $\frac{1}{v}$ dargestellt. Für ein ideales Gas ist die Gleichung der Isotherme durch $p v = \text{const.}$ gegeben. Das Produkt ist also unabhängig vom Druck oder der Dichte und die Isothermen verlaufen sämtlich parallel zur p - bzw. $\frac{1}{v}$ -Achse. Die Isothermen

der wirklichen Gase sind Kurven, die von der geraden Linie besonders stark bei tiefen Temperaturen abweichen. Ihr Verlauf wird qualitativ durch die Figur wiedergegeben, die die reduzierten Isothermen einer beliebigen Substanz nach der

van der Waals'schen Zustandsgleichung (s. d.) für einige reduzierte Temperaturen $\Theta = \frac{T}{T_k}$ ($T_k =$ kritische Temperatur) darstellt. Als Abszissen sind die reduzierten Drucke $\pi = \frac{p}{p_k}$ (p_k

kritischer Druck) und als Ordinaten die reduzierten Produkte $\pi v = \frac{p v}{p_k v_k}$ (v_k kritisches Volumen) aufgetragen.

Unterhalb $\Theta = 3,375$ besitzt hiernach jede Isotherme ein Minimum, das um so stärker ausgebildet ist, je tiefer die Temperatur Θ liegt. Unter Zuhilfenahme



Isothermen für reduzierte Temperaturen.

des Gesetzes der übereinstimmenden Zustände (s. d.) kann man aus dem Verlauf einer Isotherme auf die kritische Temperatur eines Gases einen Rückschluß ziehen.

Stellt man die Isothermen in einem Diagramm dar, das p und v als Koordinaten enthält, so müssen sie für den Fall eines idealen Gases als gleichseitige Hyperbeln erscheinen. Bei wirklichen Gasen besitzen sie nur im Falle hoher Temperaturen annähernd die gleiche Gestalt, im übrigen verlaufen sie sehr abweichend davon (vgl. Sättigungsgebiet).

Auf dem Gebiet der Wärmeleitung ist es üblich, von Isothermenflächen zu sprechen. Es sind dies diejenigen Flächen, deren sämtliche Punkte die gleiche Temperatur haben und die in jedem Punkt senkrecht zur Strömungsrichtung der Wärme gelegen sind. *Henning.*

Isothermen. In der Meteorologie bezeichnet dieses Wort, wenn kein anderer Zusatz gemacht ist, Flächen gleicher Lufttemperatur, die in analoger Weise wie die Isobaren (s. d.) durch Zeichnung ihrer Schnittlinien mit dem Meeresspiegelauftragographisch dargestellt werden können.

A. v. Humboldt zeichnete als erster 1817 Jahresisothermen und setzte damit das graphische Verfahren der Zeichnung von Isarithmen an die Stelle der bis dahin üblichen mathematischen Formeln. Diese Methode hat sich als sehr zweckmäßig erwiesen und namentlich in der Meteorologie und Klimatologie eine sehr vielseitige Anwendung erfahren. Die Anzahl der verschiedenen Arten von Isarithmen-Linien, durch welche namentlich die geographische Verbreitung der einzelnen meteorologischen Elemente übersichtlich dargestellt werden kann, ist in ständiger Zunahme begriffen.

O. Baschin.

Isothermie bezeichnet in der Aerologie eine Atmosphärenschicht, in deren Vertikalerstreckung die Temperatur weder ab- noch zunimmt. Sie bildet den Übergang vom normalen Temperaturgradienten zur Inversion (s. d.). *Tetens.*

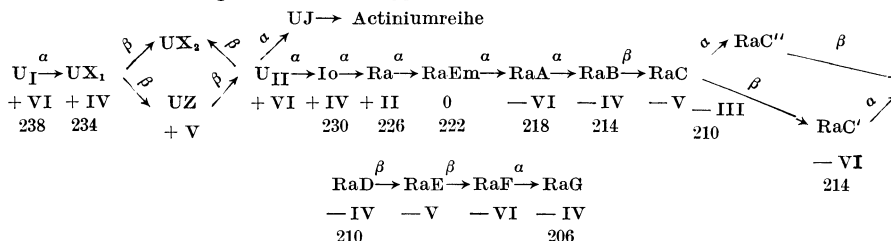
Isotomeograph nach Hagen. Ein Apparat zur Demonstration und Messung der Erdrotation. Ein

Waagebalken ist bifilar aufgehängt. Auf ihm befinden sich zwei schwerbeladene Wägelchen, die beide sowohl nach dem Mittelpunkt, wie nach dem äußersten Ende laufen können. Bei dieser Verlagerung ändert sich das Trägheitsmoment des Ganzen und damit, wenn der Apparat sich in Rotation um eine senkrechte Achse befand, auch die Winkelgeschwindigkeit. Infolge der Erdrotation befindet sich das Instrument dauernd in einer, wenn auch sehr langsamen Drehung, deren Komponente um die senkrechte Achse dem Sinus der geographischen Breite proportional ist. Eine plötzliche Verlagerung der Wägelchen von innen nach außen oder umgekehrt zeigt sich bei der bifilaren Aufhängung in einem kurzdauernden Ausschlag an, der mittels der Spiegelmethode gemessen wird.

Bottlinger.

Näheres s. Zeitschrift für Instrumentenkunde, Jahrgang 40, S. 65.

Isotopie. Die auf dem Gebiete der Radioaktivität gewonnenen Erfahrungen haben zur Aufstellung dieses neuen und für das Verständnis des Charakters eines „chemischen Elements“ ungemein wichtigen Begriff geführt. Bei dem Zerfall (s. d.) der radioaktiven Stoffe wird dem neu entstandenen Zerfallsprodukt sein Platz im periodischen System der Elemente und damit ein kurzes und vielsagendes Charakteristikum für sein chemisches Gebaren zugewiesen durch die sog. „Verschiebungsregel“ (s. d.), derzufolge nach einem α -Zerfall das Umwandlungsprodukt ein um vier Einheiten vermindertes Atomgewicht besitzt und in eine um zwei Einheiten tiefer stehende Valenzgruppe rückt, nach einem β -Zerfall seine Valenz sich bei gleichbleibendem Atomgewicht um eine Einheit vermehrt. Ist daher — um ein Beispiel herauszugreifen — eine α -Umwandlung von zwei β -Umwandlungen gefolgt, so wird die erstere Valenzverschiebung durch die beiden letzteren wieder rückgängig gemacht, das dritte Zerfallsprodukt liegt somit in derselben Valenzgruppe wie das Ausgangsmaterial und unterscheidet sich von diesem, abgesehen von seinen geänderten radioaktiven Eigenschaften jedenfalls durch sein kleineres Atomgewicht. — So durchlaufen z. B. die Zwischenglieder der Uran-Radiumreihe, ausgehend von dem sechswertigen Uran, der Reihe nach folgende Valenzgruppen:



Wobei in dem Zerfalls-Schema der Name des Zerfallsprodukts, die Art des Zerfalls (ob α - oder β -Zerfall) und darunter die Valenzgruppe angegeben ist; unter letzterer ist dort, wo eine Änderung gegen früher — also nur nach α -Umwandlung — eingetreten ist, das Atomgewicht hinzugefügt. In der negativ vierwertigen Valenzgruppe wird ein für unsere Meßgenauigkeit stabiles Element, RaG erreicht; sein Atomgewicht von 206 stimmt nahe überein mit dem des Bleies (207,2); die Vermutung, daß RaG identisch sei mit dem ebenfalls vierwertigen Blei, lag nahe. Aber auf dem Wege

von Uran bis Blei waren noch andere, bereits von chemischen Elementen besetzte Stellen des periodischen Systems (vgl. die Fig. am Schlusse des Kapitels sowie im Artikel „Verschiebungsregel“) zu passieren. So kommt das vierwertige UX_1 auf den Platz des Thoriums, U_{II} auf U_I (Ausgangspunkt der Ac-Reihe), Io auf Thorium, RaB auf Blei, RaC auf Bi usw. zu liegen. Und in allen diesen Fällen konnte gezeigt werden, daß trotz verschiedener Atomgewichte, trotz anderer Entstehungsgeschichte und Lebensfähigkeit die sich deckenden Elemente in chemischer Beziehung als völlig identisch anzusehen sind. — Ebenso wie die Uranreihe liefern auch die Thorium- und Actiniumreihe Zerfallsprodukte, die sich als chemisch gleich mit bereits bekannten Elementen erweisen. Außerdem wird auch ein Teil der im Intervall Uran bis Thallium bisher noch unbesetzten Plätze belegt, so die Valenzgruppe \emptyset durch die Emanationen, —VI durch Polonium, +V durch Protoactinium (Pa), +III durch Actinium und +II durch Radium.

Solche Elemente nun, die bei verschiedenem Atomgewicht und bei verschiedener Entstehungsgeschichte völlige chemische Gleichheit zeigen, werden Isotope genannt. Die ein und denselben Platz im periodischen System belegende Isotopengruppe nennt man eine Plejade. In der folgenden Tabelle steht zu Beginn der Isotopen-Zeile deren typischer Vertreter (die sog. „Dominante“), dessen chemische Reaktionen von seinen horizontalen Nachbarn befolgt werden.

Uran	(238,2)	U_I (238), U_{II} (234).
Protoactinium	UX_2 (234), UZ (234), Pa (234).	
Thorium	(232,2)	UX_1 (234), Th (232), Io (230), UY (230), Rd.Th (228), RdAc (226).
Actinium		MsTh_2 (228), Ac (226).
Radium		MsTh_1 (228), Ra (226), ThX (224), AcX (222).
Emanationen		RaEm (222), ThEm (220), AcEm (218).
Polonium		RaA (218), ThA (216), AcA (214), RaC' (214), ThC' (212), AcC' (210), RaF = Po (210).
Wismut	(209,0)	RaC (214), ThC (212), AcC (210), RaE (210).

Blei	(207,2)	RaB (214), ThB (212), AcB (210), RaD (210), ThD (208), AcD (206?), RaG .
Thallium	(204,4)	RaC'' (210), ThC'' (208), AcC'' (206).

Sind zwei Elemente einer Horizontalreihe einmal vereint, so gelingt es auf keine Weise, sie nach den üblichen chemischen Methoden zu trennen oder eines davon relativ anzureichern. Bei allen Fällungen (oder „Mitreibungen“) verteilen sie sich im gleichen Verhältnis zueinander auf Filtrat und Lösung, sie zeigen gleiche Verdampfungskurven, also gleiche

Flüchtigkeit, sie zeigen gleiche Dialyse, magnetische Suszeptibilität und erweisen sich elektrolytisch gleich, sei es in wässriger Lösung oder im Schmelzfluß; ihre Zersetzungsspannungen sind identisch und sogar im Spektrum, weder im „optischen“, noch im Röntgenspektrum, sind keine Unterschiede wahrnehmbar. Da sich isotope Elemente mit verschiedenem Atomgewicht nach den heutigen Anschauungen nur durch die für das A.-G. maßgebende Kernstruktur bzw. Kernmasse, nicht aber durch die Kernladung und den durch sie bedingten Aufbau der Hülle unterscheiden, so sind von vorneherein alle chemischen und auch jene physikalischen Methoden als für Isotopentrennung ungeeignet zu erwarten, die sich auf die periodischen, durch den Bau der Hülle bedingten Eigenschaftsunterschiede stützen. Nur dort, wo die Kernmasse beim Versuche von Einfluß ist, kann ein Erfolg erhofft werden. So ist es gelungen, durch einen Kunstgriff die schnellere Destillation der leichteren Atome eines Isotopengemisches zu einer wenigstens teilweisen Trennung auszunützen; ebenso konnte die größere Molekulargeschwindigkeit des leichteren Isotops bei Strömung eines dampfförmigen Isotopengemisches durch feine Öffnungen (Effusion) verwendet werden. Der Wirkungsgrad solcher Trennungen ist aber sehr gering.

Dagegen ist die Radioaktivität selbst ein ungemein feines und vollkommenes Hilfsmittel zum Nachweis dessen, daß z. B. irgendeine der oben links stehenden Dominanten eine minimale Spur eines ihr isotonen aktiven Materials enthält. Man kann mit elektrometrischen Methoden noch die Anwesenheit von 10^{-12} g Ra an seinen α -Strahlen sicher erkennen; wo also mikrochemische (10^{-8} g und spektralanalytische (10^{-10} g als ungefähre Empfindlichkeitsgrenze) Methoden längst versagen, können durch Zusatz aktiver Isotopen, sog. „Indikatoren“, noch quantitative Aussagen gemacht werden, wobei noch der Vorteil erreicht ist, daß Verunreinigungen, die bei mikrochemischer Analyse so einflußreich auf das Ergebnis sind, hier leicht vermieden und unschädlich gemacht werden können.

Aber auch das Hilfsmittel der Radioaktivität versagt, wenn es gilt nachzuweisen, daß in einer Dominante sich ein nicht-aktives Isotop zugemischt befindet. Um diese Aufgabe handelt es sich z. B. bei der Beantwortung der speziellen Frage, ob Bleisorten verschiedenen Ursprungs Anteile an einem der drei mit Pb isotonen inaktiven Endglieder der radioaktiven Reihen, also ThD (Thoriumblei A = 208), AcD (Actiniumblei A = 206?), RaG (Uranblei A = 206) enthalten. Sind diese Anteile in wägbaren und vergleichbaren Mengen vorhanden und sind sicher nicht mehr als zwei Isotope vermischt, so kann eine entsprechend genaue Atomgewichtsbestimmung die gestellte Frage beantworten.

Für „gewöhnliches“ Blei wurde das A.-G. bestimmt zu	207,15 + 0,01
Für thoriumfreies Pb aus dem Uranerz „Carnotit“ (Colorado)	206,6 + 0,01
Für thoriumfreies Pb aus dem Uranerz „Pechblende“ (Joachimsthal)	206,6 + 0,03
Für thoriumfreies Pb aus dem Uranerz „Uraninit“ (Neu Carolina)	206,3 + 0,1
Für thoriumfreies Pb aus dem Uranerz „Pechblende“ (Morogoro)	206,05 + 0,01
Für thoriumfreies Pb aus dem Uranerz „Bröggerit“	206,06 + 0,01

Für das Thoriumerz (60% Th, 40% U)
„Thorianit“ 206,83 ± 0,03

Für das Thoriumerz (1,03% U;
57% Th) „Thorit“ 207,77 ± 0,14

Nun sollte ein aus Uran entstandenes Blei das Atomgewicht 206, ein aus Thorium entstandenes 208,2 haben. Und man sieht aus obigen Zahlen, wie das aus thoriumfreien Uranerzen gewonnene Blei fast den Wert 206,0 erreicht, während das aus Thorerzen entstammende Pb auf 206,8, in einem neu untersuchten Fall (Thorit, Norwegen) bis 207,8 steigt. Mit Recht wird man diese Bleisorten als reine bzw. mit gewöhnlichem Pb gemischte Bleisorten auffassen. — Außer diesen absoluten Atomgewichtsbestimmungen wird oft mit Vorteil eine relative Methode verwendet werden können, die von der durch unsere Vorstellungen über den Atombau nahegelegten Voraussetzung ausgeht, daß isotope Atome, die sich nur durch die Masse und Zusammensetzung ihres Kerns, aber nicht durch die Konstitution ihrer Elektronenringe (daher das gleiche chemische und spektrale Verhalten) unterscheiden, gleiches Atomvolumen haben müssen. In diesem Fall müssen sich z. B. Bleisorten verschiedener Abstammung durch ihre entsprechend dem A.-G. geänderte Dichte unterscheiden. So wurde die Dichte des gewöhnlichen Bleies zu 11,337, des von Uran stammenden zu 11,289 bestimmt. In die Atomgewichte von 207,2 bzw. 206,3 hinein dividiert ergibt dies tatsächlich die gleichen Atomvolumina 18,277 bzw. 18,274. Unter gewissen Voraussetzungen, die experimentell bestätigt werden konnten, ist diese relative A.-G.-Bestimmung auch auf Lösungen anwendbar.

Die Lösung der allgemeinen und zunächst nicht unmittelbar mit der Instabilität der Atome zusammenhängenden Frage, ob die Isotopie vielleicht eine allgemeine Eigenschaft der Elemente sei, wurde mit Hilfe des Aston'schen Massenspektrographen (s. Massenspektrum) dahin beantwortet, daß die Mehrzahl der chemischen Elemente Mischelemente sind, d. h., aus einer Mischung von chemisch gleichartigen Atomen mit verschiedenem ganzzahligen Atomgewicht bestehen; dabei kommen unter den die Mischung bildenden isotonen Reinelementen Atomgewichtsunterschiede bis zu acht Einheiten vor. Die Zusammensetzung dieser „stabilen“ Mischelemente scheint unabhängig von Alter und Herkunft zu sein (vgl. den Artikel „Atomkern“).

Die experimentell genügend fundierte Tatsache der Existenz von Isotopen hat nun weittragende Folgen für den Elementenbegriff. Bisher galten die Eigenschaften der Elemente als periodische Funktionen der Atomgewichte. Diese Auffassung ist nun nicht mehr haltbar, denn einerseits finden wir in den Horizontalreihen der eingangs angeführten Plejaden-Tabelle Elemente mit gleichen Eigenschaften und verschiedenem Atomgewicht, andererseits lassen sich in vertikaler Richtung leicht Elemente mit gleichem Atomgewicht bei verschiedenen chemischen Eigenschaften finden (Rd Ac und Ac; Ac X und Ra Em, Ra B, Ra C und Ra C' usw.). Das Atomgewicht ist sonach nicht das bestimmende Moment für das chemische Verhalten, was sich ja auch in störenden Abweichungen bei der bisher üblichen Auffassung dokumentiert hat (z. B. in der sinnwidrigen Reihenfolge für die Elementenpaare Ar und K, Co und Ni, Te und J usw. oder bei den seltenen Erden).

— Nach den neuen Anschauungen wird als Parameter statt des Atomgewichts die sog. Kernladung (vgl. den Artikel Atommodell) eingeführt, die von 1 für Wasserstoff beginnend in der Zahlenreihe ansteigt bis 92 bei Uran. Diese Einführung wird gerechtfertigt durch hypothetische Vorstellungen über den Bau des Atoms und durch experimentelle Errungenschaften auf dem Gebiete der Röntgenspektroskopie, wonach die Kernladung in bestimmter einfacher Beziehung zur Frequenz der „charakteristischen“ Serien und damit im Zusammenhange mit der, auch die chemischen Eigen-

schaften bedingenden Anordnung der im Atom kreisenden Elektronen zu setzen ist.

Im Zusammenhange mit diesen Ausführungen sei eine, diesen neueren Anschauungen entsprechende Darstellung des periodischen Systems (s. d.) der Elemente wiedergegeben. Die verschiedenen breiten Rahmen sollen den Gang der Atomvolumina schematisch andeuten. Die Maxima der Atomvolumina (Elemente der Alkaligruppen) sind in die Mitte gestellt. Unter jedem Elementsymbol sind Atomgewicht und Ordnungszahl (Kernladung) angegeben.

Periodisches System der Elemente.

Negative Valenz-Zahl der Elektronen die aufgenommen werden können:										Positive Valenz-Zahl der Elektronen die abgegeben werden können:																
(-7)	(-6)	(-5)	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4	+5	+6	+7	+8											
+1	+2	+3	+4	+5	+6	+7	0	(-7)	(-6)	(-5)	-4	-3	-2	-1	+											
Symbol															H											
Atomgewicht															1,008											
Ordnungszahl:															1											
															He											
															Li											
															Be											
															B											
															C											
															N											
															O											
															F											
															Ne											
															Na											
															Mg											
															Al											
															Si											
															P											
															S											
															Cl											
															Ar											
															K											
															Ca											
															Sc											
															Ti											
															V											
															Cr											
															Mn											
															Fe											
															Co											
															Ni											
Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Ma	Ru	Rh	Pd									
63,6	65,4	69,7	72,5	75,0	79,2	79,9	82,9	85,5	87,6	89,0	91,2	93,5	96,0	?	101,7	102,9	106,7									
29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46									
Ag	Cd	Jn	Sn	Sb	Te	J	X	Cs	Ba	La	Ce	Pr	Nd	?	Sm	Eu	Gd									
107,9	112,4	114,8	118,7	121,8	127,5	126,9	130,2	132,8	137,4	139,0	140,3	140,9	144,3		150,4	152,0	157,3									
47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64									
															Tb											
															Dy											
															Ho											
															Er											
															Tu											
															Die seltenen Erden			Jb	Cp	Hf	Ta	W	Re	Os	Jr	Pt
															sind nicht bestimmt			173,5	175,0	178,6	181,5	184,0		150,4	152,0	157,3
															zugeordnet			70	71	72	73	74	75	76	77	78
Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	?	Em	?	Ra	Ac	Th	Pa	U													
197,2	200,6	204,4	207,2	209,0	210		222		226,0	(226)	232,1	(230)	238,2													
79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92													
I	II	III	IV	V	VI	VII	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII											

Gruppen-Nummer B (Die Atomvolumina nehmen von der Mitte nach beiden Seiten ab.) A

K. W. F. Kohlrausch.

Isotropes Dielektrikum. Als isotropes Dielektrikum bezeichnet man ein Dielektrikum, das nach keiner Richtung hin irgendwie ausgezeichnet ist, sondern in allen Richtungen des Raumes dieselben Eigenschaften besitzt.

R. Jaeger.

Isotropes Material. Als isotrop im elastischen Sinne bezeichnet man einen festen Körper, dessen elastische Eigenschaften für alle Richtungen der Kraftwirkung gleich sind. Für isotropes Material sind die Spannungs-Verzerrungsgleichungen (s. Hookesches Gesetz) von der Orientierung des Koordinatensystems unabhängig.

F. Schleicher.

Isozyklisches System s. Koordinaten der Bewegung.

Isthmusmethode. Mit den gewöhnlichen Meßanordnungen läßt sich die Untersuchung der Magnetisierbarkeit ferromagnetischer Körper nur bis zu einer mäßigen Feldstärke, etwa von der Größe $\mathfrak{H} = 500$, ohne erhebliche Schwierigkeiten ausdehnen. Zur Erreichung höherer Feldstärken bedient man sich der von Ewing angegebenen Isthmusmethode, bei welcher der hohe, in den Schenkeln eines Elektromagnets erzeugte Induktionsfluß mittels konischer Polstücke in ein kurzes, dünnes Stäbchen, den sog. Isthmus, zusammengepreßt wird. Dieses Stäbchen ist mit zwei Sekun-

därspulen von genau gleicher Windungszahl umgeben, die mit dem ballistischen Galvanometer verbunden werden können. Zwischen der ersten und zweiten Spule ist ein kleiner Zwischenraum

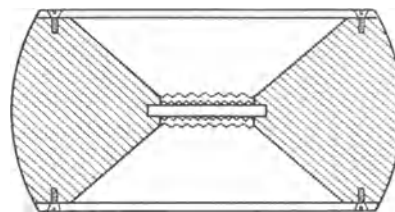


Fig. 1. Verbesserte Isthmusanordnung.

gelassen. Dreht man mittels eines Handgriffs das aus Isthmus und den beiden Polstücken bestehende Mittelstück (s. Fig. 1) um 180°, so ist, wenn nur die innere Spule mit dem ballistischen Galvanometer verbunden ist, der entstehende Ausschlag proportional dem Induktionsfluß im Isthmus. Sind jedoch beide Spulen gegeneinander geschaltet, so erfolgt von der Induktion im Stäbchen selbst kein Stromstoß, da beide Spulen einen gleich großen, aber entgegengesetzten gerichteten

hervorbringen würden; dagegen bringt die äußere Spule noch einen Stromstoß hervor, welcher von den Kraftlinien herrührt, die im Zwischenraum zwischen den beiden Spulen verlaufen; diese sind aber proportional der Feldstärke, welche hier und angenähert auch innerhalb des Stäbchens herrscht. Man kann also, vorausgesetzt, daß man den Querschnitt des Luftraums zwischen den beiden Spulen genau genug kennt, durch zwei aufeinanderfolgende Galvanometerausschläge sowohl die Induktion im Stäbchen als auch die dazu gehörige Feldstärke ermitteln.

Nimmt man, wie Ewing dies tat, den Isthmus kurz und stellt ihn mit den zugehörigen Polstücken aus einem Stück her, so kann man mit Hilfe eines starken Elektromagneten bis zu sehr erheblichen Feldern von mehreren zehntausend Gauß kommen. Man ist jedoch zur Bestimmung des Querschnitts zwischen den beiden Spulen auf die unsichere mechanische Ausmessung durch Taster und dgl. angewiesen, worunter die Genauigkeit der ganzen Messung erheblich leidet. Genauere Werte bei bequemerer Ausführung liefert die Anordnung von Gumlich, welcher stets dieselben Polstücke aus weichem Material verwendet, in deren Bohrung die Isthmusbüchsen aus den verschiedenen Versuchsmaterialien eingelassen werden (s. Fig. 1). Die Windungsflächen der beiden Meßspulen, die über das Stäbchen geschoben werden, lassen sich in einer Normalspule von bekannter Feldstärke magnetisch sehr genau ermitteln. Die Anordnung bietet im Gegensatz zu der von Ewing einen direkten Anschluß an die Jochanordnung, da sie gestattet, bis auf etwa $H = 150$ herunterzugehen.

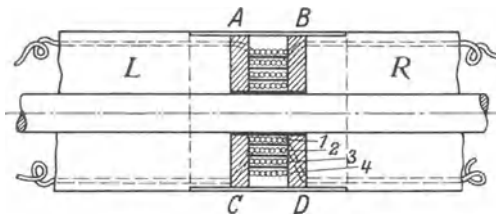


Fig. 2. Joch-Isthmusmethode: Einsatz.

Der mit dem kleinsten Modell des Halbringelektromagneten von du Bois erreichbare Höchstwert von 4000—5000 Gauß ist zwar sehr viel niedriger, als bei der Ewingschen Anordnung, reicht aber für die gewöhnlichen Eisensorten zur Bestimmung der magnetischen Sättigung noch aus und läßt sich auch durch Verkürzung des Interferrikums nach Bedarf noch steigern.

Eine weitere Verbesserung stellt die ebenfalls von Gumlich herrührende Joch-Isthmusmethode dar. Als Probe dienen die für die gewöhnlichen Jochmessungen verwendeten zylindrischen Stäbe, die in einem aus zwei Stücken bestehenden ausgebohrten Zylinder L—R aus weichem Eisen Platz finden, welcher seinerseits von der Magnetisierungsspule des Jochs umschlossen wird. Beide durch die Messinghülse F zusammengehaltenen

Teile sind magnetisch getrennt durch das Interferrikum A B C D von etwa 1 cm Breite (Fig. 2), welches vier Spulen von gleicher Windungszahl enthält, die in kleinem Abstand voneinander auf einen dünnen Messingkern gewickelt sind; sie lassen sich, wie die Spulen bei der Isthmusmethode, einzeln oder gegeneinander geschaltet mit dem ballistischen Galvanometer verbinden. Durch den in der Jochspule verlaufenden Strom wird der Einsatz L R und der Probestab magnetisiert, und zwar letzterer in dem Interferrikum besonders stark, da auch die in den Eisenzylindern entstehenden Induktionslinien zum größten Teil in den Isthmus zusammengedrängt werden. Der beim Kommutieren des Magnetisierungsstroms beobachtete Ausschlag des Galvanometers, wenn dies mit der innersten Spule allein verbunden ist, entspricht der Induktion im Stab, während die Ausschläge, welche man mit Hilfe der gegeneinander geschalteten Spulen $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$ erhält, den Feldstärken in den betreffenden, von den Spulenkombinationen eingeschlossenen Ringzonen proportional sind, deren Querschnitte natürlich durch Messung im Feld einer Normalspule genau bekannt sein müssen. Da sich die Feldstärke in der Nähe des Stabes radial nach außen hin nicht unerheblich ändert, so kann man diese drei Werte dazu benutzen, durch Extrapolation die wahre Feldstärke an der Staboberfläche und somit auch im Innern des Stabes zu finden.

Hier, wie auch bei der gewöhnlichen Isthmusmethode, sind bei der Bestimmung der Induktion die zwischen Stab und Induktionsspule verlaufenden Kraftlinien des Feldes, welche bei der Induktionsmessung mitgemessen werden und eine sehr erhebliche Fehlerquelle bilden, zu berücksichtigen.

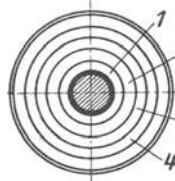
Die Anordnung liefert in der Ausführung der Reichsanstalt Feldstärken bis zu etwa 7500 Gauß, gibt einen direkten Anschluß an die Jochmessungen und eignet sich in etwas abgeänderter Form auch zur Bestimmung des Sättigungswertes von Dynamo-blech.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1918.

I-Strahlung. Von Barkla im Jahre 1917 (Barkla und White, Phil. Mag. Bd. 34, S. 270, 1917) auf Grund von Absorptionmessungen am Aluminium vermutete charakteristische Röntgenstrahlung, welche die K-Strahlung an Härte noch übertrifft. Sie wurde beim Al zu $\lambda = 0,37 \text{ \AA}$, beim C und beim O zu $0,42$ bzw. $0,39 \text{ \AA}$ angenommen, da an diesen Stellen Unstetigkeiten der Absorption aufzutreten schienen. Obgleich von anderen Forschern vergeblich versucht wurde, diesen Befund zu bestätigen, hielt Barkla an seiner Ansicht von der Existenz der I-Strahlung fest und suchte sie durch weitere Arbeiten zu stützen. Vgl. z. B. Barkla und Mackenzie, Phil. Mag. (7) Bd. 1, S. 542, 1926.

Behnken.



J

Jablochkoffkerze. Aus den Anfängen der Lichttechnik stammende elektrische Lichtquelle. Bestand aus zwei durch nichtleitendes Material getrennten parallelen Kohlenstäben, zwischen denen ein Lichtbogen gezündet wurde. Nach zufälligem Erlöschen ließ sich der Lichtbogen nicht wieder zünden. Deshalb war diese Lampe für die Praxis nicht brauchbar. *Güntherschulze.*

Jacobisches Ellipsoid s. Gleichgewichtsfiguren.

Jäderindräfte, Jäderinbänder s. Basisapparate.

Jährliche Variation s. Variationen des Erdmagnetismus.

Jahr. Umlaufzeit der Erde um die Sonne. Man unterscheidet siderisches, tropisches, anomalistisches und drakonitisches oder Knotenjahr. Das siderische Jahr ist die Zeit, welche die Sonne in ihrer scheinbaren Bewegung braucht, um wieder zu dem gleichen Fixstern zu gelangen. Seine Dauer beträgt 365d 6h 9m 9s.

Das tropische Jahr ist die Zeit, die die Sonne braucht, um vom Frühlingspunkt wieder zum Frühlingspunkt zurückzugelangen. Da der Frühlingspunkt infolge der Präzession rückwärts läuft, ist das tropische Jahr kürzer als das siderische. Es dauert 365d 5h 48m 46s. Das tropische Jahr ist für die Jahreszeiten maßgebend, darum ist das bürgerliche Jahr ihm angepaßt (vgl. Kalender).

Das anomalistische Jahr definiert die Zeit, welche die Erde braucht, um von Perihel zu Perihel zu gelangen. Da das Perihel selbst im Sinne der Erdbewegung umläuft, ist das anomalistische Jahr länger als das siderische und beträgt 365d 6h 13m 48s.

Das drakonitische oder Knotenjahr (in bezug auf den Knoten der Mondbahn), das bei der Berechnung von Sonnen- und Mondfinsternissen eine Rolle spielt, ist wegen der stark rückläufigen Bewegung des Mondknotens bedeutend kürzer und beträgt nur 346d 7h 53m. *Bottlinger.*

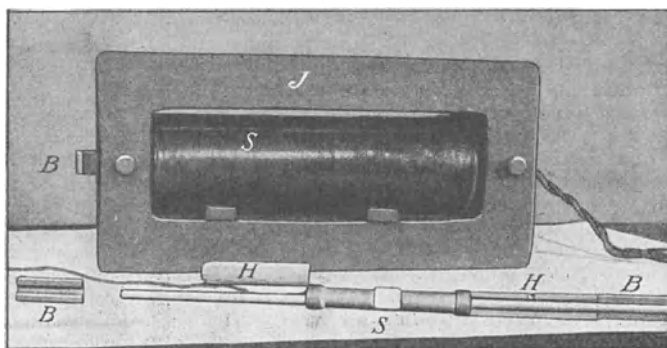
Jeans' Strahlungsgesetz s. Strahlungsgesetze; s. a. Rayleigh-Jeans' Gesetz.

Jelletscher Halbschatten-Analysator s. Polariometer.

Jochmethode. Die Jochmethode dient zur magnetischen Untersuchung von Materialien in Form von Stäben oder von Blechstreifen nach der ballistischen Methode (s. d.). Der zu untersuchende Probekörper wird umschlossen von einer Magnetisierungsspule S (vgl. Figur) und einer darunter befindlichen Sekundärspule s, die mit dem ballistischen Galvanometer verbunden ist. Durch das Joch J, welches den Probestab mittels der Klemmbacken B zu einem vollkommenen magnetischen Kreise schließt, wird verhindert, daß sich freier Magnetismus an den Enden des Stabes bildet, der entmagnetisierend auf die Probe zurückwirken würde. Vollkommen gelingt dies allerdings nicht; infolgedessen bedürfen die auf diese Weise ge-

wonnenen Magnetisierungskurven stets noch einer Verbesserung, der sog. Scherung; man erhält sie dadurch, daß man einen im Joch untersuchten Stab von ähnlichen magnetischen Eigenschaften zum Ellipsoid abdreht und mit dem Magnetometer (s. d.) untersucht; ein Vergleich der so gewonnenen absoluten mit den durch die Jochmessung erhaltenen Werte liefert die an der Feldstärke anzubringenden Scherungswerte; doch gelten diese nur für magnetisch einigermaßen ähnliches Material.

Das Joch soll hohe Anfangspermeabilität und großen Querschnitt besitzen; außerdem muß der Probestab unter Vermeidung größerer Luftschlitze mittels sog. Klemmbacken aus weichem Eisen eng mit dem Joch verbunden werden, damit der



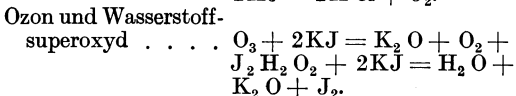
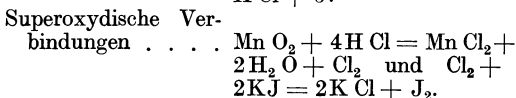
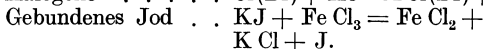
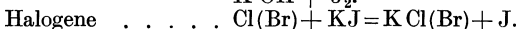
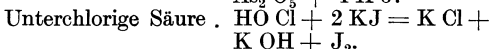
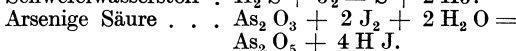
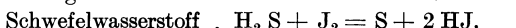
Joch für magnetische Untersuchungen.

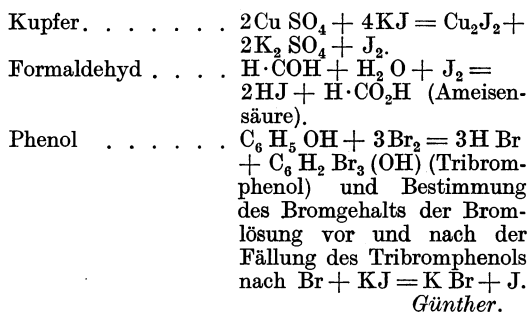
magnetische Widerstand, welchen Luftschlitze und Jochteile dem Induktionsfluß entgegensetzen, möglichst gering wird. Auch andere Meßanordnungen, wie der Koepselsche Magnetisierungsapparat, die Präzisionswaage von du Bois und dgl. machen von der Jochanordnung Gebrauch, obwohl die Meßanordnung auf anderen Prinzipien beruht.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn 1918.

Jodometrie (s. Maßanalyse). Folgende Stoffe können (unter vielen anderen) jodometrisch bestimmt werden, indem man mit ihrer Hilfe durch eine quantitativ verlaufende Reaktion Jod in einer Lösung verschwinden oder entstehen läßt.





Jodvoltameter s. Voltameter.

Johnsen-Rahbek-Effekt. Wird auf eine Platte, die aus einem Halbleiter (z. B. Solnhofener Schiefer) besteht und deren untere Fläche mit einer festanschließenden Metallbelegung versehen ist, eine Metallscheibe gelegt und eine Spannung von beispielsweise 220 V an die Metallbelegung unter der Platte und die Metallscheibe auf ihr geschaltet, so fließt infolge des hohen Widerstandes des Halbleiters nur ein Strom von etwa 10^{-6} Amp. durch das System. Gleichzeitig wird aber die Metallplatte so kräftig von der Halbleiterplatte angezogen, daß Hebekräfte von der Größenordnung eines Kilogramms nötig sind, um sie von ihr abzuheben.

Diese Erscheinung wird nach ihren Entdeckern der Johnsen-Rahbek-Effekt genannt. Die Erklärung dieses Effekts beruht darauf, daß sich zwei aufeinander gelegte Platten nur in ganz wenigen Punkten wirklich berühren. An allen anderen Stellen haben sie einen wechselnden, sehr geringen Abstand voneinander. Liegt zwischen solchen Stellen eine Spannung, so ziehen sich die beiden einander gegenüberliegenden Flächen elektrostatisch mit Kräften an, die um so größer sind, je größer die Spannung und je kleiner der Abstand ist. Um aber eine Spannung an die Trennschicht zu bringen, muß die Platte aus einem Halbleiter bestehen. Ein guter Leiter würde nur einen Strom ohne Spannung hervorrufen und ein Nichtleiter könnte die Spannung nicht auf die Unterseite der Platte übertragen.

Der Johnsen-Rahbek-Effekt wird technisch in mehrfacher Beziehung ausgenützt. Wird die eine Elektrode als rotierender Zylinder ausgebildet, auf der der Halbleiter, etwa eine Lederschicht, aufliegt, so wird die letztere kräftig mitgenommen, sobald die Spannung eingeschaltet wird, so daß sie eine Federspannung überwindet, aber sogleich wieder losgelassen und von der Feder zurückgezogen, sobald die Spannung ausgeschaltet wird. Die Anordnung ist also ein empfindliches Relais, das schon auf außerordentlich geringe Energiemengen anspricht.
Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys., Bd. XVI. Julius Springer, Berlin 1927.

Joubertsche Scheibe. Sie dient zur punktweisen Aufnahme von Wechselstromkurven. Auf die Welle der Maschine ist eine Scheibe aus Isoliermaterial aufgesetzt, in deren Rand ein als Kontaktgeber dienendes Metallstück eingelassen ist. Zwei auf der Scheibe schleifende Bürsten werden bei jeder Umdrehung der Scheibe einmal leitend miteinander verbunden, so daß der Momentanwert der Spannung durch ein angeschlossenes Voltmeter, Elektrometer oder durch einen Kondensator mit ballistischem Galvanometer gemessen werden kann. Durch Verstellen der Bürsten auf einem Teilkreis

wird durch eine hinreichende Zahl von Momentanwerten die gesamte Spannungskurve aufgenommen. Die Stromkurve erhält man, indem man einen induktionsfreien Widerstand in den Stromkreis einschaltet und die Spannung an den Enden dieses Widerstandes mißt. Die Joubertsche Scheibe ist heute fast vollständig durch den Oszillographen verdrängt worden. *K. Pöhlhausen.* Näheres s. W. Jaeger, Elektrische Meßtechnik. 1917 Leipzig. J. A. Barth.

Jouguet-Gleichung, -Theorie s. Detonationsgleichungen.

Joukowskysches Profil. Durch konforme Abbildung von Kreisen in der ζ -Ebene auf die z -Ebene nach der Gleichung $z = \zeta + \frac{a}{\zeta}$ erhält man Formen, die den Flugzeugprofilen sehr ähneln. Auf diese Konstruktion wurde von Joukowsky



Joukowskysche Profile.

hingewiesen, nachdem die entstehenden Profilformen auch benannt sind. Da durch diese Abbildungen auch eine Potentialströmung um den Kreis in eine Potentialströmung um die Flügelkontur übergeführt wird, wobei Zirkulationsgröße und Geschwindigkeit der Strömung im Unendlichen gleichbleiben, bildet diese Konstruktion ein wertvolles Hilfsmittel zur Untersuchung von Potentialströmungen um Flügelprofile. Eine Einschränkung der Allgemeinheit bedeutet es bei den Joukowskyschen Profilen, daß der Kantenwinkel am Hinterende immer Null ist. Beispiele solcher Profile zeigt die Figur. *L. Hopf.*

Joule (Absolutes und Internationales). Praktische Einheit der elektrischen Energie im elektromagnetischen Maßsystem, gleichbedeutend mit „Wattsekunde“. Es entspricht der Arbeit, die erhalten wird, wenn die Leistung von einem Watt eine Sekunde lang andauert. Zur Zeit hat man zu setzen: 1 Intern. Joule = 1,0005 absolute Joule, das absolute Joule ist gleich 10^7 Erg. Eine Kilowattstunde ist gleich $3,6 \times 10^6$ intern. Joule.

W. Jaeger.

Joulesche Wärme. Wird ein elektrischer Strom durch einen Leiter geführt, so entsteht in diesem Wärme, die als Joulesche Wärme bezeichnet wird, da Joule die Gesetzmäßigkeiten dieser Erscheinung feststellte. Er beschickte stromdurchflossene Drähte, die in einem Kalorimeter angeordnet waren, mit verschiedenen starken Strömen und fand, daß die in der Zeit t erzeugte Wärme Q außer der Zeit t sowohl dem Quadrat der Stromstärke i als auch dem Widerstand R des Drahtes proportional ist. Hieraus folgt also die Beziehung $Q = k \cdot i^2 \cdot R \cdot t$, wenn k eine Konstante bezeichnet, die von der Wahl der Einheiten abhängt, in denen die einzelnen Größen der Gleichung gemessen werden. Nach dem Ohmschen Gesetz ist der Widerstand $R = \frac{V}{i}$, d. h. gleich dem Quotienten aus der Potentialdifferenz an den Enden des betrachteten Drahtstückes und der Stromstärke. Somit erhält man auch die Gleichung $Q = k i V t$. Die linke Seite stellt

eine Energiegröße dar. Man erkennt, daß die rechte Seite als eine Arbeitsgröße zu deuten ist, da die Potentialdifferenz V die Arbeit bezeichnet, welche geleistet wird, wenn die Einheit der Elektrizitätsmenge das Leiterstück durchläuft und die Stromstärke i der Elektrizitätsmenge proportional ist, die pro Sekunde durch den Querschnitt fließt.

Die Größe iV bzw. i^2R heißt Watt, falls i in Amp., V in Volt, R in Ohm gemessen wird. Sie stellt eine Leistung (= Energie pro Sekunde) dar. Auf das mechanische Maßsystem umgerechnet ist ein Watt = 10^7 Erg/sec = 0,1020 Meterkilogramm/sec = 0,00136 Pferdestärken.

Dauert die Leistung von ein Watt eine Sekunde lang, so erhält man die Energie einer Wattsekunde = 1 Joule = 10^7 Erg.

Während das internationale Amp. sehr nahe gleich dem absoluten Amp. ist, muß nach den neuesten Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ein internationales Ohm gleich 1,0005 absolute Ohm gesetzt werden, so daß ein in internationalen Einheiten gemessenes Watt mit $1,0005 \cdot 10^7$ Erg/sec gleichwertig ist und die übrigen Umrechnungsgrößen entsprechend zu verändern sind.

Bei der Umrechnung auf kalorisches Maß ist, ebenfalls nach neueren Beobachtungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, 1 int. Joule = 0,2390 cal₁₅ zu setzen.

Die Joulesche Wärme gestattet auf einfache Weise sowohl sehr hohe Temperaturen, wie etwa in den elektrischen Öfen oder den Metallfadentlampen, zu erzeugen und auch beliebig gewählte Temperaturen konstant zu halten. Die vielseitige Verwendbarkeit der Stromwärme hat Technik und messende Physik außerordentlich gefördert und die Genauigkeit der Beobachtungsergebnisse gegenüber den Zeiten der Gas- und Kohlenfeuerung erheblich verschärft. Man eicht nicht nur Kalorimeter durch rein elektrische Messungen mittels der Stromwärme, sondern man benutzt in den Hitzdrahtinstrumenten auch die Joulesche Wärme zur Messung von Stromstärken bei Gleich- und Wechselstrom oder man bestimmt aus dem Widerstand bzw. der Temperatur eines solchen Hitzdrahtes, dem stets die gleiche elektrische Energie zugeführt wird, die Wärmeableitung und den Druck des ihn umgebenden Gases.

Für den Fall des Wechselstroms ist die in der Zeit t erzeugte Joulesche Wärme durch den Ausdruck $Q = k \int_0^t i V dt$ gegeben, wenn i und V die

Momentanwerte des Stroms und der Spannungsdifferenz bezeichnen. Die durch das Integral dargestellte Stromleistung ist gleich dem Produkt der effektiven Stromstärke i_e mit der effektiven Potentialdifferenz V_e und dem Cosinus des Winkels φ der Phasenverschiebung; also $Q = k \cdot i_e V_e \cos \varphi$.

Das Gesetz der Jouleschen Wärme ist für Gleichstrom bis in die neueste Zeit hinein vielfach mit sehr großer Schärfe geprüft worden, insbesondere gelegentlich der Bestimmungen des Wärmeäquivalents in elektrischen Einheiten. So ist von Dieterici diejenige Eismenge, welche durch die Stromenergie einer Wattsekunde zum Schmelzen gebracht wird, unabhängig von Widerstand und Stromstärke gefunden worden. Dasselbe gilt von der Stromenergie, die nötig ist, um Wasser bei einer bestimmten Temperatur um 1° zu erwärmen.

Unter der Annahme, daß das Gesetz für Gleichstrom ohne Einschränkung Gültigkeit besitzt, läßt sich seine für den Fall des Wechselstroms zutreffende Form aus rein theoretischen Betrachtungen ableiten. *Henning.*

Joulesches Gesetz s. Joulesche Wärme.

Joule-Thomson-Effekt. Nachdem Joule gefunden hatte, daß der Eintritt eines Gases in ein Vakuum nicht von einer kalorimetrisch nachweisbaren Wärmeumsetzung begleitet ist, erdachte William Thomson (Lord Kelvin) eine empfindlichere Versuchsanordnung, indem er das Gas bei Verhinderung des Wärmeaustausches mit der Umgebung kontinuierlich durch einen porösen Stopfen in einen Raum tieferen Drucks strömen ließ. Diese in Gemeinschaft mit Joule angestellten Versuche führten zu dem Ergebnis, daß das Gas auf beiden Seiten des Stopfens einen Temperaturunterschied aufwies. Während bei dem ursprünglichen Experiment von Joule allein diejenige Energie in Form von Wärmeabsorption gemessen werden sollte, welche die Gasmoleküle verbrauchen, wenn sie, ihren Abstand vergrößernd, die Kräfte der gegenseitigen Anziehung überwinden, so kam bei dem Versuch von Joule und Thomson neben dieser sogenannten inneren Arbeit A_i noch eine äußere Arbeit A_a zur Geltung, welche durch die Fortbewegung der Gasmassen entsteht. Besitzt das Gas vor dem Stopfen bzw. der Drosselstelle den Druck p_1 und das spezifische Volumen v_1 und hinter dem Stopfen entsprechend den Druck p_2 und das spezifische Volumen v_2 , so muß das Gas zu seiner eigenen Fortbewegung bei unendlich langsamer Strömung die Arbeit $p_2 v_2$ pro Gramm leisten, während es durch den Kompressor, der für die Aufrechterhaltung der Druckdifferenz $p_1 - p_2$ sorgt, die Energie $p_1 v_1$ pro Gramm empfängt, so daß die äußere Arbeit als $A_a = p_2 v_2 - p_1 v_1$ darstellbar ist. Diese Größe kann positiv oder negativ sein; sie kann sogar so stark negativ sein, daß sie den stets positiven Wert A_i überwiegt und die ganze Arbeit $A_i + A_a$ negativ ist. Dann tritt, falls der Vorgang so erfolgt, daß kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfinden kann, keine Abkühlung des Gases, sondern eine Erwärmung ein. Eine solche wurde von Joule und Thomson, die ihre Versuche zwischen 0 und 100° durchführten, für Wasserstoff beobachtet, während alle anderen untersuchten Gase eine Abkühlung aufwiesen. Die Erwärmung wird als negativer Joule-Thomson-Effekt bezeichnet. Das Vorzeichen sowohl als der absolute Betrag des Effekts hängt von der Versuchstemperatur ab. Tritt weder Abkühlung noch Erwärmung ein, so spricht man von der Inversion des Joule-Thomson-Effekts (s. Inversionskurve).

Bei Ausschluß jeglichen Wärmeaustausches mit der Umgebung muß die Arbeitsleistung A_a ihr Äquivalent in der Änderung der inneren Energie u des Gases finden. Ist dieselbe vor der Druckänderung u_1 , nach der Druckänderung u_2 , so gilt die Beziehung $u_1 - u_2 = p_2 v_1 - p_1 v_1$; oder die Größe $u + pv$, welche von Kamerlingh Onnes als Enthalpie bezeichnet wird, häufig aber Wärmeinhalt oder Erzeugungswärme des Gases genannt wird (vgl. auch Wärmefunktion), muß bei dem Prozeß konstant bleiben.

Man unterscheidet zwischen dem differentialen und dem integralen Joule-Thomson-Effekt. Der erstere findet bei einer differential kleinen Druck-

differenz auf beiden Seiten des Stopfens statt, indem das Gas vom Druck p zum Druck $p - dp$ entspannt wird; der zweite findet bei endlicher Druckdifferenz statt, indem das Gas vom Druck p bis zum Druck 1 oder 0 übergeht.

Die Temperaturänderung ΔT des Gases bei der Druckänderung Δp läßt sich aus der Summe von innerer und äußerer Arbeit berechnen, wenn die spezifische Wärme c_p und der Ausdehnungskoeffizient des Gases bekannt sind. Die Thermodynamik liefert folgende streng gültige Beziehung

$$\Delta T = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] \cdot \Delta p.$$

Hieraus folgt unter Annahme der vereinfachten Clausiusschen Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2 T} \right) (v - b) = RT$$

und nach Ersatz der Konstanten a , b , R durch die kritische Temperatur T_k und das kritische Volumen v_k die Beziehung

$$\Delta T = c_p \left[\frac{3a}{RT^2} - b \right] \Delta p = c_p \left[\frac{9}{2} \left(\frac{T_k}{T} \right)^2 - \frac{1}{4} \right] v_k \cdot \Delta p,$$

welche in geringen Druckgrenzen befriedigend mit der Erfahrung übereinstimmt.

Aus der letzten Gleichung ergibt sich z. B. für Kohlensäure von 0° , daß die Temperatur dieses Gases um $1,4^\circ$ sinkt, wenn der Druck um 1 Atm. abnimmt. Ferner ersieht man aus ihr, daß bei kleinen Drucken für den differentialen Joule-Thomson-Effekt die Inversionstemperatur T_i durch die Beziehung $T_i = \sqrt{18} T_k$ gegeben ist.

Bei höheren Drucken zeigt sich indessen eine Abhängigkeit des Joule-Thomson-Effekts vom Druck selbst, so daß auch die Inversionstemperatur (s. Inversionskurve) mit dem Druck wechselt.

Die wichtigste Anwendung hat der Joule-Thomson-Effekt bei der Verflüssigung der Gase, insbesondere der Luft, gefunden. Entspannt man Luft, die bei -100° einen Druck von 136 Atm. besitzt,

durch eine Drosselstelle auf 1 Atm., so tritt eine Abkühlung um 92° und damit sofortige Kondensation ein.

Joule und Thomson stellten ihre bis 6 Atm. und im Temperaturintervall zwischen 0 und 100° ausgeführten Versuche durch die Beziehung

$$a = a \left(\frac{273}{T} \right)^2$$

dar, in der a die in Celsiusgraden ausgedrückte Abkühlung bedeutet, wenn bei der Anfangstemperatur T (in absoluter Zählung) der Druckabfall 1 Atm. beträgt. Sie fanden für Kohlensäure $a = 1,35$, für Luft $a = 0,27$. Spätere Beobachtungen haben gezeigt, daß a eine Funktion des Druckes ist, die für Luft mit steigendem Druck abnimmt. Für ein größeres Temperaturintervall trifft die von Joule und Thomson angegebene Abhängigkeit von der Temperatur nicht mehr zu.

Henning.

Näheres s. z. B. Hausen, Der Joule-Thomson-Effekt, V. d. J.-Verlag. 1926.

Juliusche Aufhängung s. Aufhängung.

Junkersches Kalorimeter. Das Junkerssche Kalorimeter dient zur Ermittlung der Verbrennungswärme von Gasen, insbesondere von Leuchtgas. Das verbrennende Gas erhitzt einen in einem Rohr vorbeigeführten Wasserstrom. Fließen in 1 sec m g Wasser durch das Rohr und sind die Temperaturen des Wassers beim Eintritt und beim Austritt t_1 und t_2 , so nimmt das Wasser in jeder Sekunde $m(t_2 - t_1)$ cal von dem verbrennenden Gase auf. Diese Wärmemenge ist gleich dem Produkt aus der in der Sekunde verbrauchten Gasmenge Mg mit dessen Verbrennungswärme Q , also ist $m(t_2 - t_1) = MQ$, woraus

$$\text{folgt } Q = \frac{m}{M} (t_2 - t_1) \text{ cal. — Die Wärmeverluste}$$

sind durch Änderung der Versuchsbedingungen (Geschwindigkeit des Wasserstroms, Gasmenge) zu ermitteln und in Rechnung zu stellen. Scheel.

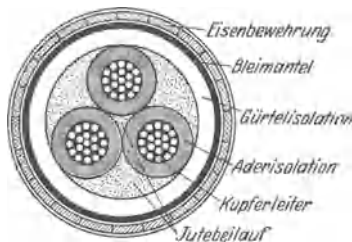
Näheres s. Zeitschrift für Instrumentenkunde 15, 408—410. 1895.

Jupiter s. Planeten.

K

K = Boltzmannsche Konstante s. Stefan-Boltzmannsche Konstante.

Kabel. Ein Kabel bietet gegenüber einer oberirdischen Leitung Schutz gegen Witterungsein-



Aufbau eines Drehstromkabels.

flüsse und atmosphärische Störungen. Dem stehen als Nachteile die wesentlich höheren Kosten, die weniger günstigen Erwärmungsverhältnisse beim Übertragen größerer Leistungen und die Zerstörung

des Kabelmantels durch vagabundierende Erdströme (Kabelkorrosion) entgegen. Bei Starkstromleitungen hat das Kabel die Freileitung nur innerhalb der Städte und bei kurzen Übertragungslängen verdrängt. Im Fernsprechkverkehr geht man jedoch trotz der hohen Kosten immer mehr dazu



Einleiterkabel.

Sektorkabel für Drehstrom.

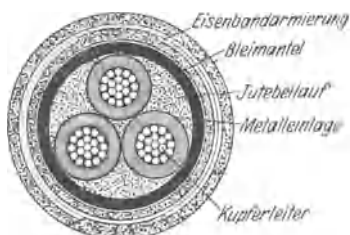
Konzentrisches Zweileiterkabel.

über, wichtige Verbindungen zu verkabeln. Infolge der Verbesserung der Verstärkerröhren (s. d.) ist der aus elektrischen Gründen erforderliche Kupferquerschnitt des Leiters kleiner als der bei einer oberirdischen Leitung durch Festigkeitsgründe bedingte. Auch bietet der Kabelmantel Schutz

gegen die von Starkstromleitungen, elektrischen Bahnen usw. ausgehenden Telefonstörungen.

In elektrischer Hinsicht unterscheidet sich ein Kabel von einer oberirdischen Leitung durch eine wesentlich größere Kapazität und kleinere Induktivität.

Bei den Starkstromkabeln unterscheidet man Einleiter- und Mehrleiterkabel (für Drehstrom drei Leiter). Die Leiter sind entweder konzentrisch oder verteilt angeordnet; sie bestehen aus Einzeldrähten, welche untereinander verseilt sind. Als Werkstoff verwendet man Kupfer und Aluminium. Zur besseren Ausnutzung des Kabelquerschnitts gibt man dem einzelnen Leiter bisweilen Profilquerschnitte (Sektorkabel). Dadurch wird jedoch der Isolierstoff ungleichmäßiger beansprucht als beim Kreisquerschnitt, so daß Sektorkabel nur bis 3000 Volt gebräuchlich sind. Als Isolation dient hauptsächlich Papier, welches um den Leiter gewickelt wird (Aderisolation). Jeder Leiter wird für sich umwickelt und dann werden bei Mehrleiterkabeln die Hohlräume durch den Jutebeilauf ausgefüllt und das Ganze nochmals mit Papier umwickelt (Gürtelisolation). Darauf wird das Kabel im Vakuum mit Kabelränkmasse zur Erhöhung der Isolation und Beseitigung von Hohlräumen imprägniert. Um das Eintreten von Feuchtigkeit zu verhindern, wird weiter ein nahtloser Bleimantel um das Kabel gepreßt. Um diesen Mantel kommt eine Lage asphaltierte Jute und darauf zum Schutz



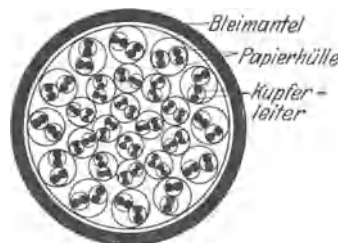
Aufbau eines Höchststädterkabel.

gegen mechanische Beschädigungen eine Armierung aus Eisendraht oder -band. Für Spezialzwecke (Flußkabel, Bergwerkskabel) wird diese Bewehrung noch besonders verstärkt. Auf den eigentlichen Stromleitern bringt man oft noch isolierte Einzeldrähte im Kabel an, die zur Prüfung dienen. Bei Höchstspannungskabeln wird nach einem Patent von Höchststädter die Isolation jedes Leiters mit einem Stanioleband oder mit metallisiertem Papier umwickelt, wobei die Gürtelisolation dann wegfällt. Durch diese leitenden Metalleinlagen erzielt man eine rein radiale Beanspruchung. Weiter vermeidet man die Verluste und die dielektrischen Hystereseerscheinungen (s. d.) im Jutebeilauf. Solche Höchstspannungskabel sind als drei Leiterkabel bis 66000 Volt ausgeführt worden. Bei einer Ausführung eines Einleiterkabels für 132000 Volt von Pirelli ist der Leiter hohl und mit Öl gefüllt. Das Isoliermaterial ist je nach seiner Beanspruchung derart abgestuft, daß direkt am Leiter das hochwertige Material verwandt wird.

Die Verlegung der Starkstromkabel erfolgt in etwa 1 m Tiefe entweder in besonderen Kabelkanälen oder direkt in den Erdboden. Die einzelnen Fabrikationslängen werden durch Muffen untereinander verbunden. An den beiden Enden erfolgt

der Austritt und weitere Anschluß an die Verteilungsanlage durch den Kabelendverschluß. Diese Muffen und Verschlüsse werden mit Kabelmasse ausgegossen und müssen konstruktiv sorgfältig durchgebildet sein, da sie die gefährdetsten Punkte eines Kabels sind.

In der Fernsprechtechnik bezeichnet man mit Kabel im allgemeinen jeden isolierten Leiter. Als Isolation wird Gummi und Guttapercha, Baumwolle



Fernsprechkabel.

und Seide als Umklöpfung verwandt. Der Leiter selbst ist entweder ein massiver Kupferdraht oder Kupferlitze.

Telegraphenseekabel enthalten mehrere verseilte Kupferdrähte mit Guttaperchaisolation und eine Schutzbewehrung. Die modernen Fernsprechkabel sind dagegen ohne Gummi oder verwandte Isolationsmaterialien hergestellt. Bei ihnen haben die Leiter aus Kupfer einen Durchmesser von 2–3 mm. Sie sind lose mit Papierhüllen umgeben. Je zwei Adern werden verseilt und wiederum mit einer Papierhülle isoliert. Aus je zwei solchen Doppeladern werden durch Verseilung Vierleitungen (s. d.) gebildet. Eine sehr große Anzahl von Vierern wird dann nach künstlicher Trocknung mit einem Bleimantel umpreßt und so zu einem Kabel vereinigt. Obenstehende Figur zeigt den Aufbau eines solchen Fernsprechkabels. Da die Isolation nur aus Papier und Luftzwischenräumen besteht, so bezeichnet man diese Kabel als Papierlufttraumkabel. Nach Einführung der modernen Verstärkerrohre (s. d.) in die Fernsprechtechnik ist man mit dem Durchmesser der Kupferadern weiter heruntergegangen. Das Normalkabel enthält für nähere Entfernungen 56 Doppeladern von 0,9 mm Durchmesser und 40 Doppeladern von 1,4 mm Durchmesser. Außerdem ist in der Kabelachse meist noch ein Vierer angebracht, der mit einem besonderen Bleimantel umgeben ist und zu Meß- und Prüfzwecken Verwendung findet. Der Durchmesser des Normalkabels beträgt über dem Bleimantel 54 mm. Fernsprechkabel sind heute zur Vergrößerung der Sprechweite in gewissen Abständen mit Spulen versehen (s. Pupinleitung), außerdem sind in etwa 150 km Abstand bei Vierdrahtverstärkung Verstärkerämter zwischengeschaltet.

K. Pohlhausen.

Näheres s. M. Klein, Kabeltechnik, 1929. Berlin, J. Springer.

Kadmiumelement s. Normalelement.

Kadmiumlinie. Helle, rote Cd-Linie von λ 6439, die von der Union Internationale pour les Recherches Solaires zum Wellenlängen-Normal für spektroskopische Messungen gewählt wurde. Sie ist mit einer Genauigkeit von $1:10^7$ gemessen.

v. Staal.

Käfig s. Faradaysches Gefäß.

Kälteeinbrüche. Kältere Luft hat das Bestreben, sich unter wärmerer auszubreiten. Aus Laboratoriumsversuchen ergibt sich, daß die kalte Luft an der Front mit einem Kopf vorstößt. Der Vorstoß wird durch Abfall des Geländes verstärkt, wie z. B. an der norwegischen Küste kalte Luft mit großer Energie wasserfallartig vom Gebirge zum Meere abstürzt. Auch auf ebenem Gelände schöpft der Kälteeinbruch seine Energie aus dem Verlust an potentieller Energie beim Herabsinken der kalten Masse. Für die Geschwindigkeit von Kälteeinbrüchen ergibt sich $v = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 g h \Delta T}{T}}$, wobei

ΔT die Temperaturabnahme bezeichnet und h die Höhe der kalten Luftmasse ist, oder näherungsweise

$$v = \frac{1}{6} \sqrt{h \cdot \Delta T} = 10 \sqrt{\Delta p}, \quad \Delta p \text{ ist die Druckzunahme. Für } h \text{ folgt der Näherungswert } 3 \frac{\Delta p}{\Delta T} \text{ km.}$$

Die Kaltluft, die aus dem Nordpolarbecken hervortritt, wird zunächst durch die Erdrotation nach Westen abgelenkt, gerät dann unter den Einfluß der vorherrschenden westöstlichen Strömung und wird nach Osten abgelenkt. Solche Kältewellen wandern durch ganz Asien bis zum Stillen Ozean. (Vgl. Exner, Dyn. Met. S. 319.) *Tetens.*

Kältemaschinen dienen zur Abkühlung von Körpern unter die Temperatur der Umgebung und zur Aufrechterhaltung dieses Temperaturunterschiedes. Man unterscheidet

- I. Verdichtungskältemaschinen; sie können
 - A. mit Luft (Kaltluftmaschinen),
 - B. mit leicht siedenden Flüssigkeiten (Kalt-dampfmaschinen) arbeiten;
- II. Absorptionsmaschinen, die
 - A. ununterbrochen,
 - B. unterbrochen arbeiten können.

Die Wirkung der Maschinen unter I A beruht auf der Abkühlung der Luft bei adiabatischer Ausdehnung unter Arbeitsleistung, diejenige der Maschinen unter I B und II auf der Bindung von Wärme beim Verdampfen der Flüssigkeiten.

Zum Betriebe jeder Kältemaschine muß Energie aufgewandt werden, bei den meisten Maschinen unter I in Form von mechanischer Arbeit, bei den unter II A ganz oder zum größten Teil in Form von Wärme und nur zum kleinsten Teil in Form von mechanischer Arbeit, bei den Maschinen unter II B lediglich in Form von Wärme. Ferner muß bei Betrieb jeder Kältemaschine Wärme durch eine Kühlflüssigkeit, meist Wasser, abgeführt werden. Bezeichnet man mit Q_1 die zugeführte Wärme, mit $A \cdot L$ den Wärmewert der aufgewandten mechanischen Arbeit und mit Q_2 die abgeführte Wärme-menge so gilt die Wärmebilanz

$$Q_1 + AL = Q_2$$

(I. Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie).

Aus dem II. Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie folgt für Kältemaschinen, daß die aufzuwendende Energiemenge um so größer wird, auf je tiefere Temperaturen gekühlt werden soll und je wärmer das zur Verfügung stehende Kühlwasser ist. *Krause.*

Näheres s. Absorptionskältemaschine, Kaldampfverdichtungsmaschine, Kaltluftmaschine, Wasserdampfkältemaschine.

Kältemischung s. Bäder konstanter Temperatur.

Kämpfe-Lorey-Platten. Baumaterial mit besonders großem Absorptionsvermögen für Röntgenstrahlen,

in Gestalt von gepreßten Platten, welche Schwespat enthalten. Es wird benutzt für Wände und Decken von Röntgenlaboratorien, um Personen in Nachbarräumen vor den schädlichen Einflüssen der Röntgenstrahlen zu schützen. *Behnken.*

Kaleidophon s. Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

Kalender. Der Kalender dient dem Zeitmaß über längere Zeiträume. Die Einheiten sind Jahr, Monat, Woche, Tag. Da diese Größen nicht kommensurabel sind, es aber von Wichtigkeit ist, daß die gleichen Monate stets mit der gleichen Jahreszeit zusammenfallen, hat man Vereinbarungen über die Zählung getroffen. Der Monat (synodischer Mondumlauf) beträgt $29\frac{1}{2}$ Tage, so daß ein Jahr $12\frac{1}{2}$ Monate hätte. Statt dessen hat der Julianische Kalender (unter C. J. Caesar eingeführt) das Jahr in zwölf Monate eingeteilt, ferner den Begriff Schaltjahr eingeführt. Die für die klimatischen Jahreszeiten maßgebende Umlaufzeit der Erde um die Sonne ist das tropische Jahr (Dauer der Sonnenbewegung von Frühlingspunkt zu Frühlingspunkt). Es beträgt 365,24220 Sonnentage. Der Julianische Kalender nahm die Näherung 365,25 an, rechnete das gewöhnliche Jahr zu 365 Tagen und jedes vierte als sog. Schaltjahr zu 366 Tagen. Die Russen rechneten bis zur Revolution 1917 nach diesem Kalender. Erst im 16. Jahrhundert wurde unter Papst Gregor XIII. eine Kalenderreform vorgenommen, die damals schon im ganzen Abendland eingeführt wurde. Die Julianische Rechnung war infolge der Näherung 365,25 um 10 Tage zurückgeblieben, es wurden deswegen ebensoviel Tage in der Zeitrechnung übersprungen und der 5. Oktober 1582 alten Stils der 15. Oktober 1582 neuen Stils genannt. Ferner wurde festgesetzt, daß zur Jahrhundertwende das Schaltjahr ausfalle, mit Ausnahme der durch 4 teilbaren Jahrhundertzahlen. Auf diese Weise bleibt der Fehler nahezu 3000 Jahre kleiner als ein Tag und kann jederzeit durch Einschalten bzw. Fortlassen eines Schalttags behoben werden. Die Wochenrechnung ist seit etwa 3000 Jahren ohne Rücksicht auf Kalenderreform fortlaufend durchgeführt.

Unzulänglichkeiten des Gregorianischen Kalenders, wie die Beweglichkeit des Osterzyklus, will der von verschiedenen Seiten vorgeschlagene feste Kalender beseitigen. Es soll darin jeder Jahrestag ein bestimmter Wochentag sein. Der eine bei 52 Wochen überzählige Tag soll als Neujahrstag nicht den Namen eines Wochentags tragen und ebensowenig der in den Schaltjahren einzuschaltende Johannistag. Auf diese Weise entspricht jedem Datum durch ein bestimmter Wochentag. Der Osterzyklus ist natürlich bei diesem Kalender festgelegt.

Alle diese Vorschläge brechen aber mit der bereits seit Jahrtausenden durchgeführten Kontinuität der Wochentagszählung. *Bottlinger.*

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre

Astronomie.

Kaliberfaktor s. Quecksilbernormale.

Kaliberfehler s. Quecksilberthermometer.

Kalibrierung eines Drahtes. Bei der Messung von Widerständen in der Brückenschaltung wird auf einem Widerstandsdraht ein Gleitkontakt bewegt, der den Brückendraht in einem bestimmten Widerstandsverhältnis teilt. Dabei wird dann aus dem Längenverhältnis der beiden Drahtteile auf ihr proportionales Widerstandsverhältnis geschlossen.

Diese Voraussetzung trifft nur zu, wenn der Draht auf seiner ganzen Länge völlig gleichmäßig ist. Da aber diese Bedingung meist nicht oder nur angenähert erfüllt ist, muß man zu diesem Zweck die relative Widerstandsänderung des Drahtes von Stück zu Stück ermitteln, d. h. ihn in bezug auf seinen Widerstand kalibrieren. Zur experimentellen Ausführung dieser Aufgabe sind eine Reihe von Methoden gebräuchlich, die im folgenden kurz skizziert seien. (Vgl. F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik. sowie Kohlrausch u. Holborn, Das Leitvermögen der Elektrolyte.) Die Kalibrierung kann geschehen

1. mit einem geeichten oder korrigierten Rheostaten,

2. mit wandernden Drahtstücken, wobei man eine Reihe von nahezu gleichen Drahtstücken hintereinanderschaltet und eines derselben mit den verschiedenen Strecken des Drahtes vergleicht, wobei man das eine der Drahtstücke nach jeder Messung um einen Platz weiterschiebt. Diese Methode kann auch so abgeändert werden, daß man

3. mit einer Anzahl fast gleicher Widerstände den Draht in jedem Verhältnis $m:n$ einteilen kann,

4. mit einem kalibrierten Hilfsdraht,

5. mit einem wandernden Schneidenpaar, dessen Abstand unveränderlich ist. Die Schneiden sind über ein Galvanometer mit hohem Widerstand verbunden. Bereits das Herübergleiten über den Draht läßt die Güte seines Kalibers erkennen,

6. mit dem Differentialgalvanometer, an das Schneiden angeschlossen sind. Diese werden so auf den Draht gesetzt, daß das Instrument in Ruhe bleibt.

R. Jaeger.

Kalibrierung von Thermometern s. Quecksilberthermometer.

Kalium als radioaktiver Körper. Kalium sendet nicht nur unter Einfluß des sichtbaren und ultravioletten Lichts eine Elektronenstrahlung (Hallwachseffekt) aus, sondern auch im Dunkeln. Daß diese β -Strahlung nicht etwa eine von der stets vorhandenen „natürlichen“ γ -Strahlung hervorgerufene Sekundärstrahlung, der dann ebenfalls lichtelektrischer Charakter zukäme, ist, wurde experimentell bewiesen. Daß die spontane Abgabe von Elektronen eine Atomeigenschaft ist, erkennt man daraus, daß sie weder chemisch noch physikalisch beeinflussbar ist; in jeder beliebigen Existenzform, ob als Mineral oder als in pflanzlichen und tierischen Stoffen vorkommende Salze, ist immer die Aktivität proportional dem Gehalt an Kalium-Element und z. B. durch Temperaturänderungen nicht zu beeinflussen. Kalium sendet γ - und weiche β -Strahlen aus, keine α -Strahlen. Aus elektrischen und magnetischen Ablenkungsversuchen ergibt sich die Geschwindigkeit der

Elektronen zu etwa $2.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; die Strahlung ist wenig durchdringlich. Sie vermag von 1 cm^2 Oberfläche stammend einen Sättigungsstrom von ungefähr 10^{-6} st. E. zu unterhalten, was etwa dem 100sten Teil des von U_3O_8 unter gleichen Umständen erzeugten Sättigungsstrom entspricht. Umwandlungsprodukte wurden bisher keine gefunden, so daß die Annahme gemacht wird, die Elektronen entstammen nicht dem Kern des Atoms, sondern den Ringen. Man kann einen Zusammenhang finden mit der Tatsache, daß Kalium, sowie das an anderer Stelle besprochene

Rubidium und das allerdings nicht oder mit einer für den experimentellen Nachweis zu weichen β -Strahlung strahlende Cäsium die Elemente mit dem höchsten Atomvolumen und daher vielleicht von vermindelter Stabilität sind (vgl. „Rubidium“).

K. W. F. Kohlrausch.

Kaliumzelle s. Photozelle.

Kalkspat. Als wasserheller Kalkspat wird er wegen seiner Doppelbrechung zu vielen optischen Instrumenten benutzt. Er gehört zu den einachsigen Kristallen des hexagonalen Systems, bei welchem die Richtung der optischen Achse mit der kristallographischen Hauptachse zusammenfällt, und kristallisiert in großen Rhomboedern oder hexagonalen Formen. Seine chemische Zusammensetzung ist CaCO_3 , also die des Kalziumkarbonats; jedoch sind in den meisten Varietäten kleine Beimischungen der isomorphen Karbonate von Magnesium oder Eisen vorhanden, welche natürlich die Eigenschaften des Kalkspats in geringem Maße beeinflussen werden. Seine Doppelbrechung ist sehr stark, z. B. beträgt das Lichtbrechungsverhältnis, bezogen auf Luft von 18° , für Natriumlicht beim ordentlichen Strahl 1,6585; beim außerordentlichen 1,4864. Gerade wegen seiner starken Doppelbrechung wird der Kalkspat, der sich auch fast immer in hohem Maße als spannungsfrei erweist, vorzugsweise zu Polarisationsprismen verarbeitet; ausführlicheres darüber s. polarisiertes Licht.

Schönrock.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Mineralogie.

Kalkwalzentelephon s. Telephon.

Kalmengürtel. Zwischen den beiden Passatzonen (s. Passate) gelegener, durch schwache Winde oder Windstillen (Kalten) charakterisierter Gürtel, der mit geringen Unterbrechungen die Erde in der Nähe des Äquators umgibt (s. Wind).

O. Baschin.

Kalorie s. Wärmeeinheiten.

Kalorifer von Andrews. Der Kalorifer, auch Thermophor genannt, dient zur Vergleichung der spezifischen Wärme zweier Flüssigkeiten; er ist ein Körper, der eine bestimmte Wärmemenge in zwei verschiedenen Versuchen an die beiden Flüssigkeiten abgibt. Um die Versuchsbedingungen in beiden Fällen einander möglichst gleich zu machen, bringt man beide Flüssigkeiten in gleicher Menge nacheinander in ein und dasselbe Kalorimeter.

Der Kalorifer von Andrews ist ein gläsernes, thermometerähnliches Gefäß, das etwa 100 g Quecksilber enthält; der angesetzte Stiel trägt in größerer Entfernung voneinander zwei Marken, eine obere und eine untere. Man erhitzt den Apparat so lange, bis der Quecksilberfaden über die obere Marke gestiegen ist. Dann läßt man das Instrument langsam erkalten und senkt es in dem Augenblick, in dem das sich zusammenziehende Quecksilber die obere Marke gerade passiert, ins Kalorimeter, aus welchem es schnell wieder entfernt wird, wenn das Quecksilber die untere Marke erreicht hat. — Aus dem Verhältnis der Temperaturerhöhungen in beiden Fällen kann man das Verhältnis der spezifischen Wärmen beider Flüssigkeiten ableiten. — Die Methode ist nur einer geringen Genauigkeit fähig (s. auch Katathermometer). *Scheel.*

Näheres s. Wiebe und Gumlich, Wied. Ann. 66, 530. 1898.

Kalorimeter s. Kalorifer, Kalorimetrie, Kalorimetrie, elektrische, Kalorimetrische Bombe, Differentialkalorimeter.

Kalorimetrie. Die Aufgabe der Kalorimetrie ist die Ermittlung der Wärmemenge, die aufgewendet werden muß oder die gewonnen wird, wenn ein Körper irgendwelche physikalische oder chemische Veränderungen erleidet. Solche Vorgänge sind in der Physik die Erwärmung oder Abkühlung des Körpers (spezifische Wärme, Wärmekapazität, Wärmehalt), die Überführung des Körpers aus einem Aggregatzustand in den anderen (Latente Wärme, Schmelz- und Erstarrungswärme; Verdampfungs- und Kondensationswärme, Verdunstungskälte; Sublimationswärme) die Überführung des Körpers aus einem Kristallisationszustand in einen anderen (Umwandlungswärme), die durch den elektrischen Strom in einem Leiter erzeugte Stromwärme u. a. m. Rein chemisches Interesse bieten die Bildungs- und Verbindungswärme, im Falle der Verbindung eines Körpers mit Sauerstoff auch Oxydations- oder Verbrennungswärme genannt und die den gegenteiligen Vorgang beschreibende Dissoziationswärme. Der physikalische Chemiker unterscheidet außerdem die Lösungswärme, die Absorptions- und Adsorptionswärme, die Hydratationswärme, die Neutralisationswärme u. a. m., die er insgesamt als Wärmetönungen bezeichnet. — Einzelheiten mögen an anderer Stelle dieses Buches nachgelesen werden.

Die Wärmeeinheiten (s. d.) sind zunächst sämtlich von dem Verhalten des Wassers abgeleitet worden und führen hier alle den gemeinsamen Namen Kalorie.

Die neuere Kalorimetrie berücksichtigt, daß jede Wärmemenge einer Arbeitsmenge äquivalent ist, und mißt darum auch die Wärmemengen nach Arbeitseinheiten.

Kalorimetrische Methoden. Unter den kalorimetrischen Methoden nimmt die Mischungsmethode, die auf dem Wärmeausgleich zweier miteinander in direkte Mischung oder Berührung gebrachten Massen beruht, den ersten Platz ein. Ihr Anwendungsgebiet ist ein überaus reichhaltiges; sie dient nicht nur zur Ermittlung der spezifischen Wärme, sondern auch zur Messung aller sonst auf physikalischem, chemischem und physikalisch-chemischem Gebiet vorkommenden Wärmemengen. Einige besonders interessante Apparate, welche gleichfalls die Mischungsmethode zur Voraussetzung haben, werden besonders beschrieben; dahin gehört der Kalorifer von Andrews, die Berthelotsche kalorimetrische Bombe und das Junkerssche Kalorimeter.

Auf der Kenntnis der Schmelz- und Verdampfungswärme beruhen das Eiskalorimeter und das Dampfkalorimeter, von denen namentlich das erstere zeitweilig große Verbreitung gefunden hatte.

Nur noch historisches Interesse besitzt die von Dulong und Petit zuerst angewandte Erhaltungsmethode, die nur einer geringen Genauigkeit fähig ist.

Endlich treten in neuerer Zeit die elektrischen Methoden mehr und mehr in den Vordergrund. Die erste von Pfaundler angegebene Methode benutzt noch die gewöhnliche Form des Mischungskalorimeters und Wasser dient als Vergleichsflüssigkeit. Die neueren Methoden machen sich auch hiervon frei und erhalten den Charakter absoluter Messungen (s. Kalorimetrie, elektrische).

Den wunden Punkt aller kalorimetrischen Messungen bilden die Wärmeverluste. Im Laufe eines Versuchs findet nämlich nicht nur ein Wärmeaustausch innerhalb des Kalorimeters statt, sondern auch zwischen Kalorimeter und Umgebung, sobald beide eine verschiedene Temperatur haben, oder infolge der Erwärmung des Kalorimeters während des Versuchs eine verschiedene Temperatur erhalten. Diese Wärmeverluste werden nicht mitgemessen, fälschen also das Resultat. Hier gilt zunächst als oberste Regel, die Wärmeverluste möglichst herabzudrücken, indem man das Kalorimetergefäß außen poliert, es auf eine die Wärme schlecht leitende Unterlage stellt und mit schlechten Wärmeleitern umgibt oder in ein Bad konstanter Temperatur einsetzt. Auch Vakuummantelgefäße können gute Dienste tun. Einige andere Methoden, die Wärmeverluste möglichst herabzudrücken, findet man bei der Besprechung der einzelnen Methoden und Kalorimeter.

Ein Versuch, den Wärmeverlust nach außen ganz zu vermeiden besteht darin, daß man die Temperatur des das Kalorimeter umgebenden Flüssigkeitsbades in jedem Augenblick der Innentemperatur des Bades gleichmacht (adiabatisches Kalorimeter). Das kann durch elektrisches Heizen oder durch Einleiten eines chemischen Prozesses, z. B. durch Zugießen einer Natrium- oder Kaliumhydroxyldlösung zu Schwefelsäure geschehen. Die Stromstärke bzw. das Tempo der chemischen Reaktion muß in einem Vorversuch ausprobiert werden.

Soweit es nicht möglich ist, die Wärmeverluste zu vermeiden, muß man sie während des Versuchs selbst durch Beobachtung ermitteln. Die Methoden hierfür sind den jeweiligen Zwecken anzupassen und entziehen sich darum einer kurzen Beschreibung. Im Prinzip laufen alle Methoden darauf hinaus, den Temperaturgang im Kalorimeter vor und nach dem eigentlichen Versuch (Vorperiode und Nachperiode) in genauer Abhängigkeit von der Zeit zu ermitteln. Die graphische oder rechnerische Extrapolation der Verhältnisse der Vor- und Nachperiode erlaubt Annahmen über das wahrscheinliche Verhalten des Kalorimeters während des eigentlichen Versuchs zu machen, wenn es auch während dieser Zeit sich selbst überlassen geblieben wäre. Dies in Verbindung mit den unmittelbaren Beobachtungsergebnissen führt zur Ableitung eines korrigierten Wertes der gesuchten spezifischen Wärme. *Scheel*. Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Kalorimetrie, elektrische. Ein elektrischer Strom von der Stärke I Ampère entwickelt in einem Draht vom Widerstande R Ohm, an dessen Enden eine Spannungsdifferenz E Volt herrscht, eine Wärmemenge, deren Betrag in 1 Sekunde der Leistung $A = I^2 R$ Watt = EI Watt äquivalent ist. Besteht die Leistung während t Sekunden, so wird durch den elektrischen Strom insgesamt eine Energie entwickelt, welche gleich $A \cdot t$ Joule ist und einer Wärmemenge $0,2390 A \cdot t \text{ cal}_{15}$ gleichgesetzt werden kann (vgl. den Artikel Kalorimetrie). Erfährt ein Körper von der Masse m durch die Zuführung der elektrischen Energie die Temperaturerhöhung δ , so läßt sich seine spezifische Wärme berechnen aus der Gleichung

$$m \cdot c \cdot \delta = 0,2390 A \cdot t.$$

Die Methoden der elektrischen Kalorimetrie sind neuerdings viel zur Ermittlung von spezifischen Wärmen benutzt worden; hier einige Beispiele:

1. Pfaundler hat die elektrische Methode auf Flüssigkeiten zuerst in der Weise angewendet, daß er in zwei möglichst gleichen Kalorimetern zwei Flüssigkeitsmengen durch gleiche, hintereinander geschaltete Drahtwiderstände mittels desselben elektrischen Stroms erhitze. Dann gilt, wenn m_1 und m_2 die Gewichte, c_1 und c_2 die spezifischen Wärmen der beiden Flüssigkeiten, w_1 und w_2 die Wasserwerte beider Kalorimeter, δ_1 und δ_2 die Temperaturerhöhungen bedeuten $(m_1 c_1 + w_1) \delta_1 = (m_2 c_2 + w_2) \delta_2$. Ist für eine Flüssigkeit c_2 bekannt (z. B. Wasser $c_2 = 1$), so ist c_1 für die andere Flüssigkeit leicht zu berechnen.

2. Nach Nernst wird einer Substanz, welche die Gestalt eines festen Blockes hat, die elektrische Energie durch einen Platindraht zugeführt, der in den Block eingelassen ist und nach Abstellen der Heizung als Widerstandsthermometer dient; der Block befindet sich in einem Gefäß, das möglichst gut evakuiert wird. Metalle werden ohne jede Umhüllung benutzt; schlecht leitende Substanzen werden in ein Silbergefäß gefüllt, dessen Wärmekapazität in Rechnung gezogen wird. Auf diese Weise wurde die spezifische Wärme einer Reihe von Stoffen in tiefen Temperaturen ermittelt. Da das Intervall, um welches die Temperatur des Probestoffes durch die elektrische Heizung erhöht wird, klein gewählt werden kann, erhält man bei einer solchen Messung die wahre spezifische Wärme (vgl. den Artikel Spezifische Wärme). — Die Methode ist von Eucken zur Ermittlung der spezifischen Wärme des Wasserstoffs bei konstantem Volumen in tiefen Temperaturen benutzt worden. Der stark komprimierte Wasserstoff befindet sich dabei in einem Stahlgefäß.

3. Nach Lecher wird der zu untersuchende Körper als dicker Draht verwendet, der von einem starken Wechselstrom durchflossen wird. Der Draht befindet sich in einem evakuierten Porzellanrohr, das in einem elektrischen Ofen auf diejenige Temperatur erhitzt wird, bei welcher die wahre spezifische Wärme ermittelt werden soll. Die Temperaturerhöhung im Draht wird mittels Thermoelementen gemessen, die innig mit dem Draht verbunden sind.

4. Methode der kontinuierlichen Strömung. Die Methode ist zuerst von Callendar und Barnes zur Ermittlung der spezifischen Wärme des Wassers benutzt worden. Das Wasser strömte durch eine enge, 0,5 m lange und 2 mm weite Glasröhre und umspülte dabei den die elektrische Energie zuführenden Platindraht. Man beobachtete die Temperaturen des in das Rohr eintretenden und des austretenden Wassers. Mögen auch beide infolge äußerer Einflüsse sich langsam verändern, so wird doch nach einiger Zeit ein Beharrungszustand eintreten, in dem die kleine, nur wenige Grade betragende Temperaturdifferenz δ konstant wird; diese Temperaturdifferenz wird gemessen. Bezeichnet dann Q die in der Sekunde durch das Rohr fließende Wassermenge, so gilt $Q \cdot c \cdot \delta = 0,2390 A$. — Der Wärmeverlust wurde von Callendar und Barnes dadurch wesentlich herabgedrückt, daß sie das Strömungsrohr mit einem Vakuummantel umgaben. Die noch übrigbleibenden Verluste wurden durch Beobachtung bei zwei Strömungsgeschwindigkeiten eliminiert; immerhin sind sie aber noch recht beträchtlich.

Scheel und Heuse gelang es bei einer Anwendung der Methode auf Gase die Wärmeverluste noch

erheblich zu verringern; das von ihnen benutzte Kalorimeter ist in nachstehender Figur dargestellt. Das auf die konstante Versuchstemperatur gebrachte Gas tritt von unten her in das Kalorimeter ein, passiert eine als Feder gegen etwaige Spannungen wirkende Glasspirale und gelangt nach Durchströmen zweier Glasmäntel C und B in das innere Rohr A, das die Heizvorrichtung enthält. Zur Messung der Temperatur des ein- und des austretenden Gases dienen nackte Platinwiderstandsthermometer P_1 und P_2 . Das Ganze ist von einem evakuierten, innen versilberten Glasmantel umgeben und befindet sich in einem Bade konstanter Temperatur (Zimmertemperatur, Temperatur des flüssigen Sauerstoffs usw.).

Für die Einfügung der Mäntel B und C war folgende Überlegung maßgebend. Durch das Vakuum werden Wärmeverluste aus dem inneren Rohr A zwar sehr stark herabgemindert, aber doch nicht vollständig vermieden. Die Mäntel B und C dienen nun zur Unterstützung der Wirkung des Vakuums, indem mit ihrer Hilfe die vom Rohr A abgegebene Wärmemenge nach dem Gegenstromprinzip dem Innenraum zum größten Teil wieder zugeführt wird.

Bei der Bestimmung der spezifischen Wärme der Luft wurde diese mit Hilfe von Wasserluftpumpen aus der Atmosphäre durchs Kalorimeter gesaugt. Zur Konstanterhaltung des Luftstroms dienten Regulatoren; die Stärke des Luftstroms hängt von den Dimensionen einer in den Luftweg eingeschalteten Kapillare ab.

Die Menge Q der in der Sekunde durch das Kalorimeter gesaugten Luft wurde in der Weise ermittelt, daß man zeitweilig an Stelle der aus der freien Atmosphäre eintretenden Luft Luft aus einem Gefäße bekannten Volumens unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen durch das Kalorimeter trieb und die hierzu nötige Zeit mit Hilfe eines Chronographen ermittelte.

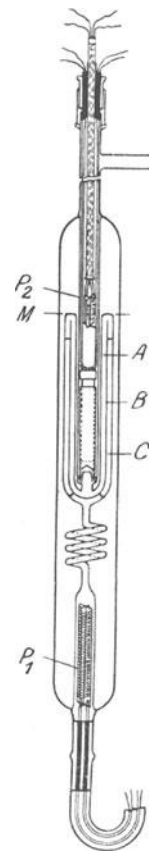
Ist wieder die elektrisch zugeführte Wärmemenge in der Sekunde der Leistung A äquivalent und nimmt man in analoger Weise an, daß die Wärmeverluste in der Sekunde einer Leistung λ äquivalent sind, so gilt

$$c = 0,2390 \frac{A - \lambda}{Q \delta},$$

wo δ wiederum die Temperaturdifferenz des aus- und eintretenden Gases ist. Versuche und theoretische Überlegungen haben nun ergeben, daß man die Wärmeverluste $\lambda = k \frac{A}{Q_2}$ setzen kann, wenn k eine Konstante bedeutet. Es wird also

$$c = 2390 \frac{A}{Q \delta} \left(1 - \frac{k}{Q_2} \right).$$

Bei jedem Versuch werden die Größen A , Q und δ experimentell ermittelt; unbekannt bleiben nur c



Strömungskalorimeter für Gase.

und k , zu deren Bestimmung zwei Versuche mit geänderten Versuchsbedingungen ausreichen würden. Zweckmäßigerweise begnügte man sich nicht mit einer solchen Variation, sondern suchte eine größere Anzahl entsprechender Gleichungen zu gewinnen, aus denen man dann die c und k nach einem Ausgleichsverfahren ermittelte.

Außer auf Luft ist die Methode auch auf eine große Anzahl chemisch reiner Gase (Helium, Argon, Wasserstoff, Sauerstoff usw.) angewendet worden. Für diese Gase, von denen jedesmal nur wenige Liter zur Verfügung standen, wurde es nötig, statt der offenen Zirkulation eine geschlossene auszubilden, bei der das aus dem Kalorimeter austretende Gas ihm durch ein Pumpwerk immer aus neue wieder zugeführt wurde. *Scheel.*

Näheres s. Kohrausch, Praktische Physik. Leipzig.
Kalorimetrische Bombe. Die kalorimetrische Bombe ist ein mit Platin (Berthelot) oder mit Email (Mahler) ausgekleidetes dickwandiges eisernes Gefäß und dient zur Ermittlung von Verbrennungswärmen. Die zu untersuchende Substanz befindet sich inmitten der Bombe auf einem Tellerchen. Nach Abschluß der Bombe mittels aufschraubbarem Deckel wird die Bombe durch ein Rohr mit Sauerstoff unter einem Druck von 25 bis 30 Atmosphären gefüllt. Die Einleitung der Verbrennung oder der Explosion wird auf elektrischem Wege durch einen Funken oder einen glühenden Draht bewirkt.

Während der Verbrennung befindet sich die Bombe in einem Wasserkalorimeter, aus dessen Temperaturerhöhung die entwickelte Wärmemenge nach der Mischungsmethode gefunden wird. Die Konstanten des Wasserkalorimeters, sein Wasserwert usw. müssen in der gewöhnlichen Weise ermittelt und in Rechnung gesetzt werden. Außerdem muß man den Wasserwert der Bombe nebst allem Zubehör kennen. Dieser wird entweder mit Hilfe einer bekannten Verbrennung oder einer anderen bekannten chemischen Reaktion gefunden (z. B. liefert die Verbrennung von 1 g Naphthalin 9610, Benzoesäure 6319, Rohrzucker 3940 cal₁₅), oder aber man führt der Bombe eine gemessene elektrische Energie zu und ermittelt in beiden Fällen den Wasserwert aus der im Kalorimeter auftretenden Temperaturerhöhung. — Der Wasserwert der kalorimetrischen Bombe wird auf Antrag auch in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg bestimmt. *Scheel.*

Näheres s. Fischer und Wrede, Zeitschr. f. phys. Chem. 69, 218. 1909.

Kalorische Instrumente zur Strommessung. Die kalorischen Instrumente, zu denen auch die „Hitzdrahtinstrumente“ gehören, können sowohl für

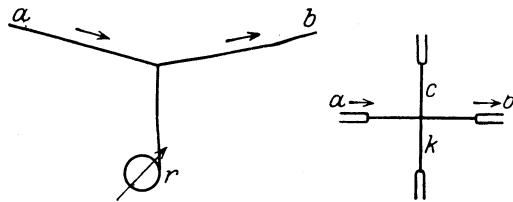


Fig. 1. Hitzdrahtinstrument. Fig. 2. Thermokreuz.

Gleich- wie für Wechselstrom benutzt werden und sind daher auch mit Gleichstrom eichbar. Bei diesen Instrumenten wird die durch den Strom bewirkte Erwärmung eines Widerstandsdrahtes in verschiedener Weise zur Strommessung verwendet.

Bei den Hitzdrahtinstrumenten wird die durch die Stromwärme bewirkte Ausdehnung des Drahtes zur Messung benutzt, oder die erzeugte Wärme wirkt auf ein Thermolement (Thermokreuz), dessen EMK dann mittels einer Gleichstrommessung bestimmt wird. Die erzeugte Wärme kann auch benutzt werden, um ein Luftthermometer zu betätigen (Ries) oder kann kalorimetrisch gemessen werden. Wenn der Draht durch den Strom zum Glühen kommt, kann auch eine optische Methode zur Bestimmung seiner Temperatur angewandt werden (optisches Pyrometer). Endlich kann auch die durch die Erwärmung hervorgerufene Widerstandsänderung des Drahtes gemessen werden (vgl. z. B. Dynamobolometer). Bei den Hitzdrahtinstrumenten wird die Ausdehnung des Drahtes (Fig. 1) dadurch vergrößert auf eine mit Zeiger versehene Rolle r übertragen, daß in der Mitte des vom Strom durchflossenen Drahtes ab ein über die Rolle geschlungener Faden befestigt ist, der bei einer Längenänderung des Widerstandsdrahtes die Rolle dreht. Zur weiteren Vergrößerung der Bewegung ist die Konstruktion noch in mannigfacher Weise abgeändert worden. Die Thermokreuzes bestehen aus einem Thermolement, z. B. Konstantan-Kupfer $k-c$ (Fig. 2), dessen eine Lötstelle dem Hitzdraht ab anliegt. Das Thermolement und der Hitzdraht sind rechtwinklig gekreuzt und bestehen beide aus dünnen Drähten, die in dickere Zuleitungen übergehen. Bei höheren Frequenzen kann das Thermolement selbst direkt als Hitzdraht dienen. Zur Erreichung großer Empfindlichkeit werden die Drähte möglichst dünn gemacht und, wenn die Wärmeableitung durch die Luft möglichst herabgesetzt werden soll, in gut evakuierte Glasgefäße eingesetzt (vgl. auch „Thermogalvanometer“). *W. Jaeger.*

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Kalorische Zustandsgleichung s. Zustandsgleichung.

Kaldampfverdichtungsmaschinen. Als Kältemittel dienen leicht siedende Flüssigkeiten wie Ammoniak, Schweflige Säure, Kohlensäure, Methylchlorid, Ethylchlorid, Propan, Butan sowie Wasser.

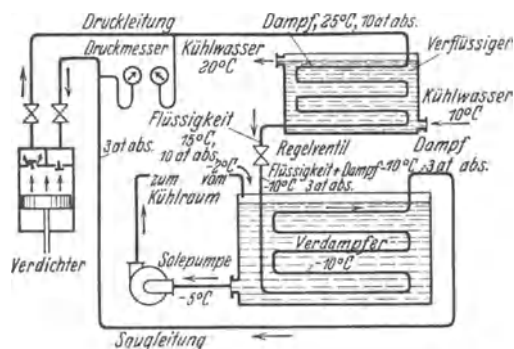


Fig. 1. Ammoniakverdichtungs-Kältemaschine.

Ihre Wirkung beruht auf der Bindung großer Wärmemengen beim Verdampfen. Die mit Wasser arbeitenden Maschinen unterscheiden sich wesentlich von den anderen, von denen die Ammoniakmaschinen die größte wirtschaftliche Bedeutung haben.

Das Schema der Maschinen vom Ammoniaktypus, wie sie C. v. Linde 1876 geschaffen hat, zeigt

Fig. 1. Der Verdichter saugt die Ammoniakdämpfe an und drückt sie in den Verflüssiger B, in dem sie sich unter dem Einfluß des Kühlwassers niederschlagen. Die Flüssigkeit, die unter einem Druck von etwa 10 at steht, wird beim Durchtritt durch das Regelventil auf etwa 3 at gedrosselt. Dabei sinkt der Siedepunkt des Ammoniaks auf etwa -10°C , so daß sofort eine lebhafte Verdampfung eintritt, und zunächst das flüssige Ammoniak auf -10°C abgekühlt wird. Die Verdampferschlange, in die das Ammoniak nun eintritt, ist von Salzwasser von etwa -5°C umgeben, das an das flüssige Ammoniak Wärme abgibt und es vollständig in Dampf verwandelt. Die Dämpfe werden vom Verdichter wieder angesaugt und beginnen den Kreislauf von neuem. Das Salzwasser wird durch eine Pumpe nach dem Kühlraum gedrückt und kehrt von dort erwärmt zurück.

Ist i_1' der Wärmeinhalt von 1 kg Flüssigkeit vor dem Regelventil, i_2' derjenige der Flüssigkeit hinter dem Regelventil also bei der Verdampfungstemperatur und ist r die Verdampfungswärme, so ist die Kälteleistung von 1 kg des Kältemittels

$$r - (i_1' - i_2')$$

Der Arbeitsverbrauch der Kältemaschine ist bedingt durch die Notwendigkeit, das dampfförmige Kältemittel von der Verdampferspannung auf Verflüssigerspannung zu verdichten. Der Arbeitsverbrauch je Kilogramm Kältemittel ist zu berechnen als $i_3'' - i_2''$, wobei i_3'' der Wärmeinhalt des Dampfes hinter, i_2'' derjenige des Dampfes vor dem Verdichter ist. Der Arbeitsbedarf der idealen, vollkommen umkehrbaren Kältemaschine ist nach dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie $A = Q_1 \frac{T_2 - T_1}{T_1}$, wobei bedeuten:

A die Arbeit in kcal (die Arbeit in mkg ist also 427 A);

Q_1 die dem Kühlgut entzogene Wärmemenge (Kälteleistung);

T_1 die Temperatur des Kühlgutes in $^{\circ}\text{K}$;

T_2 die Temperatur des Kühlkörpers (Kühlwasser), an den die dem Kühlgut entzogene Wärme zusammen mit dem Wärmeäquivalent der Verdichterarbeit abgegeben wird.

Die von einer wirklichen Maschine verbrauchte Arbeit ist stets wesentlich größer als die für die ideale Maschine erforderliche.

Das Verhältnis $\frac{Q_1}{A}$ wird als Leistungszahl bezeichnet.

Bei neueren Maschinen wird der Verdampfer so stark mit flüssigem Kältemittel gefüllt, daß von den sich entwickelnden Dämpfen viel Flüssigkeit mit in die Saugleitung gerissen wird. Um Flüssigkeitsniederschläge im Verdichter zu verhindern, wird in einem Abscheider (Fig. 2) die Flüssigkeit vom Dampf getrennt und in die Flüssigkeitsleitung zurückgeführt. Bei Rückführung vor dem Regelventil ist zur Überwindung der Druckdifferenz eine Ammoniakpumpe nötig (ausgezogene Leitung). Bei Rückführung hinter das Regelventil (gestrichelte Leitung) kommt man bei genügender Höhe des Abscheiders ohne Pumpe aus. Bei Anordnung des Abscheiders, saugt der Verdichter trockene Dämpfe an, die während der nahezu adiabatischen Verdichtung überhitzt werden. Man spricht von überflutetem Verdampfer und von trockenem bzw. überhitztem Arbeiten des Verdichters, von trockenem Verdichtergang. Fehlt

der Abscheider, so treten mit dem Dampf feine Flüssigkeitstropfen in den Verdichter ein, die während der Verdichtung verdampfen und eine Überhitzung der Dämpfe verhindern. Man spricht dann von nassem Verdichtergang, von nassem Arbeiten. Das Arbeiten mit überhitzten Dämpfen ist wirtschaftlicher, da infolge der geringeren Wandungseinflüsse die Leistungsziffer größer wird.

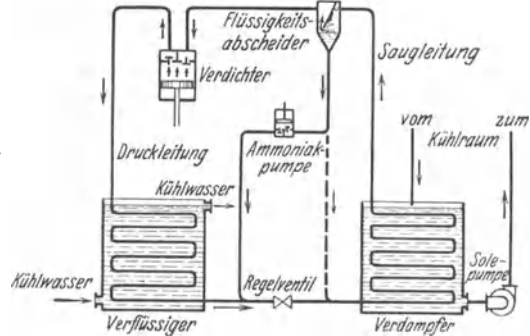


Fig. 2. Kaltdampfverdichtungsmaschine mit Flüssigkeitsrückführung.

Im Temperatur-Entropie-Diagramm (Fig. 3) wird der Vorgang des Arbeitens mit überhitzten Dämpfen durch den Linienzug B G C D E dargestellt. AB ist die linke Grenzkurve, die das Gebiet der nassen Dämpfe von dem der Flüssigkeit trennt, EC die rechte Grenzkurve, die Grenze zwischen nassem und überhitztem Dampf.

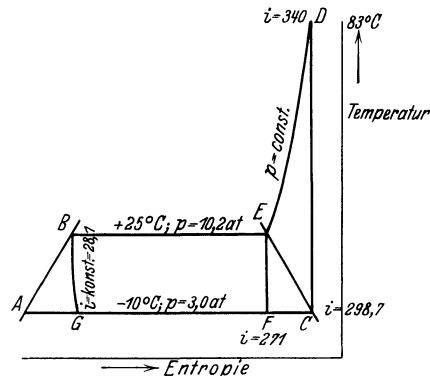


Fig. 3. Entropiediagramme der Ammoniakverdichtungs-Kältemaschine.

Verfolgt man 1 kg Kältemittel auf seinem Wege durch die Maschine, so entspricht die Kurve B G dem Durchgang des flüssigen Mittels durch das Regelventil, wobei sein Wärmeinhalt konstant bleibt. Das Verhältnis $\frac{A}{G}$ gibt an, welcher

Bruchteil der Flüssigkeit bei dieser Drosselung verdampft. Die Strecke G C stellt die Verdampfung im Verdampfer dar; der Unterschied der Wärmeinhalte $298,7 - 28,1 = 270,6$ kcal ist die Kälteleistung von 1 kg Ammoniak. C D stellt die adiabatische Verdichtung des gerade trocken mit -10°C angesaugten Dampfes dar, der bei Verdichtung auf 10,2 at auf 83°C erwärmt wird. Die Zunahme des Wärmeinhalts $340 - 298,7 = 41,3$ kcal = 15700 mkg ist der Arbeitsverbrauch

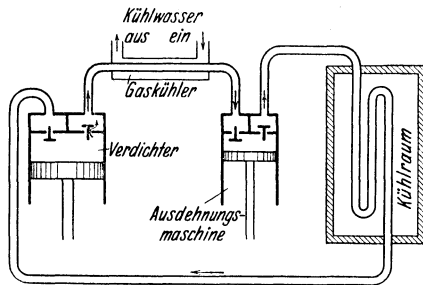
des Verdichters. Der hochüberhitzte Dampf wird — DE — bei gleichbleibendem Druck auf die Sättigungstemperatur gekühlt, und dann — EB — verflüssigt. Der Unterschied der Wärmeinhalte in D und B $340 - 28,1 = 311,9$ kcal gibt die im Verflüssiger abzuführende Wärme an. Die Leistungsziffer ist $\epsilon = \frac{270,6}{41,3} = 6,69$.

Führt man den Prozeß so, daß nicht trocken gesättigte, sondern Dämpfe angesaugt werden, deren Dampfgehalt dem Punkte f entspricht, so wird bei adiabatischer Verdichtung der Dampf gerade trocken gesättigt (Punkt ϵ) aus dem Verdichter geschoben. Hier ist die Kälteleistung nur $271 - 28,1 = 242,9$ kcal, der Arbeitsverbrauch der Maschine aber nur $306,8 - 271 = 35,8$ kcal, so daß die Leistungsziffer $\frac{242,9}{35,8} = 6,8$ ist.

Obwohl also hiernach das Arbeiten mit nassen Dämpfen vorteilhafter erscheint als das Ansaugen trockener, hat sich in der Praxis mit Überhitzung als wesentlich günstiger erwiesen. Das ist darauf zurückzuführen, daß die schädliche Einwirkung der Zylinderwände auf trockene und überhitzte Dämpfe viel geringer ist als auf nasse.

Krause.

Kaltluftmaschine. Sie dient zur Erzeugung von Kälte, d. h. zur Kühlung von Räumen unter die Temperatur der Umgebung. Ihre Wirkung beruht darauf, daß sich hochgespannte Luft adiabatisch unter Arbeitsleistung ausdehnt und sich dabei



Kaltluftmaschine.

stark abkühlt. Wird z. B. Luft von 10 at abs und 20°C auf 1 at abs entspannt, so nimmt sie die Temperatur $\frac{293}{10^{0,286}} = 293 - 273 = -121^\circ\text{C}$ an und ist

zur Abkühlung von Räumen geeignet. Die Kaltluftmaschine besteht demnach aus einem Verdichter, der die entspannte Luft aufsaugt und verdichtet und einer Ausdehnungsmaschine, in der die Luft unter Arbeitsleistung entspannt wird. Um zu verhindern, daß sich bei der Abkühlung der Luft Schnee bildet, der die Leitungen verstopfen würde, läßt man durch die Maschine stets die gleiche vor dem Einfüllen sorgfältig getrocknete Luft umlaufen, und kommt so zu der „geschlossenen“ Kaltluftmaschine (s. Fig.).

Zwischen Verdichter und Ausdehnungsmaschine ist ein Gaskühler eingeschaltet, in dem die durch die Verdichtung erwärmte Luft auf etwa die Temperatur des Kühlwassers gekühlt wird. Von der Ausdehnungsmaschine, deren Ventile übrigens wie bei einer Dampfmaschine gesteuert sind, wird die kalte Luft durch eine Rohrschlange ausgepufft, die etwa an der Decke des Kühlraums angebracht ist. Hier erwärmt sich die Luft, indem

sie den Raum kühlt, und wird vom Verdichter wieder angesaugt. Dieser ist mit der Ausdehnungsmaschine gewöhnlich durch eine gemeinsame Welle verbunden, von der aus der Verdichter angetrieben wird und an die die Ausdehnungsmaschine ihre Arbeit abgibt, so daß der Antriebsmotor nur den Unterschied der Arbeiten aufzubringen hat.

Der Vorteil der Kaltluftmaschine liegt in der Ungiftigkeit und Kostenlosigkeit des Arbeitsmittels, der Nachteil in dem hohen Arbeitsverbrauch und den hohen Anschaffungskosten. Da die spezifische Wärme der Luft klein ist, muß zur Erzielung einer mäßigen Kälteleistung eine sehr große Luftmenge umlaufen und diese tiefgekühlt werden. Ein erheblicher Betrag der erzeugten Kälte wird durch die Reibungswärme im Ausdehnungszyylinder nutzlos vernichtet. Durch Erhöhung des Betriebsdruckes sucht man die Mängel zu mindern. Die Kaltluftmaschine wird nur noch auf Kriegsschiffen verwandt und hat keine wirtschaftliche Bedeutung, mit Ausnahme der Maschinen zur Verflüssigung der Luft. *Krause.*

Kammerton s. Normalton.

Kanalstrahlen. Im negativen Glimmlicht der Glimmladung (s. d.) und im Fallraum werden die Gasmoleküle durch den Stoß der Elektronen in Elektronen und positive Ionen zerlegt. Die letzteren strömen auf die Kathode zu und werden dabei durch das starke elektrische Feld im Fallraum stark beschleunigt, so daß sie mit hohen Geschwindigkeiten auf die Kathode aufprallen. Werden in die Kathode in der Auftreffrichtung der positiven Ionen Löcher gebohrt oder besteht die Kathode aus einem feinmaschigen Drahtnetz, so tritt ein Teil der positiven Ionen strahlartig durch diese Kanäle hindurch in den Raum hinter der Kathode und kann dort näher untersucht werden. Nach dieser Herstellungsart erhielten die Strahlen von ihrem Entdecker Goldstein den Namen Kanalstrahlen. Im weiteren Sinn werden dann darunter alle Arten von strahlartig schnell bewegten positiven Ionen gerechnet. Zur Erzeugung der Kanalstrahlen mit Hilfe des negativen Glimmlichts darf der Gasdruck nicht zu gering sein. Andererseits lassen sie sich um so besser untersuchen, je geringer der Gasdruck ist, da sie bei größerem Gasdruck durch den Aufprall auf die Gasmoleküle sehr schnell zerstreut werden. Es wird deshalb zu ihrer Untersuchung der Kunstgriff angewandt, den Raum hinter der Kathode von dem Raum vor ihr, in dem die Kanalstrahlen erzeugt werden, vollständig bis auf die Kanäle selbst abzuschließen und durch eine sehr leistungsfähige Pumpe dauernd auf sehr geringem Druck zu halten, während im Raum vor der Kathode durch Gasnachlieferung ein sehr großer Druck aufrecht erhalten wird. Da die Kanalstrahlen aus bewegten elektrischen Ladungen bestehen, werden sie sowohl durch elektrische wie durch magnetische Felder abgelenkt. Aus dem Betrage der Ablenkung lassen sich sowohl ihre Geschwindigkeit wie ihre Masse wie auch ihre Ladung bestimmen. Dabei ergab sich: Es kommen Geschwindigkeiten von der größten, dem gesamten frei durchlaufenden Kathodenfall entsprechenden, abwärts bis zu den geringsten vor. Die Masse ist gleich der der entsprechenden positiven Ionen. Die Ladung ist die Elementarladung oder ein mehrfaches davon. Durchlaufen die Kanalstrahlen zwei Magnetfelder hintereinander, so zeigt sich, daß sich zwischen den beiden Feldern Strahlen

neu gebildet haben, woraus sich ergibt, daß sich in den Kanalstrahlen ein Gleichgewichtszustand zwischen geladenen und ungeladenen Atomen erhält. Ein positives Ion, das zentral auf ein neutrales Molekül gleicher Masse stößt, teilt diesem seine Gesamtgeschwindigkeit, aber nicht immer seine Ladung mit, stößt umgekehrt ein derartig beschleunigtes neutrales Molekül auf ein anderes gleicher Masse, so ist es unter Umständen imstande, an dieses nicht nur seine Geschwindigkeit zu übertragen, sondern es auch zu ionisieren, so daß sich ein neuer Kanalstrahl bildet. Beim Auftreffen auf feste Wände lösen die Kanalstrahlen Elektronen von diesen ab und zerstäuben gleichzeitig die Oberfläche (s. Kathodenzerstäubung). Die von den Kanalstrahlen emittierten Spektrallinien haben eine nach dem Doppler-Prinzip verschobene Komponente, aus welcher sich ebenfalls die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteilchen berechnen läßt. Die Ermittlung der Masse der Kanalstrahlen bildenden positiven Ionen, also ihres Atomgewichts, aus ihrer Geschwindigkeit und magnetischen Ablenkbarkeit ist in dem Massenspektrographen (s. d.) von Aston zu einer Präzisionsmethode ausgebildet worden, die zur Entdeckung zahlreicher Isotopen (s. d.) geführt hat.

Eine besondere Art der Kanalstrahlen sind die Anodenstrahlen (s. d.) Ferner ist es in neuerer Zeit gelungen, ganz bestimmte positive Ionen und zwar vorwiegend die der Alkalien aus besonders behandelten, mit Alkalien versetzten rotglühenden Eisenanoden durch thermische Emission im Höchstvakuum in ganz analoger Weise zu gewinnen wie thermische Elektronen an der Kathode, so daß sich Kanalstrahlen genau so erzeugen lassen wie Kathodenstrahlen.

Güntherschulze.

Näheres s. W. Wien, Kanalstrahlen.

Kanaltheorie der Gezeiten. Airy wies darauf hin, welch' außerordentliche Bedeutung für das Flutphänomen neben der Gestalt des Meeresgrundes auch der Küstenformation zukommt. Er geht von der Untersuchung der Wasserbewegung aus, die durch die flutzeugenden Kräfte in schmalen Kanälen hervorgerufen werden. Die Resultate gestatten Anwendungen auf die Gezeiten in engen Meeresteilen, Flußmündungen usw.

Für einen Kanal, der die Erde im Äquator umläuft, ergibt sich eine Welle, welche mit der Geschwindigkeit der Mondbewegung fortschreitet. Ist die Geschwindigkeit der freien Welle, die durch die Tiefe des Wassers bestimmt ist, rascher als die Mondbewegung, so fällt das Hochwasser mit der Mondkulmination zusammen; im entgegengesetzten Falle herrscht unter dem Monde Niedrigwasser. Bei den auf der Erde vorhandenen Tiefen kommt nur der 2. Fall vor. Nur bei Kanälen in höheren Breiten wird sich dies umkehren. Ist der Kanal in einem Meridian gelegen, so herrscht bei gewöhnlichen Tiefen südlich von 45° Breite Niedrigwasser, nördlich von 45° Breite Hochwasser z. Z. der Mondkulmination.

Hat der Kanal keine konstante Breite, so wird, wenn eine Verkleinerung des Querschnitts an einer Stelle plötzlich erfolgt, daselbst eine Reflexion der fortschreitenden Welle stattfinden. Die Amplitude der reflektierten Welle wird um so kleiner sein, je allmählicher der Übergang ist. — Bei ganz langsamem Übergang tritt keine Reflexion ein; es bleibt die ganze Energie in der fortschreitenden Welle, deren Amplitude bei Verengung des Kanals

größer werden muß. Verengert sich der Kanal bei gleichbleibender Tiefe, so wird die Amplitude wachsen bei gleichbleibender Wellenlänge. Nimmt aber auch die Tiefe ab, so wird mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auch die Wellenlänge kleiner. Es erklären sich damit manche Eigentümlichkeiten des Flutphänomens, namentlich das Anwachsen der Flut in engen Meeresteilen und Flußmündungen. Siehe auch Ebbe und Flut.

Das Flutphänomen in engen Meeresteilen behandelt auch die Theorie von Sterneck. Diese besteht darin, daß auf numerischem Wege versucht wird, den Differentialgleichungen der Hydrodynamik und den gegebenen Grenzbedingungen zu genügen. Die angewendete Methode wird als Restmethode bezeichnet.

Um nach dieser Methode z. B. das Mitschwingen eines innen geschlossenen Meeresteils mit der Flut am Ausgang zu berechnen, wird so vorgegangen. Man zieht in der Längsrichtung des Meeresteils eine Mittellinie, welche etwa der Tallinie folgt und teilt durch darauf senkrechte Querschnitte das Gebiet in eine größere Anzahl von Teilen. Die Dimensionen dieser Querschnitte werden nach Karten möglichst genau ausgemessen. Man beginnt nun die Rechnung von innen heraus. An der inneren Begrenzung ist die Horizontalbewegung wegen des Ufers gleich Null. Für die Vertikalbewegung nimmt man einen beliebigen Wert etwa 100 cm. Damit diese Bewegung möglich ist, muß während der halben Periode eine bestimmte Wassermasse zufließen, die sich berechnen läßt. Diese Wassermasse muß durch den ersten Querschnitt durchgeflossen sein und es ergibt sich daraus die Strömungsgeschwindigkeit, die ihrerseits wieder durch die Differentialgleichung mit der Änderung der Fluthöhe verbunden ist, so daß man nun die Fluthöhe im ersten Querschnitt berechnen kann. Daraus ergibt sich wieder das dazu nötige Wasserquantum, welches nun vom zweiten Querschnitt bezogen wurde. Und so kann man die Rechnung fortsetzen, bis man zum Ausgang kommt. Hier ist die Flutbewegung durch die des Meeres gegeben und bekannt, und hier müßte das Ergebnis der Rechnung damit übereinstimmen. Das wird nun im allgemeinen nicht der Fall sein, weil die Annahme für den Anfang ganz willkürlich war. Es läßt sich aber zeigen, daß man durch proportionale Änderung des Ausgangswerts die Übereinstimmung am Ende herbeiführen kann.

Will man die selbständigen Gezeiten eines abgeschlossenen oder mit dem Meere in Verbindung stehenden Meeresteils berechnen, so braucht man dazu zunächst die Periode der Eigenschwingung dieser Wassermasse. Diese läßt sich auch nach der oben geschilderten Methode berechnen, doch muß man, um die geforderten Grenzbedingungen zu erfüllen, die Rechnung mit verschiedenen Annahmen über die Periode wiederholen. Einen Näherungswert verschafft man sich, nach der Merianschen Formel oder nach der Methode von Chrystal oder der von den Japanern. Hat man die Periode der freien Schwingung berechnet, so kann man wieder nach der Restmethode die selbständigen Gezeiten des Meeresteils berechnen. Wegen des Hinzutretens der Flutkräfte besteht aber die oben erwähnte Proportionalität nicht. Es muß also hier solange versucht werden, bis die Grenzbedingungen erfüllt sind.

Die Methode liefert für alle Punkte der Oberfläche nicht nur die Hubhöhe, sondern auch die Horizontalverschiebung und die dazugehörige Geschwindigkeit. Diese gestattet den Einfluß der ablenkenden Kraft der Erdrotation zu berücksichtigen. Diese führt zu Querschwingungen, welche sich mit den Längsschwingungen zu Amphidromien (s. d.) vereinigen können.

Wenn ein Meeresteil sehr stark von der Form eines langgestreckten Kanals abweicht, kann die Methode nicht mehr angewendet werden.

A. Prey.

Näheres s. H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik (deutsch von Fiedler) 1907 und die Abhandl. v. Sterneek und Defant in den Wiener Sitzberichten und Denkschriften.

Kanalwellen. Mit dieser Bezeichnung bringt man zum Ausdruck, daß die übliche Theorie der Grund- und Oberflächenwellen (s. Hebungswellen und Oberflächenwellen) zweidimensional angesetzt wird (Fortpflanzungsrichtung = Kanalerstreckung). Dreidimensionale Probleme (etwa die rotations-symmetrischen Ringwellen ausgenommen), wie Wellenausbreitung in abgeschlossenen Becken, Behältern, Seen bestimmter Form (Einfluß beschränkter, z. T. sogar wechselnder Tiefe, Ufer-einfluß auf Wellenumgestaltung und Reflektierung) sind ihrer Schwierigkeit wegen kaum behandelt. Vgl. jedoch: Seiches.

Eisner.

Kanonische Gesamtheit s. Ergodenhypothese.

Kanonische Gleichungen s. Impulsätze.

Kantenwiderstand. Unter Kantenwiderstand ist speziell der Längskantenwiderstand bei längs geschleppten ebenen Platten zu verstehen. Infolge von Zähigkeitswirkungen (an der Platte haftet die Flüssigkeit) teilt sich die Bewegung an der Plattenkante noch etwas der Flüssigkeit mit, so daß g. F. unter- bzw. oberhalb der Platte noch ein Bereich der Flüssigkeit in Mitleidenschaft gezogen wird. Es handelt sich wesentlich auch um eine Querumströmung, durch die die „Grenzschicht“-Verhältnisse in der dritten Dimension und damit der Geschwindigkeitsgradient normal zur Oberfläche abgeändert werden. Dieser Vorgang bedingt einen Längskantenwiderstand, der bei Messungen von dem reinen Oberflächenreibungswiderstand experimentell nicht getrennt werden kann.

Eisner.

Literatur: Gebers, Das Ähnlichkeitsgesetz für den Flächenwiderstand im Wasser gradlinig fortbewegter polierter Platten. Schiffbau, 22. Jahrgang. Eisner, Schiffbau 1930.

Kantenwinkel eines Flügels heißt der Winkel, den die an der scharfen Hinterkante zusammenstoßenden Seiten des Flügels miteinander einschließen. Der Kantenwinkel ist bei Joukowskyschen Profilen (s. d.) immer = 0. Vergrößerung des Kantenwinkels vermindert die Druckpunktwanderung (s. d.).

L. Hopf.

Kant-Laplacesche Theorie der Himmelskörper s. Kosmogonie.

Kapazität. Kapazität bedeutet allgemein „Fassungsvermögen“, in diesem speziellen Falle: für elektrische Ladungen. Den Zusammenhang zwischen der Kapazität C und einer Ladung E kann man sich an einem bekannten Demonstrations-versuch klarmachen, der sich einer elektrisch geladenen Seifenblase bedient. Die auf der Blase sitzenden Ladungen suchen sich infolge der Coulombschen Abstoßungskräfte möglichst voneinander zu entfernen. Die diesem Bestreben entsprechende „elektrische Spannung“ V zeigt sich

an dem Elektroskop, auf dem die Seifenblase aufsitzt. Wird diese weiter aufgeblasen, so vergrößert sich ihre Kapazität C, da aber die Einzel-ladungen nun einen größeren Abstand voneinander haben, war die „Spannung“ geringer, der Ausschlag der Elektroskopblättchen verkleinert sich. Die Ladung E ist aber die gleiche geblieben, und es gilt: $E = C \cdot V$. Man kann diesen Zusammenhang auch folgendermaßen ableiten:

Die elektrostatische Kapazität C eines Leiters ist aufzufassen als diejenige Ladung E, die ihn auf die Spannung V bringt, wenn die übrigen Körper alle zur Erde abgeleitet sind. Durch die Spannung V wird dem Körper mithin die Ladung

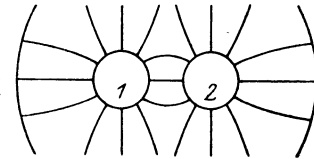
$$E = C \cdot V$$

erteilt, so daß die elektrostatische Kapazität definiert ist durch

$$C = E/V.$$

Dabei kann man der Anschaulichkeit halber eine Parallele ziehen zu dem räumlichen Fassungsvermögen eines Volumens R, in dem eine Masse M mit der Dichte D untergebracht ist. Es ist entsprechend $R = M/D$.

Für ein beliebiges Leitersystem hat Maxwell seine bekannten Maxwellschen Kapazitätsgleichungen aufgestellt. Von den in ihnen vorkommen-



Zur Ableitung der Maxwellschen Kapazitätsgleichungen.

den Kapazitäten und den Induktionskoeffizienten sind die letzteren für den Gebrauch in der Praxis unbequem. Man hat die Gleichungen deshalb in eine andere Form gebracht, die sich auf folgendem Wege auch direkt ableiten läßt (s. Figur).

Greift man aus einem beliebigen Leitersystem L_1, L_2, L_3, \dots zwei Leiter 1 und 2 heraus, so ist der Kraftlinienfluß zwischen beiden nur abhängig von der Lage, den Dimensionen und dem zwischenliegenden Dielektrikum. Er ist ferner proportional der Potentialdifferenz $v_1 - v_2$. Es zeigt sich, daß die Teilladung e_{12} , welche durch die entsprechende Ladung e_{21} von 2 auf 1 gebunden wird, sich ausdrücken läßt durch

$$e_{12} = c_{12} (v_1 - v_2).$$

c_{12} ist die sog. Teilkapazität, welche von der Wechselwirkung der Leiter 1 und 2 herrührt. Daß $c_{12} = c_{21}$ sein muß, läßt sich leicht zeigen. Werden diejenigen Teilkapazitäten, welche der Wechselwirkung der einzelnen Leiter mit der Hülle entsprechen, mit c_1, c_2 usw. bezeichnet, so ergibt sich, da das Potential der Hülle = Null zu setzen ist, folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} e_1 &= c_1 v_1 + c_{12} (v_1 - v_2) + c_{13} (v_1 - v_3) + \dots \\ c_{1n} (v_1 - v_n) &\dots\dots\dots \\ e_2 &= c_{21} (v_2 - v_1) + c_2 v_2 + c_{23} (v_2 - v_3) + \dots \\ c_{2n} (v_2 - v_n) &\dots\dots\dots \\ e_n &= c_{n1} (v_n - v_1) + c_{n2} (v_n - v_2) + c_{n3} (v_n - v_3) \\ &+ \dots + c_n v_n \text{ und schließlich} \\ 0 &= c_1 v_1 + c_2 v_2 + c_3 v_3 + \dots + c_n v_n. \end{aligned}$$

Im ganzen kommen also vor: n Teilkapazitäten c_1, c_2, \dots, c_n der Leiter gegen die Hülle und $n(n-1)/2$ Teilkapazitäten der Leiter untereinander, mithin ist die Summe aller konstanten Koeffizienten $n(n+1)/2$. Aus dem obigen Gleichungssystem ersieht man, daß es nur unter bestimmten Be-

dingungen möglich ist, von einer Kapazität schlecht hin zu sprechen (vgl. Betriebskapazität, Kirchhoffsche Formel für Kreisplattenkondensator usw.).

R. Jaeger.

Kapazitätskoeffizient. Liegen verschiedene elektrische Leiter mit den Ladungen E_1, E_2 usw. in beliebig verteilten Dielektriken (Isolatoren), so hängt das Potential (Spannung gegen Erde) eines jeden Leiters linear von den Ladungen aller Leiter ab; allgemein gilt für das Potential V eines Leiters ($E = 1$)

$$V_1 = K_{11} E_1 + K_{12} E_2 + \dots + K_{1n} E_n \\ V_2 = K_{21} E_1 + K_{22} E_2 + \dots + K_{2n} E_n \text{ usw.}$$

Die Faktoren K_1, K_2 usw. sind die sog. Potentialkoeffizienten. Löst man das Gleichungssystem nach E auf, so erhält man für die Ladung irgend eines Leiters

$$E_1 = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 + \dots + C_{1n} V_n, \\ E_2 = C_{21} V_1 + C_{22} V_2 + C_{2n} V_n \text{ usw.,}$$

wo die Faktoren C_{11}, C_{22} usw. als Kapazitätskoeffizienten bezeichnet werden. Sie bedeuten die Kapazität des Leiters 1, 2 usw., wenn er allein eine Spannung gegen Erde besitzt und alle andern geerdet sind. (Vgl. Influenzierungskoeffizient.) Wird das ganze System in ein Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante ϵ gebracht, so wird das Gleichungssystem umgeändert in

$$E_1 = \epsilon \cdot C_{11} V_1 + \epsilon C_{12} V_2 + \dots \\ E_2 = \epsilon \cdot C_{21} V_1 + \epsilon C_{22} V_2 + \dots \text{ usw.}$$

d. h., die Kapazitäten werden proportional der Dielektrizitätskonstanten des umgebenden Mediums vergrößert.

R. Jaeger.

Kapazitätsvariometer. Hierunter versteht man Kondensatoren (vgl. d.), deren Kapazität stetig verändert werden kann. Die Einstellung wird an einer Teilung abgelesen, die geeicht wird. Hierher gehören die Drehkondensatoren, bei denen das eine Plattensystem drehbar und mit einem Zeiger verbunden ist, der über einer Kreisstellung bewegt wird, ferner Zylinderkondensatoren, bei denen das eine System von Zylindern längs der Achse verschiebbar ist. Die nach Art der Widerstandssätze gebauten Stöpsel- und Kurbelkondensatoren sind nicht kontinuierlich veränderlich. *W. Jaeger.*

Kapillarchemische Analyse heißt ein Verfahren, aus der Oberflächenspannung einer Flüssigkeit auf deren Gehalt an einer bestimmten Komponente zu schließen. Als Maß der Oberflächenspannung dient die Steighöhe in einer Kapillare oder die Tropfengröße. Die Beziehung zur Zusammensetzung wird für jeden Fall empirisch ermittelt. Gelegentlich werden auch diejenigen Kapillaritäts- und Adsorptionserscheinungen analytisch verwendet, die auftreten, wenn man eine chemisch uneinheitliche Flüssigkeit von Filtrierpapier aufsaugen läßt. Die Rand- und Zonenbildung hierbei läßt auch analytische Schlüsse zu, manchmal sogar orientierend quantitativer Art. *Günther.*

Näheres s. K. Rheinboldt in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie, Leipzig 1921, S. 272.

Kapillarelektische Erscheinungen s. Elektrokapillarität.

Kapillarelektrometer. Das Kapillarelektrometer (Lippmann 1878) beruht auf der Tatsache, daß die Oberflächenspannung des mit einem Elektrolyten, z. B. verdünnter Schwefelsäure in Berührung stehenden Quecksilbers von dem Potentialunterschied zwischen Metall und Lösung abhängig ist. Dieser Potentialunterschied ändert sich bekanntlich

mit der Konzentration der Quecksilber-Ionen, gemäß der nach Nernst benannten Formel (s. Galvanismus). Ist der Quecksilbermeniskus positiv gegen die Lösung aufgeladen, so wird die äußere Belegung der zwischen dem Metall und der Lösung ausgebildeten Doppelschicht (s. diffuse Doppelschicht) vorwiegend mit negativen Ionen beladen sein. Ist dagegen das Metall negativ geladen, so überwiegen die positiven Ionen auf der Außenfläche des molekularen Kondensators.

Die Oberflächenspannung ist nun ganz allgemein (Gibbs 1876) um so kleiner, je mehr gelöster Stoff durch Adsorption an die Grenzfläche gebunden ist. Wenn die Ausbildung der Grenzschicht zwischen Lösung und Quecksilber keine Zuführung von elektrischer Ladung erfordert, ist die adsorbierte Menge Null und daher die Oberflächenspannung ein Maximum.

Die im Laboratorium bewährte Konstruktion des Kapillarelektrometers besteht aus zwei Quecksilberelektroden, zwischen denen sich etwa 25% ige Schwefelsäure befindet. Die eine Elektrode berührt die Säure in einer ausgedehnten Fläche von einigen Quadratcentimetern, die andere innerhalb einer senkrecht stehenden Kapillare von etwa $\frac{1}{10}$ mm Durchmesser. Wird nun ein Potentialunterschied angelegt, so steht die prozentische Konzentrationsänderung der Merкуро-Ionen an den beiden Quecksilbermassen im umgekehrten Verhältnis ihrer Flächengrößen, d. h. es ändert sich fast ausschließlich der Zustand an der kleinen Elektrode. An dieser ändert sich die Oberflächenspannung und infolgedessen strebt ihr Meniskus einer neuen Gleichgewichtslage zu, bis die Oberflächenspannung dem Gegengewicht der Quecksilbersäule in der Kapillare die Waage hält. Die so hervorgerufene Verschiebung der Gleichgewichtslage dient als Maß des zu untersuchenden Potentialunterschieds.

Die Ausschläge, die man so erhält, können innerhalb enger Grenzen (höchstens 0,01 Volt) der angelegten Potentialdifferenz proportional gesetzt werden. Man vermeide, das Quecksilber der kleinen Elektrode anodisch zu polarisieren, da andernfalls das Quecksilber unrein und der Meniskus unbeweglich wird. Ist dies durch ein Versehen dennoch geschehen, so muß die Oberfläche erneuert werden, was bei der geschlossenen Form des Apparats sehr einfach durch Umgießen geschieht.

Das Kapillarelektrometer wird gewöhnlich nicht als Spannungsmesser, sondern als Nullinstrument für das Kompensationsverfahren benutzt. Es besitzt, seiner Kapazität entsprechend, eine Empfindlichkeit von 0,001—0,0001 Volt. Vor dem Gebrauch ist es stets kurz geschlossen zu halten.

H. Cassel.

Näheres s. Ostwald-Luther-Drucker, Physikochemische Messungen. Leipzig 1925.

Kapillarität (s. auch Oberflächenspannung). Einige benetzende Flüssigkeiten, z. B. Wasser in Glasgefäßen, stehen an den Wandungen höher als in der Mitte, andere nicht benetzende Flüssigkeiten dagegen, z. B. Quecksilber, tiefer. Diese Erscheinung der Abweichung von der Ebene erklärt sich durch die molekularen Anziehungskräfte der Gefäßwände auf die Flüssigkeiten.

In vertikalen eingetauchten engen Röhren (Kapillarröhren, Haarröhrchen) steigt eine benetzende Flüssigkeit über den äußeren Flüssigkeitsspiegel, während eine nicht benetzende Flüssigkeit tiefer steht (Kapillardepression). Die *Steighöhe*,

die der Oberflächenspannung direkt und der Röhrenweite umgekehrt proportional ist, errechnet sich nach der Formel

$$h = \frac{2 T \cos \alpha}{r \gamma g}.$$

Hierbei ist: T = Oberflächenspannung, α = Randwinkel (s. Oberflächenspannung); r = Röhrenradius; γ = Dichte der Flüssigkeit; g = Erdbeschleunigung (vgl. auch Elektrokapillarität).

v. Staal.

Kapillarwellen. Bei Wellen hoher Frequenz auf einer Flüssigkeitsoberfläche ist die Kraft, die die schwingenden Flüssigkeitsteilchen in die Ruhelage zurückzubringen sucht, nicht so sehr die Schwerkraft, als vielmehr die Oberflächenspannung. Durch die Ausmessung von Wellen, die man mit einer Stimmgabel in einer Flüssigkeitsoberfläche erregt, kann man daher die Oberflächenspannung ermitteln. Ist ν die Frequenz der Stimmgabel, ρ die Dichte der Flüssigkeit, λ die Länge der entstehenden Wellen, so ist die Oberflächenspannung

$$\gamma = \frac{\rho \lambda^3 \nu^2}{2 \pi} - \frac{g \lambda^2 \rho}{4 \pi^2}.$$

Das zweite Glied berücksichtigt den Einfluß der Schwere und kann bei größeren Werten von ν vernachlässigt werden.

Um die Wellenlänge λ leichter bestimmen zu können, erzeugt man nach L. Grunmach mit Hilfe der beiden Stimmgabelspitzen ein System von stehenden Interferenzwellen oder betrachtet fortschreitende Wellen mittels einer stroboskopischen Einrichtung (s. auch Oberflächenwellen). *S. Erk.*
Näheres s. Oberflächenspannung.

Kapillarwellen werden ferner nach Hugo Schultze (E T Z. 28, 557, 1907) zur elektrischen Frequenzmessung bei höheren Spannungen benutzt. In eine mit Wasser oder Terpentinöl gefüllte Schale taucht als eine Elektrode im Mittelpunkt eine Drahtspitze ein. Die zweite Elektrode wird durch einen metallischen Ring gebildet, der an die Wand der Glasschale angedrückt ist. Wird die Wechselspannung, deren Frequenz bestimmt werden soll, an die beiden Elektroden angelegt, so bilden sich auf der Flüssigkeitsoberfläche stehende Wellen, deren Abstand gemessen werden kann. Da Abstand und Frequenz durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen verknüpft sind, muß entweder diese bekannt sein, oder die Apparatur wird in Frequenzen geeicht. *R. Jaeger.*

Kaplanturbine s. Turbine.

Kappengeschosse s. Geschosse.

Kapselpumpen. Eine Kapselpumpe ist eine durch Öl oder anderes Material gedichtete Luftpumpe, bei der die Aufwärts- und Abwärtsbewegungen des Saugkolbens und die komplizierten Ventile vermieden sind, so daß infolge einer erhöhten Beweglichkeit die Pumpe schneller arbeiten kann. Das in nachstehender Figur gezeigte Modell stammt von Gaede. Im Zylinder A, der auf der das Antriebsrad H tragenden Welle B sitzt, sind die gehärteten Stahlschieber radial verschiebbar und werden durch die Feder Z so auseinandergedrückt, daß sie eng an der Innenwand des Rotfußgehäuses G anliegen. G ist durch die Platte P dicht verschlossen und mittels der Schrauben e auf E befestigt. O ist zugleich Ölgefäß und Windkessel; in ihm steht bis m das Öl, das durch den Ring r zur Welle B gelangen kann. Die Stopfbüchse b schließt O ab, so daß aus ihm Luft nicht ent-

weichen kann. Der Ansatz C ist mit dem Rezipienten verbunden. Durch ihn und durch das Ventil D und Kanal k gelangt bei Drehung des Zylinders A im Sinne des Pfeiles Luft

nach O und von dort durch J nach außen.

D selbst besteht aus dem Ventilkörper a und der Feder t, so daß die Pumpe gut abgedichtet ist.

Bei anderen Modellen der Kapselpumpen — denen der Firmen Siemens u. Schuckert und A. Pfeiffer — ist zur sicheren Abdichtung des rotierenden Kolbens

das ganze System unter Öl gesetzt. Durch Hintereinanderschalten solcher Systeme, die einzeln schon Vakua bis 10^{-3} erzeugen, sind Drucke unter 10^{-4} mm Hg erreicht worden. *H. Ebert.*

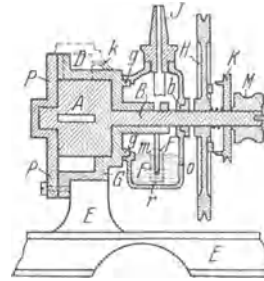
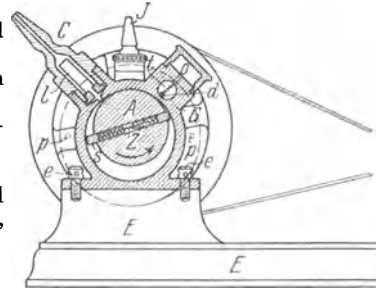
Kardinalpunkte des Auges s. Auge.

Kardioidkondensator s. Dunkelfeldbeleuchtung.

Kare. Fels-Nischen in der Hochgebirgsregion mit schroffen Wänden und breitem Boden, die in ihrer auffälligen Form riesenhaften Lehnssesseln vergleichbar sind. Ihr beckenförmiger Boden enthält häufig einen kleinen See. Sie kommen nur in ehemals vergletscherten Gebieten vor, so daß die Mitwirkung der Gletscher bei ihrer Bildung höchst wahrscheinlich ist; doch bietet die Art ihrer Entstehung im einzelnen noch manche Rätsel. Die Schwierigkeit der landläufigen Erklärung durch Gletschererosion (s. d.) besteht vor allem darin, daß dem Gletscher schon nahe an seinem Ursprung eine so bedeutende Erosions-tätigkeit zugemutet werden soll. Man hat daher auch die gestaltende Kraft des stürzenden Eises für ihre Entstehung in Anspruch zu nehmen versucht. Vom Gesteinscharakter und dem geologischen Aufbau des Gebirges sind sie völlig unabhängig. In den Pyrenäen werden sie Zirkustäler, in Norwegen Botner genannt. Sehr häufig sind sie in den Alpen, doch kommen sie auch im Riesengebirge (Schneegruben, Teiche) vor. Mitunter liegen sie stufenförmig übereinander (Kartreppe). *O. Baschn.*

Kármánsche Wirbelstraße s. Wirbelstraße.

Karolus-Zelle (s. auch Bildtelegraphie), wegen der Ausnutzung des Kerr-Effekts auch Kerr-Zelle genannt, ist ein elektrisches Lichtrelais, das in der modernen Bildtelegraphie und beim Fernsehen sehr viel verwandt wird. Sie besteht aus einem kleinem Kondensator, der sich in einem mit Nitrobenzol gefüllten Glasbehälter zwischen zwei planparallelen



Kapselpumpe nach Gaede.

Wandungsf lächen befindet. Die Plattengröße des Kondensators ist ca. $5 \times 1 \text{ mm}^2$, der Abstand beträgt ca. $\frac{1}{10} \text{ mm}$. Die ganze Zelle befindet sich zwischen zwei gekreuzten Nicol'schen Prismen, deren Polarisations Ebenen einen Winkel von 45° mit der Richtung des elektrischen Feldes im Kondensator bilden. Ein Lichtstrahl, der durch das erste Nicol (Polarisator) in den Spalt des Kondensators fällt, wird beim Anlegen einer Spannung an diesen durch die doppelbrechende Wirkung des Nitrobenzols in zwei Teilstrahlen zerlegt, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten fortpflanzen. Diese beiden Strahlen läßt man dann beim Austritt aus der Zelle im zweiten Nicol (Analysator) interferieren und erhält so einen Lichtstrahl, dessen Stärke von dem Phasenunterschied der beiden Komponenten abhängt, und dieser ist wiederum durch die an den Kondensator gelegten Spannung abhängig. Man kann also auf diese Weise die Stärke eines Lichtstrahls durch eine elektrische Spannung steuern. Da die Leitfähigkeit des Nitrobenzols sehr gering ist und bei steigender Spannung noch sinkt, arbeitet die Karolus-Zelle mit sehr kleinem Energieverbrauch. Ferner ist ihre Trägheit außerordentlich gering, nach Angaben von Karolus liegt sie bei 10^8 Hertz (siehe auch elektrooptische Doppelbrechung).

Klingsporn.

Karst. Eine Gruppe von Erosionsformen (s. Erosion) im Kalkstein wird nach dem Karst, einem von Kärnten bis nach Griechenland sich erstreckenden Kalkgebirge, in dem diese Formen besonders häufig sind, als Karstphänomen zusammengefaßt. Die Verkarstung ist an bestimmte Gesteine gebunden, die durch kohlen säurehaltiges Wasser aufgelöst werden, namentlich Kalk, so daß sich zu der mechanischen die chemische Erosion gesellt. Die kleinsten Karstformen sind die Karren oder Schratzen, scharfe Gesteinsrippen und Spitzen, deren Größe nach Zentimetern zählt. Größere Formen sind die massenhaft vorkommenden Dolinen, trichterförmige Vertiefungen, meist von etwa 50 m Durchmesser und 7—8 m Tiefe, mit flachem lehmefülltem Boden. Sie entstehen durch Einstürze unterirdischer, durch Erosion und Auslaugung entstandener Hohlräume und bilden sich vielfach auch in der Gegenwart. Noch größere Formen sind die Uvalas, umfangreiche von Wasserläufen durchschnittene Einsenkungen, und schließlich die Poljen, trogförmige oder schüsselähnliche Wannen mit ebener Bodenfläche, die viele Quadratkilometer umfassen können. Die Karstlandschaft ist reich an unterirdischen Flußläufen, Höhlen, Grotten und Naturschächten. Ihre Ausbildung ist in erster Linie dem Regenwasser zuzuschreiben, das in den porösen Boden versickert, dem aber durch die Klüfte im Gestein bestimmte Wege vorgezeichnet sind, auf denen es seine lösende Wirkung zur Geltung bringt. Die Karstformen stehen daher in enger Beziehung zu der subterranean Hydrographie. Ein Ansteigen des Grund- bzw. Kluftwassers verwandelt viele Poljen in Seen.

O. Baschin.

Näheres s. J. Cvijić, Das Karstphänomen. 1893.

Karten. Aus Linien, Punkten und symbolischen Zeichen bestehende schematische Abbildungen der Erdoberfläche und ihrer Teile in stark verkleinertem Maßstabe, bei welchen das Hauptgewicht auf mögliche Annäherung an geometrische Ähnlichkeit gelegt wird. Da die Karte in der Regel auf eine ebene Fläche gezeichnet wird, die Erdoberfläche

aber eine nahezu kugelförmige Krümmung hat, so muß deren Abbildung auf die Ebene projiziert werden. Alle Karten, namentlich solche, die größere Gebiete darstellen, weisen daher Verzerrungen auf, deren Größe sich aus der Form der Verzerrungsellipse oder Indikatrix berechnen läßt, als welcher ein kleiner Kugelkreis auf der Karte abgebildet wird. Die Verzerrung besteht in einer Änderung der Flächengröße, der Richtungen oder der Entfernungen. Sie kommt in dem Verhältnis der Halbachsen der Indikatrix deutlich zum Ausdruck.

Das Material für die Konstruktion der Karte liefern Ortsbestimmungen und die topographische Aufnahme, welche einen Zweig der Geodäsie bildet. Die Festlegung der Situation erfolgt hauptsächlich durch Triangulation und Routenaufnahmen, diejenige des Geländes durch Nivellement und andere Methoden der Höhenmessung. Eine willkommene Ergänzung der altbewährten Methoden bildet neuerdings die Photogrammetrie und die Photographie aus Luftfahrzeugen. Die topographischen Originalaufnahmen (in Deutschland die sog. Meßtischblätter im Maßstabe 1:25000) bilden das kartographische Quellenmaterial, aus dem durch Generalisierung die anderen Kartenwerke hergestellt werden.

Das Gradnetz ist die Grundlage jeder Karte. Als Ausgangspunkt für die Bezifferung der Meridiane dient meist derjenige von Greenwich, während die Kartenwerke der Preußischen Landesaufnahmen einen Meridian von Ferro als Anfangsmeridian annehmen, dessen Lage $17^\circ 39' 57'' \cdot 6$ westlich von Greenwich ist. Die Parallelkreise werden meist in der üblichen Gradeinteilung vom Äquator anfangend beziffert. Neuerdings findet jedoch auch daneben noch die Zentesimaleinteilung des Kreisquadranten auf Karten Anwendung.

Ferner benutzt man, um die Lagebezeichnung zu vereinfachen, jetzt häufig ein, dem Gauß-Krügerschen Koordinatensystem angepaßtes Gitternetz. Die Lage eines Ortes wird dann anstatt durch Grade, Minuten und Sekunden, durch zwei Zahlen mit den Zusätzen „hoch“ für die Breite, „rechts“ für die Länge bezeichnet, z. B. 6743 hoch 3528 rechts.

Der Maßstab, der sich stets auf die Länge bezieht, wird meist durch das Verjüngungsverhältnis in Form eines Bruches angegeben. Dagegen bezeichnen Russen und Engländer noch heute den Maßstab durch die Zahl von Linieneinheiten, welche auf die Abbildung einer Einheit des geographischen Wegemaßes entfallen, z. B. 1 russischer Zoll = 1 Werst entspricht einem Verjüngungsverhältnis 1:42000; 1 englischer Zoll = 1 Statute Mile entspricht einem Verjüngungsverhältnis 1:63360.

Durch das Verziehen des Papiers, auf dem die Karten meist gedruckt werden, ändert sich der Maßstab mitunter beträchtlich, so daß seine Nachprüfung an den Längen des Gradnetzes für genaue Messungen stets erforderlich ist.

Als übliche Maßstäbe können der Größenordnung nach die folgenden gelten:

Gebäudepläne	1:100
Grundstückspläne	1:1000
Stadtpläne	1:10000
Topographische Spezialkarte	1:25000
Generalstabskarte	1:100000
Wandkarten	1:1000000
Atlasblatt	1:10000000
Globus	1:100000000.

Die Situation der Karte gibt die Lage der einzelnen geographischen Örtlichkeiten in der Horizontalprojektion wieder. Zur Situation gehören u. a. trigonometrische und Nivellements-punkte, Wege und Eisenbahnen, Flüsse und Brücken, Städte, Dörfer und einzelne Wohnplätze, Kirchen und andere hervorragende Gebäude, sowie die Art des Pflanzenkleides, des Anbaues von Kulturf-lächen usw. Für alle diese Einzelheiten werden besondere Zeichen (Signaturen) verwendet, deren Kenntnis zum Kartenlesen nötig ist.

Die größte Schwierigkeit der Konstruktion von Karten bildet die Darstellung der dritten Dimension durch die Geländezeichnung. Die Unebenheiten der Erdoberfläche werden heute auf Karten kleineren Maßstabs meist durch eine Böschungs-zeichnung veranschaulicht, deren Prinzip darin besteht, daß man die verschiedene Steilheit der Abhänge durch Systeme von Schattierungen be-zeichnet, die um so dunkler sind, je steiler die Böschung ist. Die größte Exaktheit kommt dem Lehmannschen Schraffensystem zu, bei dem schwarze Bergstriche in der Richtung des Gefälles eingetragen werden, deren Dicke in bestimmter Weise mit der Steilheit des Gefälles zunimmt. Die horizontalen Ebenen bleiben ganz weiß, während ein Gelände von mehr als 45° Gefälle völlig schwarz dargestellt wird. Die Beziehung des Böschungswinkels zu dem Anteil von schwarz und weiß zeigt die folgende Tabelle:

Böschungswinkel	schwarz:weiß
0°—5°	0:9
5°—10°	1:8
10°—15°	2:7
15°—20°	3:6
20°—25°	4:5
25°—30°	5:4
30°—35°	6:3
35°—40°	7:2
40°—45°	8:1
>45°	9:0

Bei Karten größerer Maßstäbe bedient man sich meist der Geländedarstellung durch Linien gleicher Höhe, Isohypsen (s. d.), die senkrecht zu der Richtung der Bergstriche verlaufen und manchmal mit diesen zugleich zur Anwendung kommen.

Eine Reihe von sonstigen zeichnerischen Hilfsmitteln, wie Schummerung, Schattenplastik durch die sog. schräge Beleuchtung (meist von links oben einfallend), Farbenplastik durch gechickte Auswahl von Farben für die verschiedenen Höhenstufen, Reliefmanier usw. gestatten es, auf der Karte die Formen des Geländes plastisch erscheinen zu lassen, so daß solche Karten mitunter die Resultate wissenschaftlicher Messungen, technischer Konstruktion und künstlerischer Darstellung in glücklicher Weise vereinigen.

Kartentypen. Neben den eigentlichen Landkarten spielen die Seekarten eine wichtige Rolle. Sie verzeichnen die Küstenumsrisse, Meerestiefen und alle künstlichen Einrichtungen für die Sicherheit der Seeschiffahrt (Leuchtfeuer, Baken, Bojen usw.). Eine sehr umfangreiche Kategorie bilden die physikalischen Karten, von denen die geologischen, erdmagnetischen, hydrographischen, ozeanologischen, klimatologischen und Wetterkarten in den betreffenden Abschnitten kurz gekennzeichnet sind. Biologische Karten zeigen die Verbreitung der Pflanzen, Tiere und Menschen. Dazu kommen noch historische, politische, statistische und wirt-

schaftsgeographische Karten aller Art, Karten der Eisenbahnen und solche für die Benutzung anderer gebräuchlicher Verkehrsmittel, zu denen neuerdings auch die Luftfahrzeuge gerechnet werden müssen.

Kartennmessung. Die Messung von Längen, Flächen und Winkeln läßt sich mit genügender Genauigkeit meist nur auf Karten größeren Maßstabs ohne weiteres ausführen. Bei solchen kleineren Maßstabs spielt die Verzerrung, die der jeweiligen Kartenprojektion eigentümlich ist, eine so große Rolle, daß eine genaue Kenntnis der Projektionslehre erforderlich ist, um beurteilen zu können, welche Größen auf dem betreffenden Kartenblatt überhaupt meßbar sind, bzw. an welchen Stellen die Verzerrung am geringsten ist. Das letztere ist gewöhnlich in der Mitte des Blattes der Fall. Längenmessungen gekrümmter Linien werden zweckmäßig mit dem Kurvimeter, Flächenmessungen mit dem Planimeter ausgeführt. Diese Messungen liefern jedoch nicht die Größe der wirklichen Strecken bzw. Flächen der Erdoberfläche, sondern diejenigen ihrer Horizontalprojektionen, die bei steilen Wegen und stark geneigten Hängen natürlich erheblich kleiner sind. Denn jede Profillinie und jede geneigte Ebene wird durch die Projektion auf eine Horizontalebene im Verhältnis $1:\cos i$ verkleinert, wenn i den Böschungswinkel (s. Böschung) bezeichnet. Man benutzt die Karten, insbesondere Höhenschichtenkarten, auch zur Feststellung der mittleren Höhen von geographischen Flächen und zu Inhaltsbestimmungen von Massenerhebungen (s. Orometrie).

O. Baschin.

Näheres s. M. Eckert, Die Kartenwissenschaft. 2 Bde. 1921—1925.

Kartennullfläche. Die Angaben der Höhen und Tiefen auf Karten (s. d.), die zur Konstruktion von Isohypsen (s. d.) bzw. Isobathen (s. d.) dienen, beziehen sich in ihrem Zahlenwert auf eine Nullfläche, die meist in der Nähe des Meeresspiegels liegt. Für die Höhen auf Landkarten wird in der Regel eine Niveaufläche als Ausgang der Zählung genommen, und zwar für die meisten modernen deutschen Kartenwerke das Niveau von Normal-Null (s. d.). Eine größere Anzahl von wichtigen topographischen Kartenwerken jedoch legt andere Nullniveaus ihren Höhenangaben zugrunde. Man erhält diese Kartennull-Niveaus, wenn man an Normal-Null folgende Korrekturen in mm anbringt: für Portugal + 359 mm, Rußland + 114 mm, Niederlande + 44 mm, Sachsen — 56 mm, Spanien — 63 mm, Frankreich — 110 mm, Hessen — 125 mm, Schweden — 150 mm, Dänemark — 245 mm, Rumänien — 315 mm, Österreich-Ungarn und Serbien — 378 mm, Norwegen — 552 mm, Italien — 571 mm, Bayern — 1740 bzw. — 2000 mm, Baden und Württemberg — 2022 mm, Belgien — 2399 bzw. — 2462 mm, Schweiz — 3347 bzw. — 3567 mm.

Die Nullfläche der Seekarten, von der aus die Tiefenangaben beriffert werden, liegt nicht unbedeutend tiefer als der Meeresspiegel. Aus praktischen Gründen hat man in küstennahen Meeresteilen den Wasserstand bei Niedrigwasser gewählt, in Deutschland (mit Ausnahme der Ostsee) und England das mittlere Niedrigwasser bei Springzeit (s. Gezeiten), in Frankreich das niedrigste beobachtete Niedrigwasser, in Amerika das Mittel aus allen Niedrigwassern usw. Da nun

der Tidenhub (s. Gezeiten) längs einer Küste von Ort zu Ort verschieden groß ist, so entsteht eine wellige Fläche, die sich im allgemeinen gegen den Strand hin senkt. In der küstenfernen Tiefsee geben die Tiefenzahlen der Seekarten den Abstand des Bodens von dem Meeresspiegel zur Zeit der betreffenden Lotung. Die Nullfläche der Seekarten ist also im Gegensatz zu derjenigen der Landkarten keine Niveaufläche. *O. Baschin.*
Näheres s. H. Heyde, Die Höhennullpunkte der amtlichen deutschen Kartenwerke. Penck-Festband. 1918.

Kaskadenmethode. Die Kaskadenmethode findet Anwendung bei der Verflüssigung von Gasen und besteht darin, daß die hierfür vielfach notwendige Herstellung von Bädern tiefer Temperatur durch stufenweise Verflüssigung verschiedener Gase erzielt wird. Pictet benutzte diese Methode zum erstenmal, und zwar bereits im Jahre 1877. Er verflüssigte zunächst schweflige Säure (später ein Gemisch von schwefliger Säure und Kohlensäure), indem er das Gas bei gewöhnlicher Temperatur komprimierte. Vermindert man den Druck über der so gewonnenen Flüssigkeit bis auf 1 Atm., so nimmt sie die Temperatur $t_s = -33,5^{\circ}$ (normale Siedetemperatur) an und kann leicht auf -70° abgekühlt werden, wenn man durch Saugpumpen den Dampf über der Flüssigkeit auf 80 mm reduziert. Bei der so erzielten Temperatur von -70° verflüssigte Pictet lediglich durch Kompression Stickoxydul, das nun seinerseits unter reduziertem Druck zum Sieden gebracht, eine Temperatur von -140° annimmt. Damit war die kritische Temperatur des Sauerstoffs und Stickstoffs unterschritten und somit auch die Verflüssigung dieser Gase, sowie die Verflüssigung von Luft durch reine Kompression ermöglicht.

Der Kaskadenmethode bediente sich in neuerer Zeit besonders Kamerlingh Onnes in Leiden, um Luft in großen Mengen zu verflüssigen. Er ordnete zu dem Zweck drei vollständig geschlossene Gaskreisläufe an, die ohne Gasverlust arbeiten und bezüglich ihrer Temperatur kaskadenartig hintereinander geschaltet werden. Die Kreisläufe sind mit Methylchlorid (normaler Siedepunkt $t_s = -24^{\circ}$), Äthyliden ($t_s = -103^{\circ}$) und Sauerstoff ($t_s = -183^{\circ}$) beschickt. Jeder Kreislauf enthält einen Kompressor zur Verdichtung des Gases und eine Saugpumpe zur Reduzierung des Dampfdruckes der siedenden Flüssigkeit. Der unter reduziertem Druck siedende Sauerstoff besitzt eine genügend tiefe Temperatur, um Luft bei gewöhnlichem Druck in den flüssigen Zustand überführen zu können.

Henning.

Kaskadenschaltung (Verstärkung elektrischer Ströme), Verstärkerschaltung in mehreren aufeinanderfolgenden Stufen (s. Verstärker).

H. Rukop.

Kaskadenumformer s. Umformer.

Katalysator ist jeder Stoff, der, ohne im Endprodukt einer chemischen Reaktion zu erscheinen, ihre Geschwindigkeit verändert (s. Katalyse). Man unterscheidet homogene Katalysatoren, welche dem reagierenden System in gleicher Phase molekular-dispers beigemischt sind, und heterogene Katalysatoren, welche allein durch ihre Berührungsfäche einwirken. In vielen Fällen nimmt der Katalysator an einer Zwischenreaktion teil, aus der er immer wieder regeneriert hervorgeht. Die Reaktion wird so auf einen leichter zugänglichen

„Weg“ geleitet, auf welchem ein geringerer Aufwand an Aktivierungsenergie erforderlich ist. So wirken im Bleikammerprozeß der Schwefelsäurefabrikation die Stickoxyde als Sauerstoffübertrager beschleunigend, weil sie die Aufspaltung des Sauerstoffmoleküls in freie Atome vermeidbar machen. Die heterogenen Katalysatoren wirken durch die Aktivierung und durch die Anreicherung der an ihren Grenzflächen adsorbierten Substanzen. Als besonders wirksam erweisen sich für manche Reaktionen Gemische aus zwei oder mehr Katalysatoren, sog. „Promotorgemische“. Die Ursache für die Reaktionsbeschleunigung z. B. durch Zugabe von verschiedenen Oxyden zu Nickel bei der Darstellung von Methan aus Kohlenoxyd und Wasserstoff scheint darin zu liegen, daß die voluminöse Struktur dieser Beimengungen ein Zusammensintern des Katalysatorpulvers und damit eine Verkleinerung der Oberfläche verhindert. Diese Erklärung versagt aber in den Fällen, in denen die Temperatur weit unterhalb der Schmelzpunkte der sich berührenden Körper liegt, z. B. bei der Füllmasse der Gasmasken, dem Hopkalith (40% CuO und 60% MnO₂). Langmuir hat daher zuerst die Berührungstellen der festen Katalysatoren als Zonen erhöhter katalytischer Aktivität verantwortlich zu machen gesucht. Hierbei können vorwiegend die sich berührenden Phasen intermediär an der Reaktion beteiligt sein, weil an diesen Stellen die Keimbildung (Katalyse dritter Art) mit besonderer Leichtigkeit einsetzt. Es besteht aber auch die Möglichkeit, daß jede Komponente des Katalysatormischungs selektiv eine Molekülgattung des Reaktionsgemisches adsorbiert, wodurch an den Berührungspunkten die Stoßzahl zwischen den Ausgangsstoffen im Vergleich zu den innerhalb der Katalysatorflächen allein erfolgenden Zusammenstößen erhöht wird. Da der Bruchteil der Gesamtoberfläche eines Zweistoffkatalysators, der auf die Berührungspunkte, günstigenfalls auf die Berührungslinien der beiden Komponenten entfällt, nur außerordentlich klein sein kann, so kann die Zahl der aus dem Gasraum auf diese Zonen einfallenden Moleküle nicht ausreichen, um die beobachtete Vervielfachung der katalytischen Wirkung verständlich zu machen. Die Erklärung dieser Erscheinungen wird erst vollständig durch die von M. Volmer entdeckte translatorische Beweglichkeit adsorbierter Moleküle, die es ermöglicht, den Mangel an Oberflächen durch Zu- und Abdiffusion der Reaktionsteilnehmer längs der Katalysatorflächen wettzumachen (s. Diffusion längs Grenzflächen).

Die Definition des Katalysators ist von G. Bredig (1903) dahin erweitert worden, daß Katalysen auch dann noch vorliegen, wenn der Katalysator durch den chemischen Vorgang verändert wird. Nur darf die dabei veränderte Menge desselben kein ganzzahliges Multiplum seines Äquivalenzgewichts im Verhältnis zu den Mengen der in ihrer Umsatzgeschwindigkeit beeinflussten Stoffe sein. Liegt dagegen ein solcher Fall vor, so hat man es mit einer „gekoppelten“ chemischen Reaktion zu tun.

H. Cassel.

Näheres z. B. G. M. Schwab, Ergebnisse d. exakten Naturwissenschaften, Bd. 8 (1928).

Katalyse. Die Beobachtung, daß reaktionsfähige Gasgemische in Gegenwart gewisser fester Körper zum chemischen Umsatz aktiviert werden, ist seit etwa 100 Jahren bekannt. Davy (1821),

Döbereiner, Faraday (1833). Ebenso alt ist die Kenntnis der Tatsache, daß Spuren gewisser Zusätze die Wirksamkeit der Aktivatoren völlig zunichte machen können (Henry 1825). Den Untersuchungen von Mitscherlich verdankt man die Feststellung, daß die Schwefelsäure bei der Umwandlung von Alkohol in Äther nicht durch ihre Affinität zum Wasser, sondern als Kontaktkörper in Aktion tritt. Die Terminuskatalyse stammt von Berzelius (1836), eine präzise Begriffsbestimmung von Ostwald (1896).

Katalyse ist die Beeinflussung der Geschwindigkeit eines freiwillig verlaufenden chemischen Prozesses. Freiwillig verlaufen in einem abgeschlossenen System solche Vorgänge, deren Endzustand gegenüber dem Anfangszustand durch einen größeren Wert der Entropie ausgezeichnet ist. Die Thermodynamik gibt demzufolge die Kriterien an die Hand, ob ein bestimmter Vorgang eintreten kann oder nicht. Ihre Sätze enthalten aber keinerlei Aussagen darüber, in welcher Zeit eine mögliche Umwandlung sich vollziehen kann. Die Theorie der Katalyse beruht daher auf der Lehre von der Reaktionsgeschwindigkeit chemischer Vorgänge. Man unterscheidet im Anschluß an Ostwald zweckmäßig die folgenden drei Arten von Katalysen: 1. die homogene Katalyse, bei welcher der als Katalysator wirkende Stoff dem reagierenden System im phasengleichen Zustand beigemischt ist (Gasgemische und Lösungen). 2. Die heterogene Katalyse, bei der der Katalysator in einer vom Reaktionsgemisch verschiedenen Phase anwesend ist und infolgedessen durch seine Grenzfläche zur Wirkung gelangt. 3. Die Katalyse der Phasenbildung, bei welcher durch homogene oder heterogene Katalysatoren aus einer metastabilen Phase die Keimbildung der neuen stabilen Phase beschleunigt wird.

Es ist einleuchtend, daß für die verschiedenen Arten der Katalyse im wesentlichen dieselben Gesetze maßgebend sein müssen, welche die Geschwindigkeit der homogenen chemischen Reaktion beherrschen. Indessen steht die Forschung auf diesem Gebiet noch vor manchem Rätsel.

1. Die Reaktionsgeschwindigkeit einer homogenen chemischen Reaktion hängt bekanntlich von der Konzentration der Reaktionsteilnehmer und von der Konstanten der Reaktionsgeschwindigkeit ab, welche durch die Temperatur beeinflusst wird. Die Reaktionsgeschwindigkeit läßt sich ihrerseits als ein Produkt von folgenden Faktoren darstellen: Von der Zahl der gaskinetischen Zusammenstöße, von dem Bruchteil der zum Umsatz aktivierten Molekülnzahl der Reaktionsteilnehmer und von den durch die Quantentheorie vorgeschriebenen Bedingungen für den Erfolg des Zusammenstoßes aktivierter Moleküle (auch sterischer Einfluß). Es sind allein der zweite und dritte Faktor, welche in homogener Phase durch den Zusatz von fremden Stoffen, welche am Umsatz der Reaktion selber nicht teilnehmen, fördernd oder hindernd beeinflussen werden können. Der zweite Faktor ist eine Exponentialfunktion der sog. Aktivierungswärme (Trautz 1907), welche nach Arrhenius (1885) notwendig ist, um im normalen Zustand befindliche Moleküle in einen Zustand höherer Reaktionsfähigkeit zu versetzen. Zwischen den normalen und den aktivierten Molekülen wird ein Gleichgewicht angenommen, welches sich auch bei fortschreitender Reaktion stets momentan einstellt. Unter dieser Voraus-

setzung ist die Aktivierungswärme aus dem Temperaturkoeffizienten der Reaktionsgeschwindigkeit nach der van't Hoff'schen Isochore berechenbar. Der dritte Faktor trifft unter den Zusammenstößen aktivierter Moleküle nochmals eine Auswahl insofern, als nur solche Zusammenstöße erfolgreich sein können, welche zur Erzeugung von Gebilden führen, deren Energieinhalt mit einem der durch die Quantentheorie ausgezeichneten Zustände des Systems übereinstimmt. Die Abführung des über den quantenmäßig zulässigen Energieinhalt hinausgehenden Energieüberschusses wird durch Zusammenstöße mit dritten Molekülen ermöglicht, welche dadurch eine Erhöhung ihrer Translationsenergie oder ihrer inneren Energie erfahren (Born, Franck, Polanyi, Wigner 1925). Unter Umständen erfolgt die Energieabgabe auch durch Strahlung.

2. Bei der heterogenen Katalyse erleiden die für die homogene Reaktionsgeschwindigkeit maßgebenden Faktoren z. T. ganz bedeutende Vergrößerungen. Unter der Annahme, daß die Aktivierung am Katalysator auf einer Aufspaltung der adsorbierten Moleküle in Atome beruht, hat Polanyi (1920) gezeigt, daß die Zahl der Zusammenstöße für die heterogene Reaktionsgeschwindigkeit viel weniger ins Gewicht fällt, als die durch die Adsorption bewirkte Verminderung der Aktivierungswärme. Volmer hat zuerst (1923) darauf hingewiesen, daß die Abführung der überschüssigen Energie im Katalysator bei jedem Zusammenstoß in der Adsorptionsschicht ohne weiteres garantiert ist. Für den Verlauf der heterogenen Katalyse ist die Adsorption der verschiedenen Reaktionsteilnehmer und ihre gegenseitige Verdrängung aus der Adsorptionsschicht von entscheidendem Einfluß.

3. Die Katalyse der Keimbildung aus metastabilen Phasen hat erstmalig durch Volmer eine exakte Behandlung erfahren (1926) und zwar vom Standpunkt der Thermodynamik und der Theorie der Schwankungserscheinungen.

Jede Bildung einer neuen Phase ist mit dem Auftreten neuer Grenzflächen verknüpft. Soll die neue Grenze bei konstanter Temperatur freiwillig entstehen, so muß die freie Energie der übersättigten Phase die zur Erzeugung dieser Grenzflächen notwendige Arbeit hergeben können. Diese Keimbildungsarbeit W , welche gegen die Grenzflächenspannung s zwischen dem Keim und der Mutterphase aufzuwenden ist, um z. B. ein mit der metastabilen, übersättigten Phase im Gleichgewicht stehendes Tröpfchen, den Keim, abzuscheiden, ist als das natürliche Maß für die Stabilität der übersättigten Phase anzusehen. Die Thermodynamik fordert, daß es zur Abscheidung der kondensierten Phase kommen muß, sobald der Sättigungsdampfdruck um einen minimalen Betrag überschritten wird. Dieser Vorgang wird aber häufig so langsam stattfinden, daß er sich jeglicher Beobachtung, auch wenn sie noch so lange fortgesetzt wird, entzieht. Erst die Berücksichtigung der Kapillarkräfte führt zum Verständnis einer derartigen „Metastabilität“. Die Häufigkeit, mit der die Keimbildung in einem metastabilen, hinreichend großen, abgeschlossenen System infolge der thermischen Energieschwankungen freiwillig erfolgt, steht in einer einfachen, durch die Statistik vorgeschriebenen Beziehung zur Keimbildungsarbeit W . Diese spielt nämlich eine ähnliche Rolle, wie die Aktivierungswärme. Das relative Maß für

die Anzahl der in der Zeiteinheit gebildeten Keime wird durch eine Exponentialfunktion gegeben, deren Exponent W/kT ist, wobei k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur bedeutet.

Sind in dem übersättigten Gebilde Kondensationsflächen fremder Körper vorhanden, so vermindert sich die Keimbildung an der Oberfläche derselben um den von den Adsorptionskräften geleisteten Beitrag. Die Keimbildungsgeschwindigkeit erreicht einen Maximalwert, wenn die Stabilität eines solchen Systems auf Null sinkt, d. h., wenn die Grenzfläche des Katalysators durch die zu bildende neue Phase völlig benetzbar ist. *H. Cassel.*

Näheres s. Rideal & Taylor, *The Catalysis in Theory and Practice*, London 1926. G. Bredig, „Katalyse“ in *Ullmanns Enzyklopädie*. Zeitschrift für Elektrochemie Bd. 35, Bunsentagung 1929.

Kataphorese s. Elektroosmose.

Katathermometer. Das Katathermometer beruht auf demselben Prinzip wie das von Pfaundler angegebene Kalorifer (s. d.). Es ist ein Thermometer mit großem Gefäß (ca. 6 ccm) und Alkohol als thermometrische Flüssigkeit. Es dient nicht zur Messung der Temperatur, sondern der Kühlwirkung der umgebenden Luft und gehört in das Gebiet der Hygiene. Man will mit Hilfe des Katathermometer ein Urteil über die Kühlwirkung bewegter oder ruhender Luft auf den menschlichen Körper gewinnen. Zu dem Zweck wird beobachtet, in welcher Zeit Θ sich die Temperaturangabe des Katathermometers von $38,0-35,0^{\circ}\text{C}$ ändert. Der Mittelwert dieser beiden Temperaturen $t_m = 36,5^{\circ}\text{C}$ entspricht der normalen Körpertemperatur des Menschen. Besitzt die Umgebung die Temperatur t , so ist der Wärmeverlust F des Thermometers für den Quadratcentimeter seiner Gefäßoberfläche mit großer Näherung durch $F = a \cdot (t_m - t) \cdot \Theta$ gegeben. Der Wärmeverlust F ist aber, da die Abkühlung sich stets auf das gleiche Temperaturintervall bezieht, für ein gegebenes Instrument stets der gleiche und ist durch vorhergehende Eichung zu ermitteln. Physiologisch wichtig ist der Quotient $F:\Theta = a \cdot (t_m - t)$, der als Kataindex bezeichnet wird und die Kühlwirkung pro cm^2 und sec liefert. Der Proportionalitätsfaktor a hängt von der Stärke der Luftbewegung ab. Das Katathermometer ist von dem englischen Physiologen L. Hill konstruiert worden. *Henning.*

Kathetometer s. Längenmessungen.

Kathode s. Elektrode.

Kathodendunkelraum s. Lichtbogen, Glimmentladung.

Kathodenfall. A. Glimmentladung. Der große Potentialabfall vor der Kathode der Glimmentladung. Die elektrische Feldstärke nimmt von der der Kathode zugekehrten Kante des Glimmlichtes, in der sie nahezu Null ist, nach der Kathode hin sehr schnell zu, erreicht auf $\frac{2}{3}$ der Strecke ein flaches Maximum und nimmt bis zur Kathode hin wieder etwas ab. Die Ursache des starken Feldes ist die im Fallraum vorhandene positive Raumladung (s. d.) der im Überschuß vorhandenen positiven Ionen. Diese strömen aus dem Glimmlicht beschleunigt auf die Kathode zu, lösen von ihr durch Stoß Elektronen, „Primärelektronen“, ab, die von der Kathode wegfiegen und im Fallraum durch Stoß in geringem Umfange neue Elektronen, „Sekundärelektronen“, und neue Ionen bilden.

Die Hauptmenge der Ionen und Elektronen wird dann im negativen Glimmlicht durch die Primär- und Sekundärelektronen zusammen erzeugt.

Stromdichte j , Kathodenfall V und Dicke des Fallraumes d sind bei ebener Kathode durch die Raumladungsformel

$$j = \frac{C \cdot V^{3/2}}{d^2}$$

miteinander verknüpft.

So lange auf der Kathode noch Platz ist, führt eine Vergrößerung der Stromstärke der Glimmentladung lediglich zu einer Vergrößerung der von der Glimmentladung bedeckten Oberfläche der Kathode. j , V und d ändern sich nicht. V heißt jetzt der normale Kathodenfall V_n . Ist die gesamte Kathode von der Entladung bedeckt, so nimmt bei Vergrößerung der Stromstärke die Stromdichte j in demselben Maße zu. Dann nimmt nach der Raumladungsformel sowohl V als d ab: V heißt jetzt anomaler Kathodenfall V_a .

Der normale Kathodenfall hängt von Material der Kathode und von der Art des Gases ab, in dem die Entladung stattfindet. Und zwar ist der normale Kathodenfall V_n ebenso wie die Dicke des Fallraumes d_n bei gegebener Gasart der Ablösearbeit φ — der Elektronen an der Kathode proportional

$$V_n = C_1 \cdot \varphi - \\ d_n = \frac{C_2}{p} \varphi -$$

Die Konstanten C_1 und C_2 hängen von der Ionisierungsspannung, der Ionisierungsfunktion, der spezifischen freien Weglänge und dem Wirkungsgrad der Kationenstöße an der Kathode ab.

Der normale Kathodenfall an einer Kathode mit großem φ — wird schon durch außerordentlich geringfügige Verunreinigungen der Kathodenoberfläche durch ein Metall mit kleinem φ — stark erniedrigt. Ebenso kommt es beim Füllgas sehr auf äußerste Reinheit an. Infolgedessen stimmen die Messungen des normalen Kathodenfalles durch die verschiedenen Forscher durchaus noch nicht befriedigend überein. In der folgenden Tabelle sind einige Werte zur Orientierung mitgeteilt.

Tabelle.

Metall der Kathode	Argon		Luft		Wasserstoff	
	V_n Volt	d_n cm	V_n Volt	d_n cm	V_n Volt	d_n cm
K	64	—	—	—	94	—
Ca	93	—	—	—	—	—
Mg	119	—	240	—	171	0,61
Al	150	0,28	242	0,28	192	0,67
Zn	155	—	292	—	233	0,81
Fe	166	0,34	281	0,37	250	0,88
Cu	155	—	282	—	299	0,89
Ag	156	—	305	—	301	—
Pt	162	—	324	—	300	1,03

Da der größte Teil der durch das Produkt aus Kathodenfall und Stromstärke gegebenen Energie als Wärme an die Kathode abgegeben wird, erhitzt sich diese stark. Dünne Drähte können leicht zum Glühen gebracht werden. Besteht die Kathode aus zwei einander in geringem Abstände gegenüberstehenden Platten, so steigern die beiden

zwischen den Platten einander zugekehrten Glimmschichten ihre Stromdichte gegenseitig bis auf den mehrhundertfachen Wert der normalen Stromdichte. Auf diese Weise läßt sich eine sehr kräftige Heizung der Kathode bis auf helle Rotglut erzielen. Das gleiche ergibt sich, wenn die Kathode als Hohlzylinder ausgebildet wird.

Durch ein transversales Magnetfeld wird d_n stark verkleinert, j_n infolgedessen stark vergrößert.

Ein in den Fallraum gebrachter fester Körper wirft sowohl auf die Kathode als auf das negative Glimmlicht einen scharfen Schatten.

B. Lichtbogen (s. d.). *Güntherschulze*. Näheres s. Geiger und Scheel, Handb. d. Physik. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Kathodenschicht, erste s. Kathodenfall.

Kathodensprung. Infolge von fehlerhaften Sondenmessungen wurde früher vielfach angenommen, daß unmittelbar vor der Kathode einer Glimmentladung (s. d.) ein plötzlicher großer Spannungsabfall vorhanden sei, der Kathodensprung genannt wurde. Nach neueren Untersuchungen ist er nicht vorhanden.

Güntherschulze.

Kathodenstrahlen (s. auch Lenardsches Fenster).

Bei niedrigem Gasdruck geht von der Kathode eines Entladungsrohres ein

Strom schneller Elektronen aus, der sich geradlinig strahlartig fortpflanzt und dessen Bahn durch einen fahlen, im Gase sichtbaren Nebelstreif markiert ist. Ein solcher Elektronenstrom heißt Kathodenstrahl. Im weiteren Sinne werden dann alle sich strahlartig fortpflanzenden Elektronen, unabhängig von der Art ihrer Entstehung, Kathodenstrahlen genannt. Ihre Geschwindigkeiten liegen zwischen den nach Durchlaufen einer Spannung von wenigen Volt erlangten und der Lichtgeschwindigkeit (γ -Strahlen). Da die Kathodenstrahlen aus Elektronen, also negativen elektrischen Ladungen, bestehen, werden sie sowohl durch ein elektrisches Feld als auch, da sie bewegte Ladungen, also ein elektrischer Strom, sind, durch ein Magnetfeld abgelenkt. Beide Ablenkungen lassen sich einerseits zur Ermittlung der Ladung und Masse der Elektronen, andererseits rückwärts zur Ermittlung der Stärke der ablenkenden elektrischen und magnetischen Felder verwenden, ein Verfahren, das besonders bei schnellwechselnden Feldern angewandt wird (s. Braunsche Röhre und Glühkathodenoszillograph). Durch ein hinreichend starkes Magnetfeld läßt sich ein Kathodenstrahl zu einem vollständigen Kreise krümmen.

Die von den Kathodenstrahlen getroffenen Atome werden teils zum Leuchten angeregt, teils ionisiert, teils nicht verändert und zwar sowohl im gasförmigen als auch im flüssigen oder festen Zustand. Dabei ist die Wellenlänge des erzeugten Lichtes um so kürzer, je schneller die Elektronen sind. Die langsamsten erzeugen nur sichtbares Licht, die schnelleren ultraviolettes immer kürzerer Wellenlänge bis zu den Röntgenstrahlen. Das durch das Auftreffen der Elektronen auf feste

Körper hervorgerufene Leuchten wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Es ist für die getroffenen Körper charakteristisch. Beispielsweise leuchtet die getroffene Glaswand bei gewöhnlichem Glas grün, wolframsaures Kalzium himmelblau, das Mineral Willemit hellgrün usw.

Die langsamsten Elektronen werden durch die Zusammenstöße mit den Gasmolekülen am stärksten aus ihrer Bahn abgelenkt (s. Elektronenstoß), so daß sie noch kaum einen strahlartigen Charakter haben. Je größer ihre Geschwindigkeit wird, um so mehr nimmt ihre Fähigkeit zu, Atome unabgelenkt und ohne Energieverlust zu durchdringen. Lenard führte zuerst exakte Messungen dieses Durchdringungsvermögens aus. Dabei faßte er unter dem Begriff der Absorption der Kathodenstrahlen jede Einbuße der Kathodenstrahlen an Wirksamkeit zusammen, einerlei ob sie ein Geschwindigkeitsverlust ohne Richtungsänderung, ein Herauswerfen des Elektrons aus dem Strahl durch Richtungsänderung infolge eines Stoßes oder eine wirkliche Absorption des Elektrons durch ein Atom ist. Für sehr schnelle Kathodenstrahlen von $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit fand Lenard folgendes:

Substanz	Absorptionsvermögen cm ⁻¹	Dichte g/cm ³	Absorptionsvermögen Dichte
Wasserstoff-Gas 3,3 mm Druck	0,00149	0,000000368	4040
Luft 0,78 „ „	0,00416	0,00000125	3330
Wasserstoff 760 „ „	0,476	0,0000849	5610
Luft 760 „ „	3 42	0,00123	2780
Schwefelsäure 760 „ „	8,51	0,00271	3110
Kollodiumhaut	3310	1,10	3010
Papier	2690	1,30	2070
Glas	7810	2,47	3160
Aluminium	7150	2,70	2650
Glimmer	7250	2,80	2590
Silber	32200	10,5	3070
Gold	55600	19,3	2880

Hiernach ist also bei Kathodenstrahlen sehr großer Geschwindigkeit der Absorptionskoeffizient der Menge durchstrahlter Materie proportional, wobei es gleichgültig ist, woraus die Materie besteht. Bei langsamen Kathodenstrahlen dagegen treten die individuellen Eigenschaften der Materie bei der Absorption hervor.

Neuerdings neigt man der Ansicht zu, daß es sich bei den Messungen von Lenard im wesentlichen um ein Herauswerfen der Elektronen aus der Kathodenstrahlrichtung, also um einen Streukoeffizienten, handelt.

Lenard gelang es auch zuerst, die Elektronen durch ein Fenster in die freie Atmosphäre treten zu lassen (s. Lenardsches Fenster). Außerdem haben die größten Verdienste um die Erforschung der Kathodenstrahlen: Plücker, Hittorf, Crookes und Hertz.

Die schnellsten Kathodenstrahlen, die sog. γ -Strahlen, entstehen bei radioaktiven Umwandlungen. Sie kommen der Lichtgeschwindigkeit sehr nahe.

Näheres s. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Geiger und Scheel, Handb. d. Physik. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Eindringtiefe der Kathodenstrahlen. Nach Lenard dringen die Elektronen der Kathodenstrahlen bis zu folgenden Tiefen in Metalle ein: in Aluminium bei 30 k. V.-Strahlen

($\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit) 0,015 mm,
in Aluminium bei 113 k. V.-Strahlen

($\frac{1}{2}$ Lichtgeschwindigkeit) 0,089 mm,
in Platin bei 30 k. V.-Strahlen

($\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit) 0,0034 mm,
in Platin bei 113 k. V.-Strahlen

($\frac{1}{2}$ Lichtgeschwindigkeit) 0,021 mm.

Güntherschulze.

Kathodenstrahlen s. auch Polarlicht, elektrische Strahlung der Sonne, Sonnenmagnetismus.

Kathodenstrahlöfen. Bei der Erhitzung durch Kathodenstrahlen wird ähnlich wie bei der Lichtbogenerhitzung die Erscheinung ausgenutzt, daß die Elektronen, welche beim Durchgang elektrischer Ströme in Vakuumgefäßen von der kathodischen Elektrode ausgehen, beim Auftreffen auf ein sie absorbierendes Schmelzgut ihre elektromagnetische

Bewegungsenergie durch die plötzliche Abbremsung in Wärmeenergie umsetzen.

Aus der Möglichkeit, die Kathodenstrahlen im hohen Vakuum gerichtet zu erzeugen und sie von entfernt liegenden Elektroden her auf die Oberfläche des

Schmelzgut unmittelbar

konzentriert wirken zu lassen, ergibt sich der für

manche Erhitzungsaufgaben wichtige Vorteil, daß Ver-

unreinigungen durch Verdampfungsprodukte der

Elektroden oder die umgebende Atmosphäre oder

die Tiegelsubstanz weitgehend vermieden werden

können. Bei den ersten derartigen von Crookes

entwickelten Anordnungen wurden mit hoher Spannung

betriebene und unter 0,01 mm Hg-Druck evaku-

ierte Entladungsröhren verwendet, deren hohlspiegel-

artige Elektrode senkrecht von ihrer Oberfläche Elek-

tronen hoher Geschwindigkeit konzentriert auf ein im

Zentrum der Kathode angebrachtes Schmelzgut (Iridium)

aussandte. Tiede und Birnbräuer erzielten gesteigerte

Heizwirkungen bis zu erfolgreichem Schmelzen von Wolfram

dadurch, daß sie (vgl. Fig.) zur Verminderung der Wärme-

ausstrahlung das Heizgut in einem doppelten Tiegel Tt von

oben her unterbrachten und das Schmelzgut direkt durch

Kathodenstrahlen, daneben zugleich seitlich durch die

Entladungsbahn der Glimmentladung heizen ließen, ferner

die Elektroden zwecks hoher Strombelastung kühlten und ein

Vakuumgefäß aus geschmolzenem Quarz verwandten. Gerdien und

Riegger gingen dazu über, als Kathode Außenbelegungen

teils aus elektrolytisch leitenden Flüssigkeiten in Verbindung mit Wechselströmen hoher Frequenz und Spannung zu verwenden. Die vorgenannten, mit kalter Kathode arbeitenden Anordnungen erfordern zur Aufrechterhaltung der elektrischen Entladung gewisse Gasreste im Vakuumgefäß. Mit wesentlich höherem Vakuum erlaubt die von v. Wartenberg ausgebildete Erhitzungsmethode mittels Kathodenstrahlen von einer Glühkathode her zu arbeiten, bei der nach dem Vorgang von Wehnelt ein mit Kalziumoxyd (CaO) beschichtetes zur Weißglut erhitztes Platinblech als Elektronenquelle dient und gepreßte Stäbchen aus Metallpulver als Anoden benutzt werden. An Stelle der an der Glühkathode nur geringen kathodischen Elektronenbeschleunigung (des Kathodenfalls) wird dabei der an sich nur mäßige Anodenfall in Verbindung mit hohen Stromstärken (30 Amp. bei 100 Volt Gesamtspannung) ausgenutzt. Für länger andauernde und sehr intensive Kathodenstrahlerhitzungen finden zweckmäßig die für Gleichrichter zu hoher Betriebssicherheit ausgebildeten technischen Wehneltkathoden Verwendung, bei denen von einem größeren Oxydvorrat her automatisch Oxyd auf eine metallische Kathode nachsublimiert. — Auch die Elektronenmission glühender Metallkathoden (Glühkathoden), die sich z. B. als Nebenerscheinung bei Glühkathodenröntgenröhren in intensiver Erhitzung der Antikathode bis zu eventuellem Schmelzen des Wolframs bemerkbar macht, kann man bei Sicherung hohen Vakuums zur Kathodenstrahl-Heizung ausnutzen (s. Handb. d. Phys. XI). Carl Müller.

Kathodenstrahloszillograph = Glimmlichtoszillograph (s. d.).

Kathodenzerstäubung. Die Kathode einer Glimment-

ladung wird durch die auf sie aufprallenden positiven Ionen um so stärker zerstäubt, je höher

der Kathodenfall und die Stromdichte, je geringer der Gasdruck und je näher der Kathode die

Zerstäubungsprodukte auffangende Fläche ist. Wie die Zerstäubung von der Art des Kathodenmetalles

und des benutzten Füllgases der Glimmentladung abhängt, ist noch wenig erforscht. Nach den

neuesten Untersuchungen besteht der Vorgang der Zerstäubung in der Bildung eines außerordentlich

verdünnten Dampfes des Kathodenmetalles, der sich durch Diffusion in dem Füllgas nach allen

Seiten ausbreitet, zum größten Teil zur Kathode selbst zurückkehrt, zum geringeren sich auf den

umgebenden Oberflächen niederschlägt.

Die Kathodenzerstäubung wird technisch zur Herstellung von Metallüberzügen und Metall-

spiegeln benutzt, die dünner und gleichmäßiger sind als sie sich auf irgend eine andere Weise herstellen

lassen. Da die sich niederschlagende Menge um so größer ist, je näher die Auffangplatte der Kathode

ist, lassen sich durch Schrägstellen der Auffangplatte keilförmige Schichten herstellen, die für

optische Untersuchungen sehr wertvoll sind.

Güntherschulze.

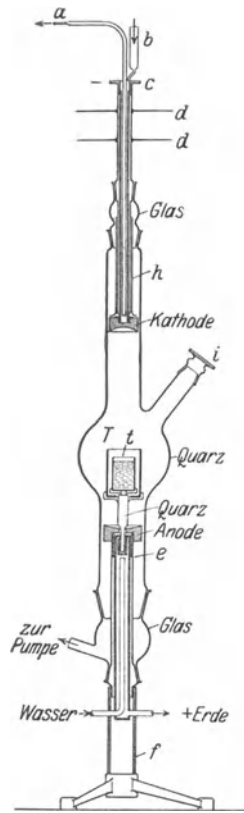
Näheres s. A. Güntherschulze, Kathodenzerstäubung. Zschr. f. techn. Phys. 1927.

Kathodophon. Ein von Vogt, Engl und Massol angegebene Mikrofon mit ionisierter Gasstrecke.

Es besteht aus einem in Luft befindlichen Glühfaden und einem Sprechtrichter, der mit seinem

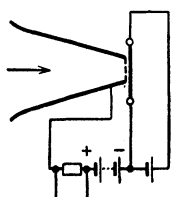
düsenartig zugespitzten Ende in ganz geringem Abstände (etwa $\frac{1}{2}$ mm) vor dem Glühfaden

mündet. Das Ende des Trichters ist durch ein feines Metallgitter abgeschlossen. Zwischen Trichter



Kathodenstrahlöfen nach Tiede u. Birnbräuer.

und Glühfaden wird eine Spannung von mehreren hundert Volt angelegt, der negative Pol liegt am Faden. Wird nun mit einer zweiten Batterie der



Kathodophon. Faden auf Rotglut gebracht, so fließt durch die ionisierte Gasstrecke ein schwacher Strom, dessen Stärke sich beim Hineinsprechen in den Trichter im Rhythmus der Sprache ändert. Die Anordnung stellt also ein masseloses Mikrophon dar. Die Wirkungsweise ist im einzelnen noch nicht vollständig geklärt. Außer den Druckschwankungen in der Gasstrecke tritt wahrscheinlich auch ein Abkühlungseffekt am Heizfaden auf. Schaltung s. Fig. (S. auch Schallregistrierung). *E. Alberti.*
Näheres s. D.R.P. 350 500, sowie Mönch, Mikrophon und Telefon.

Kationen. Positiv elektrisch geladene Atome oder Moleküle. Sie entstehen aus neutralen Atomen oder Molekülen durch Abgabe eines oder mehrerer Elektronen und finden sich sowohl in festen Körpern (Salzen, Legierungen) wie in Flüssigkeiten (Elektrolyten) wie in Gasen. In Elektrolyten sind sie vielfach von einer durch ihre Ladung angezogenen Hülle aus Atomen oder Molekülen des Lösungsmittels umgeben. Im elektrischen Feld werden sie zur Kathode und werden dort dadurch wieder in neutrale Atome oder Moleküle verwandelt, daß sie die fehlenden Elektronen der Kathode entnehmen. Ihr Durchmesser ist infolge Fehlens der äußersten Elektronen kleiner als der der neutralen Gebilde, aus denen sie entstanden sind. (S. auch Basen, Elektrolyse, Leitvermögen der Elektrolyte.)
Güntherschulze.

Kaufmannsches Kriterium s. Charakteristik.

Kausalität. Der Gedanke der Gesetzmäßigkeit des Naturgeschehens ist erst in der neueren Philosophie einer Kritik unterworfen worden. Hume hat als erster darauf hingewiesen, daß ein logischer Zwang für die Anerkennung der Kausalgesetzlichkeit nicht besteht; es ist logisch widerspruchsfrei, daß etwa ein ursachloses Geschehen auftritt. Während Hume dann in dem Glauben an die Naturgesetzlichkeit eine Gewöhnung des Menschen sah, die nicht zu rechtfertigen ist, freilich auch nicht aufgegeben zu werden braucht, hat Kant im Kausalprinzip ein apriorisches Prinzip der Erkenntnis gesehen, dessen Wahrheit wir durch die Vernunft einsehen und das als Voraussetzung der Erkenntnis nicht entbehrt werden kann. Die positivistische Richtung dagegen sieht die Geltung des Kausalgesetzes als einen sehr allgemeinen Erfahrungssatz an, der wohl falsch sein könnte, sich aber bisher gut bewährt hat.

Wichtiger als diese Kritik sind die Versuche, den Inhalt des Kausalgesetzes überhaupt erst einmal zu formulieren. Als Anfang dazu ist der Gedanke Machs anzusehen, der im Kausalprinzip die Behauptung einer funktionalen Verknüpfung alles Naturgeschehens sieht. Danach wird im Kausalprinzip nicht mehr behauptet als die bloße Verknüpfung „wenn A ist, dann ist B“, ohne jede Anspielung auf eine geheimnisvolle innere Verflechtung beider Geschehnisse. Jedoch hat sich herausgestellt, daß diese Formulierung das Kausalprinzip noch keineswegs erschöpft, schon deshalb, weil sie die Richtung des kausalen Ablaufs offen läßt. Es treten noch Behauptungen hinzu, welche die Verknüpfung des Geschehens zu einsinnigen

Ketten besagen; sodann Behauptungen über die stetige Ausbreitung der Wirkung im Raum (Nahwirkungsprinzip). Die neueren Untersuchungen haben einen Zusammenhang des Kausalprinzips mit der Zeitordnung ergeben, nach welchem die Zeit als das Ordnungsschema der Kausalreihen aufzufassen ist; andererseits haben sie gezeigt, daß eine Theorie der Kausalität nicht gegeben werden kann, wenn sie nicht mit einer Theorie der Wahrscheinlichkeit verbunden ist. *Reichenbach.*
Näheres s. Reichenbach, Handb. d. Physik. Bd. III, Z. 20.

Kaustik, Kaustische Fläche s. Optische Abbildung.

Kavitation. Aus dem Bernoullischen Theorem (s. d.) ersieht man, daß mit wachsender Geschwindigkeit in einer stationär strömenden Flüssigkeit der Druck abnimmt und die kritische Grenze Absolut-Null (bzw. die Dampfspannung der betreffenden Flüssigkeit bei der vorhandenen Temperatur) erreichen kann; dabei sind auch die Art und Menge etwa in der Flüssigkeit gelöster Gase von Einfluß. Wenn an einer Stelle eines Stromfadens (äußerer) Atmosphärendruck und die Geschwindigkeit Null relativ zum Bezugssystem herrscht, so liegt die „kritische Geschwindigkeit“ (häufig auch „Grenzgeschwindigkeit“ genannt) in diesem Stromfaden mit etwa 14 m/sec (stationäre Relativgeschwindigkeit!); denn es sind gemäß dem Bernoullischen Theorem jeweils Druck- bzw. Geschwindigkeitsunterschiede an verschiedenen Stellen ein und desselben Stromfadens bzw. Stromfadenbündels maßgebend. Die Erscheinung der dann eintretenden Blasen- oder Hohlräumbildung (besser spricht man nicht von Hohlräumen, da sie ja mit unter Dampfspannung stehender Materie erfüllt und nicht absolut leer sind) nennt man Kavitation. (Der Begriff „Unterdruck“ ist hierfür unrichtig, bzw. unzureichend, da er sich nur auf Drücke beziehen kann, die kleiner sind als der Atmosphärendruck, ohne deshalb an die Grenze Absolut-Null kommen zu müssen.)

Die Kavitation kann — sofern dies technisch möglich ist — durch Erhöhung des äußeren, auf der Flüssigkeit ruhenden Druckes oder durch Zuführung von die Hohlräume auffüllender Flüssigkeitsmaterie (z. B. derselben Flüssigkeit wie das strömende Medium oder Luft von Atmosphärendruck) hinausgeschoben oder sogar unterbunden werden, sowie auch durch geeignete Beeinflussung der Geometrie der Strömung. Denn wie oben gesagt, sind die Druckunterschiede maßgebend. Das „Hinausschieben“ besagt, daß ihr Auftreten erst bei höheren Relativgeschwindigkeiten stattfindet. Die Geometrie des Strömungsbildes ist wesentlich mitbestimmend für das Auftreten von Druckunterschieden; denn die gefährdeten Stellen kleinsten Druckes sind bedingt z. B. durch scharfe Krümmung der Fäden mit zentrifugaler Druckwirkung; Umströmung scharfer Kanten, Ablösung (s. d.); Stromliniengabelung, nicht „stoßfreien Eintritt“ in Laufräder, „Übergeschwindigkeiten“ beim Umströmen von dickeren oder zu stark bzw. un stetig gekrümmten Körpern; plötzliche Erweiterungen usw.

Kavitationsgefahr tritt in der neueren Technik recht häufig auf, insbesondere bei modernen Turbinen (z. B. Propellerturbinen, Kaplan turbinen) (s. Turbinen), bei Wasserpropellern (s. Treibschraube), in den Grundablässen von Talsperren, in denen die unter hohen Druckunterschieden stehen-

den Abschlußorgane untergebracht und größere Querschnittsunterschiede vorhanden sind u. a. m. Die schädlichen Wirkungen sind von den physikalisch-chemischen Vorgängen abhängig. Diese sind wesentlich durch die Labilität der Hohlraumaußenhaut (Diskontinuität (s. d.) im Flüssigkeitsinnern) bedingt und dadurch zu erklären, daß das Auftreten eines solchen Hohlraumes erstens die Geometrie des Strömungsbildes (Raumbedingung der Gas- bzw. Flüssigkeitsanteile) ändert, zweitens aber auch wegen der längs der Hohlraumoberfläche plötzlich fortfallenden inneren Reibungswirkung (eine Verzögerung oder Beschleunigung bzw. ein Impulsaustausch mit dem vorher vorhandenen benachbarten Flüssigkeitsfaden fällt plötzlich fort) die Geschwindigkeitsverteilung instantan ändert. Diese Wirkung kommt bei der sehr kurzen Wirkungszeit auf die Wirkung von Stoßdrücken (s. d.), zum Teil ähnlich einem Verdichtungsstoß hinaus. Die plötzlichen Änderungen lassen, sobald die Bedingungen hierfür gegeben sind, die Hohlräume ebenso plötzlich, wie sie sich gebildet haben, wieder in sich zusammenstürzen, worüber Föttinger (Hydraulische Probleme 1926) eine interessante, größenabschätzende Rechnung aufgestellt hat. Gerade die Rückbildung (das Insiehzusammenfallen) der Blasen ist gefährlich; das Vorhandensein von in der Flüssigkeit gelösten Gasen kann abschwächend wirken („unschädliche“ Kavitation).

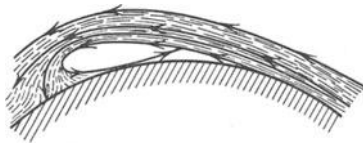
Auf Grund dieser Erscheinung sind die Folgen der Kavitation

1. erhebliche Geräusche, vom feinsten Knistern bis zu donnerähnlichen Geräuschen und Erschütterungen in Talsperrengrundablässen oder in Räumen neben Schiffspropellern,

2. große, und zwar plötzliche Leistungsverluste, vor allem aber

3. starke Korrosionen an Wandungen (selbst solchen aus Stahlguß, Bronze, auch Glas).

Letztere sind zunächst rein mechanischer Art, indem wie oben angedeutet, die längs der Hohlraumoberfläche nicht verzögerte Flüssigkeit (s. Fig.) auf die Wand trifft, so daß endliche Geschwin-



Blasenbildung infolge Ablösung.

digkeitsunterschiede auf sehr kleinem Raum sehr nahe der Wand statthaben; sodann geben die plötzlichen Hohlraumbildungen und Kondensationen zu starken, schlagartigen unterschiedlichen Druckwirkungen Anlaß und schließlich ist eine chemische Wirkung, zumal bei der starken örtlichen Wärmeumsetzung bei dem geschilderten Umwandlungsprozesse (Wasser verläßt z. B. starke Kavitationsgebiete in angewärmtem Zustande) wahrscheinlich; säurebeständige Materialien, die allerdings zumeist auch elastischer sind, scheinen besser zu widerstehen, doch ist ein abschließendes Urteil hier noch nicht möglich. Auch elektrolytische Wirkungen sind möglicherweise mit im Spiel. Ein zusammenfassendes Referat von Weinig, s. Auerbach-Hort, Hdb. d. phys. und techn. Mechanik 1931, ferner von Ackeret, Hdb. d. Experimentalphysik (Wien und Harms) Bd. IV.

Von großer Wichtigkeit ist das Auftreten von Kavitation in der Modellversuchstechnik, da der Übertragbarkeit bzw. dem Maßstabverhältnis dadurch Grenzen gesetzt sind, daß der absolute Druck Null (bzw. die Dampfspannung) nicht unterschritten werden kann und sein Auftreten die Strömungs- und Kräfteverhältnisse von Grund auf ändert. Wo man sowohl im Modell wie in der naturgroßen Ausführung unter Atmosphärendruck arbeiten muß, (der also beim Modellversuch nicht „ähnlich“ herabgesetzt werden kann), tritt im allgemeinen in der naturgroßen Ausführung bereits früher Kavitation ein, wo sie im Modell noch fehlt (s. Ähnlichkeitsgesetze).

Das Studium der Kavitation dürfte wegen seiner großen technisch wirtschaftlichen Bedeutung in der nächsten Zeit mit im Vordergrund der praktischen Strömungsforschung stehen. *Bisner.*

Kegelpendel s. Pendel (math. Theorie).

Kegelspiegel s. Anamorphose.

Kegelwinkel s. Sprenggeschosse.

Kehlkopf s. Stimmorgan.

Kehlkopfspiegel s. Höhlengucker.

Keilphotometer s. Photometrie der Gestirne.

Kelvinskala. In der thermodynamischen Temperaturskala (s. d.) ergibt sich, daß dem schmelzenden Eis die Temperatur $T_0 = 273,2^{\circ}$ zuzuschreiben ist, falls der Fundamentalabstand zwischen dem Eis- und Siedepunkt des Wassers in 100 Grade geteilt wird. Die in der thermodynamischen Skala ausgedrückten Grade, die sich von den Graden der sog. gewöhnlichen Celsiusskala eines idealen Gas-thermometers (s. ideales Gas) um die addierte Zahl 273,2 unterscheiden, werden von Kamerlingh Onnes als Kelvingrade bezeichnet und durch ein hinter die Gradzahl gesetztes K (Grad Kelvin) gekennzeichnet. In der Kelvinskala sind also alle Temperaturen positiv. Z. B. besitzt Wasserstoff den normalen Siedepunkt von $20,4^{\circ} \text{K} = -252,8^{\circ} \text{C}$. Lord Kelvin hat im Jahre 1852 zum erstenmal gezeigt, wie man auf Grund thermodynamischer Prinzipien zu einer Temperaturskala gelangt, die unabhängig von der speziellen Beschaffenheit eines Körpers ist. *Henning.*

Kennfläche s. Kennlinien.

Kenngröße s. Wärmeübergang.

Kennlinien. Man versteht hierunter Kurven, welche den Zusammenhang zweier Größen vermitteln, die den Betriebszustand eines elektrischen Apparates kennzeichnen. Die Zahl aller möglichen Kennlinien ist hiernach eine fast unbegrenzte; es hat sich indes in der Praxis die vorwiegende Benutzung bestimmter Kennlinien eingebürgert, von denen folgende Gruppen unterschieden werden: Als statische Kennlinie bezeichnet man eine Kennlinie, welche einem Gleichgewichtszustand des durch sie beschriebenen Systems entspricht. Streng genommen kann man diese Kennlinie nicht verwirklichen, weil sie ja definitionsgemäß eine Folge aller möglichen Gleichgewichtszustände darstellt, man aber von einem zum anderen Zustand nur auf dynamischem Wege gelangen kann. Man beseitigt diesen Widerspruch, indem man die statische Charakteristik auch als Schilderung des Betriebsverhaltens bei unendlich langsamer Änderung ansieht. Hierauf hat man bei der experimentellen Aufnahme von statischen Kennlinien Rücksicht zu nehmen, indem man von Messung zu Messung einen hinreichend langen Zeitraum verstreichen läßt. Eine dynamische Kenn-

linie stellt den Zusammenhang zwischen den Betriebsgrößen bei einer zeitlichen Änderung des Betriebszustandes dar, welche mit endlicher Geschwindigkeit erfolgt. Insbesondere zieht man hierbei periodische Änderungen in Betracht. Es kann sich hierbei für jeden Augenblick eine

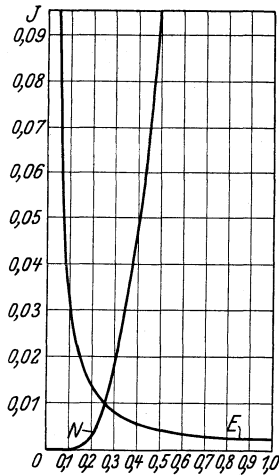


Fig. 1. Statische Lichtbogen-Charakteristik.

andere Kennlinie ergeben; für viele Zwecke genügt es indes, über diese unendlich vielen Kennlinien einer Periode zu mitteln, indem man lediglich die Amplituden (s. d.) der Grundwellen miteinander vergleicht. Die entstehenden Kennlinien werden dann als Schwingkennlinien bezeichnet. Die einfachste Form von Kennlinien stellt den Zusammenhang zwischen Strom und Spannung in einem leitenden Organ dar, welches keinerlei Selbstinduktion und keinerlei Kapazität besitzt: Strom-Spannungscharakteristik. Hier zeigen die Stromleiter mit temperaturabhängiger Leitfähigkeit ein grundsätzlich anderes Verhalten als die Stromleiter, deren Leitfähigkeit von der Temperatur unabhängig ist. Denn die letztgenannten zeigen eine eindeutige Charakteristik sowohl für statische wie für dynamische Vorgänge, während bei den erstgenannten durch die endliche Wärmekapazität des stromleitenden Organs die dynamische Charakteristik von der statischen abweicht (Wärmehysterese).

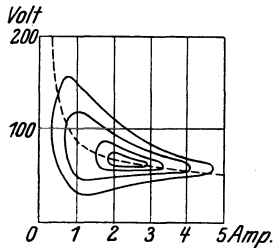


Fig. 2. Dynamische Charakteristik eines Duddellbogens.

Die jeweilige Form einer solchen Kennlinie muß aus den physikalischen Vorgängen innerhalb des Systems bestimmt werden und kann nicht allgemein erfaßt werden. Als typische Beispiele nennen wir die Strom-Spannungscharakteristik eines konstanten Ohmschen Widerstandes, die stets eine durch den Nullpunkt gehende Gerade darstellt; des weiteren ergibt die statische Charakteristik eines Lichtbogens für hinreichend große Ströme annähernd eine gleichseitige Hyperbel (Fig. 1), die dynamische bei Schwingungen um eine Gleichstromlage (Duddellscher Lichtbogen), die Kurve nach Fig. 2, endlich die Wechselstromlichtbogen-Charakteristik den in Fig. 3 gezeichneten Linienzug.

Eine wichtige Verallgemeinerung der obengenannten Kennlinienart erhält man für Elektronenröhren (s. d.) mit einer Glühkathode, einer Anode und einem oder mehreren Gittern. Bei einem solchen System hat man es

mit ebensoviel Strömen zu tun, wie kalte Elektroden vorhanden sind und ebenso groß ist die Zahl der am System wirksamen Spannungen. Um also z. B. den Strom irgendeiner Elektrode als Funktion der anderen Spannungen darstellen zu können, bedarf es im allgemeinen eines mehrdimensionalen Raumes, und in der Tat stellt man gelegentlich die Charakteristik einer Eingitterröhre als Kennfläche dar. Für den praktischen Gebrauch ist indes ein solches Verfahren nicht geeignet, und man hilft sich hier, indem man nur eine Spannung als variabel betrachtet und den anderen jeweils feste Werte (Parameter) zuweist. Für jeden solchen Wert ergibt sich dann wieder, genau wie früher, eine besondere Kennlinie, so daß das gesamte Verhalten des Systems durch eine Kennlinienschar wiedergegeben wird, welche das Kennlinienfeld bilden.

Kennlinien anderer Art werden bei Apparaten und Maschinen aufgenommen, welche bewegliche Organe aufweisen. Als Kennzeichen der Bewegung dient die Bewegungsgeschwindigkeit und die mechanisch übertragene Kraft, deren Produkt den mechanischen Energiestrom liefert. Die neuen Charakteristiken entstehen nun daraus, daß man irgendeine dieser Variablen mit einer anderen mechanischen Variablen oder mit einer den elektrischen Zustand des Systems beschreibenden Größe kombiniert. In der Mehrzahl der Fälle erhält man hierbei auch Funktionen mehrerer Variablen, so daß man — wie bei den Elektronenröhren — ein Kennlinienfeld aufzeichnen muß. Als Beispiel wählen wir die Drehmomentkennlinien eines Drehstrominduktionsmotors (s. d.) für konstante Betriebsspannung (erster Parameter) und veränderlichen Läuferwiderstand (zweiter Parameter) in Funktion der Umdrehungszahl des Motors. Besonders seien in diesem Zusammenhang die Leerlauf- und Kurzschlußkennlinien (s. Kurzschluß) genannt, welche für die Vorausbestimmung des Wirkungsgrades elektrischer Maschinen eine wichtige Rolle spielen.

Die Kennlinien geben in ihrem Verlaufe nicht nur ein vollkommenes Bild aller Eigenschaften des Systemes, sondern gestatten wichtige Schlüsse auf ihre Funktion im Zusammenarbeiten mit anderen Systemen; insbesondere werden sie in hervorragendem Maße herangezogen, um die Stabilität eines Betriebszustandes zu prüfen (sog. Kaufmannsches Stabilitätskriterium). Hierher gehören auch die Durchschlagkennlinien fester Isoliermaterialien.

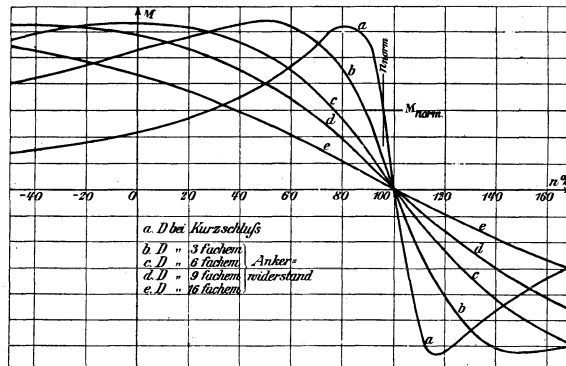


Fig. 3. Drehstromkurven des Drehstrominduktionsmotors (D = Drehmoment).

Die hier genannten Beispiele sind nur als Stichproben aufzufassen; der Leser sei auf Einzelbeispiele verwiesen, die er in allen Lehrbüchern der Elektrotechnik in großer Anzahl findet.

F. Ollendorff.

Kennlinienfeld, Kennlinienschar s. Kennlinien.

Kennwert, Kennzahl s. Ähnlichkeitsgesetz, Froudesches Ähnlichkeitsgesetz, Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz.

Kenotron, Bezeichnung für eine Hochvakuumentladungsröhre mit Glühkathode zur Verwendung als Wechselstromventil.

H. Rukop.

Näheres s. S. Dushman, Gen. El. Rev. 18, 156, 1915.

Kentern. a) Bei nicht ausreichender Stabilität (s. Metazentrum) kentert ein Schiff, d. h. es schlägt um, so daß der Kiel nach oben zu liegen kommt. b) Umschlagen der Ebbe- in Flutströmung und umgekehrt; geschieht in den Punkten einer Vertikalen zumeist nicht gleichzeitig, so daß Geschwindigkeitsprofile (s. d.) mit Nullstellen bzw. positiven und negativen Teilen entstehen (s. Ebbe und Flut, Fig. 3).

Eisner.

Keplersche Gesetze. Aus den Beobachtungen Tycho Brahes leitete Kepler seine drei Bewegungsgesetze der Planeten ab, die lauten:

1. Die Planeten bewegen sich in Ellipsen, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht.

2. Der Fahrstrahl (Radiusvektor) eines Planeten zur Sonne bestreicht in gleichen Zeiten gleiche Flächen.

3. Die Quadrate der Umlaufzeiten der einzelnen Planeten verhalten sich wie die dritten Potenzen der mittleren Entfernungen von der Sonne.

Newton fand für diese Bewegung eine Erklärung. Die mathematische Bedingung war eine reziprok dem Quadrat der Entfernung abnehmende Anziehungskraft zwischen Sonne und Planet. Er fand ferner, daß der 60 Erdradien entfernte Mond durch den $60^2 = 3600$ sten Teil der an der Erdoberfläche wirkenden Schwerkraft gerade in seiner Bahn gehalten werde, und kam so zu seiner Gravitationslehre. Das dritte Keplersche Gesetz erlitt durch Newton eine kleine Umgestaltung, indem die Planetenmasse berücksichtigt wurde. Es wird gewöhnlich in folgender Form geschrieben:

$$n^2 a^3 = k^2 (M + m),$$

won n die mittlere Bewegung, eine der Umlaufzeit reziproke Größe, a die mittlere Entfernung von der Sonne, k^2 die Gravitationskonstante, M und m die Massen von Sonne und Planet bedeuten.

Bottlinger.

Kern s. Atomkern.

Kernelektronen s. Atomkern.

Kernfläche des Schraumes s. Horopter.

Kernisomerie s. Isomerie.

Kernladungszahl s. Atomkern, s. effektive Kernladung.

Kernmagneton s. Kreiselektron und Proton.

Kernmasse s. Atomkern.

Kernschatten s. Finsternisse.

Kerntheorie der Atome s. Atomkerne und Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

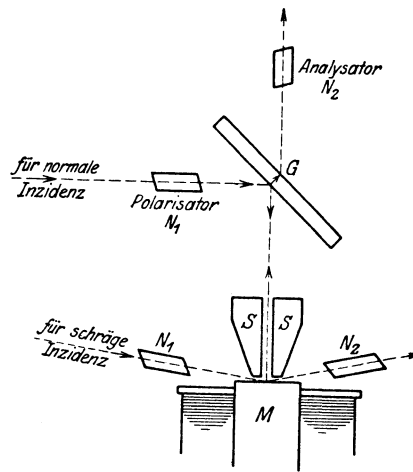
Kerntransformator s. Transformator.

Kernvolumen s. Kovolumen.

Kernzertrümmerung s. Atomkern.

Kerreffekt. 1. Der magnetische Kerreffekt ist die Änderung in den Polarisationsverhältnissen, die polarisiertes Licht bei der Reflexion an einem im starken Magnetfeld befindlichen ferromagnetischen Spiegel (Eisen, Kobalt, Nickel, ferromagnetischen

Verbindungen und Legierungen, Metallen der Heuslerschen Legierungen) erleidet (Kerr 1876, Kundt 1884/85, Righi 1885/86, Dubois 1890). Der Effekt beruht auf der magnetischen Beeinflussung des in die stark absorbierende Metalloberfläche eindringenden Lichtes, das auf das mit ihm gekoppelte reflektierte Licht zurückwirkt; er hängt deshalb mit der magnetischen Drehung der Polarisationssebene in dünnen Eisenschichten (s. d.) eng zusammen. Die Erscheinungen werden dadurch kompliziert, daß geradlinig polarisiertes Licht bei der Reflexion an einem Metallspiegel auch ohne Magnetisierung im allgemeinen in elliptisch polarisiertes verwandelt wird; daher besteht der magnetische Kerreffekt (m. K.) bei willkürlicher Orientierung der Polarisationssebene des einfallenden Lichtes nur in einer geringfügigen Änderung der Amplituden und Phasen (d. h. der Gangunterschiede)



Versuchsanordnung für den magnetischen Kerreffekt.

der beiden Komponenten (s. Polarisation und Interferenz). Am einfachsten liegen die Verhältnisse bei „polarer“ Magnetisierung (d. h. magnetische Kraftlinien senkrecht zur Spiegelebene), und bei senkrecht auf den Spiegel auffallendem linear polarisiertem Licht, wobei außerdem die stets vorhandenen fremden Oberflächenschichten am wenigsten stören, sowie bei schräg auffallendem Licht dann, wenn sein elektrischer Vektor in der Einfallsebene oder senkrecht dazu schwingt; ohne Magnetfeld bleibt das Licht in diesen Fällen geradlinig polarisiert, mit Magnetfeld entsteht mehr oder weniger ausgeprägte elliptische Polarisation, zugleich wird die große Achse der Schwingungsellipse gegen die ursprüngliche Schwingungsrichtung gedreht. Die Umwandlung des linear polarisierten in elliptisches Licht bedeutet offenbar, daß das Magnetfeld eine Komponente erzeugt, die senkrecht zur ursprünglich reflektierten Schwingungsrichtung steht und eine Phasendifferenz gegen sie hat (Kerrsche Komponente). Durch Anbringen des Kerrschen Submagneten S wird das erforderliche starke Magnetfeld erzeugt (vgl. Fig.); wird S durch Eisenmassen mit dem anderen Magnetpol verbunden, so entsteht ein nahezu geschlossener Ring und in der schmalen Spalte zwischen S und M ein intensives Magnetfeld. Die Oberfläche der zu untersuchenden Substanz M wird poliert, oder es werden (nach Kundt) dünne Eisenschichten

verwendet, die galvanoplastisch auf platinierem Glas niedergeschlagen sind. Durch Versilberung oder Verkupferung läßt sich zeigen, daß der m. K. wirklich nur in der Eisenschicht (und nicht etwa im Luftraum) entsteht. Bei senkrechter Inzidenz wird das im Polarisator N_1 polarisierte Licht an der Glasplatte G reflektiert und durch den Analysator N_2 betrachtet. Bei gekreuzten Stellungen von N_1 und N_2 wird durch Erregen des Magneten das Gesichtsfeld aufgehellt und kann durch Drehen des Analysators nicht vollständig verdunkelt werden, was geringe Elliptizität bedeutet, die z. B. mit Babinetschem Kompensator oder Glimmerblättchen und einer Halbschattenvorrichtung (s. Polarisation, Magnetorotation und magnetische Doppelbrechung) gemessen werden kann. Die Drehung der Polarisationsebene erfolgt in Fe, Co, Ni entgegen der Richtung der magnetisierenden Ströme (in Magnetit umgekehrt), beträgt auch in den stärksten Feldern nur einige Minuten und ist ebenso wie die magnetische Drehung in dünnen Eisenschichten nicht der äußeren Feldstärke, sondern der Magnetisierung proportional, so daß sie bei Sättigung des Eisens einen Grenzwert erreicht. Bei schräger Inzidenz und Polarisation in oder normal zu der Einfallsebene ist die Elliptizität stärker. In jedem Fall gibt es eine „Minimumdrehung“ des Analysators gegen den Polarisator, bei dem das durchgelassene Licht die geringste Helligkeit besitzt, der Analysator also senkrecht zur großen Achse der Schwingungsebene steht. Bei einem bestimmten Azimut des Polarisators — bei bestimmtem Winkel zwischen der Polarisations- und der Einfallsebene — gibt es außerdem eine „Nullrotation“ des Analysators, bei der er das auffallende Licht vollständig auslöscht, dieses also wieder geradlinig polarisiert wird: hier hebt die magnetisch erzeugte Elliptizität gerade die bei gewöhnlicher Reflexion ohne Feld entstehende wieder auf. Die Messung der Minimum- und Nullrotation erlaubt Amplitude und Phase der Kerrschen Komponente zu berechnen. Die bei beliebigem Azimut des Polarisators auftretenden komplizierten Erscheinungen lassen sich auf Grund gewisser Reziprozitätssätze bezüglich der Minimum- und Nullrotation von Polarisator und Analysator (Kaz, Righi) besser übersehen.

Außer bei dieser polaren Magnetisierung entsteht auch bei „meridionaler“ Magnetisierung aus geradlinig in oder normal zu der Einfallsebene polarisiertem Licht elliptisch polarisiertes, falls die Einfallsebene in die Richtung der magnetischen Kraftlinien fällt; dabei bildet der magnetische Spiegel eine Brücke zwischen den Magnetpolen, so daß die Kraftlinien in der Spiegelebene verlaufen.

Die Grundzüge des m. K. und die oben angedeuteten Reziprozitätssätze lassen sich durch allgemeine geometrische Überlegungen verständlich machen, die an die übliche Behandlung der optischen Reflexionserscheinungen anknüpfen (Righi, Voigt s. Reflexionstheorie). Zur Deutung von Einzelheiten ist eine Erweiterung der allgemeinen optischen Differentialgleichungen der elastischen oder der elektromagnetischen Lichttheorie mittels zweier neuer Konstanten erforderlich (Drude, Goldhammer). Ihre Durchführung im Anschluß an die Elektronentheorie der Absorption, Dispersion und des inversen Zeemaneffektes durch Voigt (Elektro- und Magneto-optik, Leipzig 1908) liefert einen guten Anschluß an die Beobachtungen

(Ingersoll, Foote Snow 1913). Allerdings fehlt noch eine elektronentheoretische Deutung der zwei für den m. K. neu eingeführten Konstanten.

2. Der elektrooptische Kerreffekt ist dasselbe wie elektrische Doppelbrechung s. d.

R. Ladenburg.

Näheres s. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn. IV, 2. S. 667—706. Leipzig 1915 (bearbeitet von W. Voigt); ferner Müller-Pouillet's Lehrbuch II, 2 (11. Aufl. 1929).

Kerreffekt, elektrooptischer. Dasselbe wie „Elektrooptische Doppelbrechung“ s. d.

Kerrsche Konstante mißt die Größe der elektrooptischen Doppelbrechung (s. d.).

Kerrzelle s. Elektrooptische Doppelbrechung (Kerreffekt) und Karoluszelle.

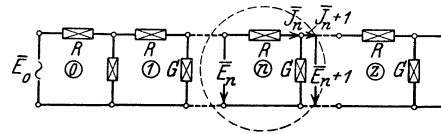
Kerze, Einheit der Lichtstärke: bougie décimale, deutsche, englische Hefnerkerze, internationale (Standardkerze), Pentankerze; s. Einheitslichtquellen.

Kesselstein. Die im Wasser gelösten mineralischen und organischen Bestandteile bleiben beim Verdampfen des Wassers im Kessel als Schlamm oder feste kristallinische Ausscheidung (Kesselstein) zurück und geben durch Behinderung des Wärmedurchganges zu Wärmeverlusten, durch die Gefahr des Ausglühens der Bleche zu Explosionen Anlaß. Der Kesselstein besteht im wesentlichen aus einfach kohlenurem Kalk, kohlenaurer Magnesia und schwefelsaurem Kalk. Die Entfernung des Kesselsteins aus dem Kessel geschieht durch Auswaschen der Kessel, Abklopfen der Bleche mittels Hammer oder Abkratzen mit dem Rohrreiniger. Durch die Wasserreinigung (s. d.) werden die Kesselstein bildenden Salze aus dem Wasser abgeschieden, bevor dasselbe in den Kessel gespeist wird.

L. Schneider.

Kettenisomerie s. Isomerie.

Kettenleiter. Man versteht hierunter eine Kombination von Widerständen, Selbstinduktionen und Kapazitäten, welche in „Reihenwiderständen“ R und „Ableitungen“ G zusammengefaßt, nach dem Schema der Figur kettenartig hintereinanderge-



Kettenleiter.

schaltet sind. An den freien Klemmen des ersten Gliedes wird der Strom zugeführt, aus denen des letzten Gliedes wird der, im allgemeinen vom Eintrittsstrom verschiedene Arbeitsstrom entnommen; in diesem Sinne kann der Kettenleiter als verallgemeinerter Transformator bezeichnet werden. Um die Wirkungsweise eines Kettenleiters zu übersehen, setzt man gewöhnlich voraus, daß 1. sämtliche Glieder von gleichartiger Struktur seien und 2. benachbarte Glieder lediglich durch die gemeinsamen Klemmen galvanisch gekoppelt seien, beides Maßnahmen, die sich fast stets konstruktiv erfüllen lassen. Wendet man komplexe Rechnung an (s. symb. Methode), so erhält man dann für Strom J_n und Spannung U_n des n -ten Gliedes die Differenzgleichungen.

$$J_n \cdot R = U_n - U_{n+1}$$

$$U_{n+1} G = J_n - J_{n+1}.$$

Die allgemeine Lösung läßt sich in Form zweier gegenläufiger Wellen darstellen; Fortpflanzungs-

geschwindigkeit v und räumliche Dämpfung δ leiten sich nach der Beziehung

$$2 \sin \left(\frac{\delta + jv}{2} \right) = \sqrt{RG}$$

aus den Kettendaten ab. Die Konstante

$$\alpha = \delta + jv$$

heißt die (komplexe) Wellendichte des Kettenleiters. Zwischen Strom und Spannung besteht die Beziehung

$$\frac{U}{J} = \pm e^{\mp \frac{\alpha}{2} \cdot z}$$

oberes Vorzeichen: fortschreitende Welle
unteres Vorzeichen: rückschreitende Welle

wo

$$z = \sqrt{\frac{R}{G}}$$

den Wellenwiderstand der Kette angibt.

Die Behandlung zahlreicher elektrischer Systeme läßt sich auf die Theorie der Kettenleiter zurückführen. Am einfachsten lassen sich ihre Gesetzmäßigkeiten übersehen, wenn das Produkt RG reell und positiv ist; denn dann wird auch α reell, und die Strom- und Spannungsverteilung läßt sich durch Exponentialfunktionen ausdrücken. Als wichtigste Beispiele seien genannt: 1. Langgestreckte oberirdische Telegraphenleitungen, $R =$ Ohmscher Leitungswiderstand, $G =$ Leitwert der Porzellanisolatoren. 2. Isolatorüberschlag und nachfolgender Erdschlußlichtbogen auf Hochspannungsfreileitungen, $R =$ Ohmscher Widerstand des Blitzseiles, $G =$ Ausbreitungswert der (geerdeten) Mastfüße. 3. Hängeisolatorenketten, $R =$ kapazitiver Widerstand zwischen den Armaturen benachbarter Glieder, $G =$ kapazitiver Leitwert der Verschiebungsflußpfade Armatur-Erde.

Die physikalischen Erscheinungen an Kettenleitern nehmen an Vielfältigkeit zu, wenn R und G komplex (oder rein imaginär) werden, was natürlich nur bei Betrieb mit Wechselstrom eintreten kann. Die eigentümlichen Resonanzerscheinungen, welche hier bei Anwendung schwingungsfähiger Elemente auftreten können, haben zur Konstruktion besonderer sog. Filterketten geführt. Eine ebenso wichtige Anwendung finden Kettenleiter für Wechselstrom zur Nachbildung natürlicher Leitungen, deren Differentialgleichungen mit den Differenzgleichungen der Kettenleiter aufs Engste verwandt sind und bei hoher Gliedzahl asymptotisch ineinander übergehen. Diese Leitungsnachbildungen („künstliche Leitungen“) bilden unentbehrliche Hilfsmittel der modernen Verstärkertechnik und der Meßtechnik. *F. Ollendorff.*

Näheres s. z. B. F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik, S. 422.

Kettenreaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Kielflosse eines Flugzeugs heißt der am Flugzeug feste Teil des Seitenleitwerkes; die Kielflosse ist meist eine vertikale Fläche von dreieckiger oder trapezförmiger Gestalt hinter dem Schwerpunkt. *L. Hopf.*

Kielwasser oder Totwasser heißt die an der Ablösungsstelle der „gesunden“ Strömung beginnende (s. Ablösung und Grenzschicht) hinter umströmten Körpern vorhandene, bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten und kleiner Flüssigkeitsreibung im allgemeinen in einem starken Durchmischungszustand befindliche Zone; man nennt sie oft „Wirbelerfüllt“ oder „von Wirbeln bestimmter Verteilung durchsetzt“. Sie ist für die richtige Erkenntnis des Auftretens eines Bewegungswider-

standes (für die Druckverteilung) von ausschlaggebender Bedeutung. Der Ausdruck „Totwasser“ ist sachlich unrichtig bzw. nur dann (theoretisch) berechtigt, wenn man (vgl. Bewegungswiderstand) bei der theoretischen Behandlung von Widerstandsproblemen mit Diskontinuitätsflächen (s. d.) nach Helmholtz-Kirchhoff die bewegte Außenströmung von dem ruhend gedachten „Totwasser“ abtrennt. Unter: „Bewegungswiderstand“ s. auch die Ersetzung der Kielwasserströmung in gewissen Bereichen der Reynoldsschen Zahl (s. d.) durch die Kármánsche Wirbelstraße (s. d.) sowie ebenda über die Auffassung der Kielwasserströmung in gewissen Strömungsbereichen als quasistationären Bewegungszustand.

Bei an der Oberfläche der Flüssigkeit fahrenden Schiffen kann das Kielwasser oft kilometerweit beobachtet werden. *Eisner.*

Näheres s. Kármán, Zur Frage der Strömungsform um Widerstandskörper bei großen Reynoldsschen Kennzahlen, Innsbrucker Vorträge 1922. Über die Rolle des Kielwassers in der Oseenschen Theorie s. Oseen, Hydrodynamik, sowie Eisner, „Widerstandsmessungen an umströmten Zylindern“, Berlin 1929, und derselbe, „Das Widerstandsproblem“, Vortrag auf dem III. Intern. Kongr. f. Technische Mechanik, Stockholm 1930.

Kilogramm. Der Physiker betrachtet das Kilogramm als die Einheit der Masse, und als solche ist es auch durch das internationale Maß- und Gewichts Komitee und durch die deutsche Maß- und Gewichtsordnung definiert. Der Ingenieur sieht in dem Kilogramm die Einheit des Gewichts. Eindeutig ist allein die erstere Definition; denn jeder Körper, auch dasjenige Metallstück, welches letzten Endes die Einheit der Masse oder des Gewichtes darstellen würde, hat auf der ganzen Erdoberfläche dieselbe Masse; sein Gewicht ändert sich aber von Ort zu Ort, vom Pol zum Äquator um etwa $\frac{1}{2}\%$; auf hohen Bergen würde das Gewicht dieses Metallstückes leichter sein als in der Ebene usw. Weiteres über das Kilogramm vgl. in dem Artikel Masseneinheiten. *Scheel.*

Kilokalorie s. Wärmeeinheiten.

Kilowattstunde. Dasjenige Maß, nach welchem die elektrische Energie in der Regel verkauft wird, ist die (internationale) Kilowattstunde (abgekürzt kWh). Die Einheit der elektrischen Energie ist die Wattsekunde (oder Joule); daher ist 1 kWh = 3600 Kilojoule = $3,6 \times 10^6$ Joule und nahe gleich $3,6 \times 10^{13}$ Erg. (s. Internationale elektrische Einheiten). *W. Jaeger.*

Kimm und Kimmtiefe s. Depression des Himmelsgewölbes.

Kinematik. Bewegungslehre ohne Rücksicht auf die bewegten Massen und die erzeugenden Kräfte, während die *Kinetik* diese berücksichtigt. *v. Staal.*

Kinematische Zähigkeit. Bei allen Strömungsvorgängen, bei denen die Reibungs- und die Beschleunigungskräfte in der strömenden Flüssigkeit von der gleichen Größenordnung sind, ist für den Verlauf der Strömung nicht die Zähigkeitszahl η allein maßgebend, sondern ihr Verhältnis zu der Dichte ρ . Man nennt $\frac{\eta}{\rho}$ die kinematische Zähigkeitszahl und bezeichnet sie meistens mit dem Buchstaben ν ; sie hat die Dimension $[\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$. Das Verhältnis $\frac{\eta}{\rho}$ geht auch als Stoffwert in die Reynoldssche Zahl (s. d.) ein.

Nachstehend seien als Beispiel einige Werte der kinematischen Zähigkeit zusammengestellt:

Quecksilber (20°)	0,00116
Äther (20°)	0,00329
Alkohol (20°)	0,0151
Glycerin (20°)	10
Luft (0°, 760 mm)	0,133
„ (100°, 760 mm)	0,232
„ (0°, 7,6 mm)	13,3
Wasserstoff (0°, 760 mm)	0,935
Wasserdampf (Satttdampf, 1 at, 99,1°)	0,217
„ („ „ 10 at, 179°)	0,0349
„ (überhitzt, 1 at, 300°)	0,539
„ („ „ 10 at, 300°)	0,0580

Man beachte, daß die kinematische Zähigkeitszahl von Luft etwa zehnmal so groß ist als die von Wasser! Das ist von grundlegender Bedeutung einerseits für viele meteorologische Vorgänge, andererseits für die gesamte Hydraulik.

Für die Abhängigkeit der kinematischen Zähigkeit von der Temperatur ist η , für die Abhängigkeit vom Druck (bei Gasen) die Dichte ρ in erster Linie maßgebend.

Die Zähigkeit von Flüssigkeiten wird vorwiegend mit Apparaten gemessen, bei denen die Flüssigkeit infolge ihres eigenen Gewichtes durch eine Kapillare ausfließt. Alle diese Viskosimeter ergeben die kinematische Zähigkeitszahl oder eine mit ihr in irgendwelchem Zusammenhang stehende Größe. Das letztere ist z. B. bei dem weitverbreiteten Zähigkeitsmesser von Engler der Fall. Die Umrechnung der Angaben dieses Zähigkeitsmessers in absolutes Maß s. u. „Englergrad“. S. Erk.

Kinematographie, psychologische und physiologische Grundlagen. Als Ursache dafür, daß eine Reihe von verschiedenen ruhenden Bildern, unter gewissen Bedingungen dem Beschauer dargeboten, in diesem den Eindruck eines sich bewegenden Bildes erweckt, wird von P. Linke der stroboskopische Effekt oder die Identifikations-täuschung angegeben. Der experimentelle Nachweis hierfür kann mit dem Tautoskop erbracht werden, das in gewissem Sinne als einfachster Kinematograph angesprochen werden darf. Es besteht aus einer Projektionseinrichtung, bei der zwei Projektionsapparate derart neben- oder übereinander angeordnet sind, daß ihre beiden Objektive auf dem Schirm möglichst genau das gleiche Bildfeld auszeichnen. Bringt man nun in jeden der beiden Apparate je ein Diapositiv, das auf schwarzem Grunde je eine der beiden Figuren der nachstehenden Fig. 1 trägt und projiziert die beiden



Fig. 1.
2 Diapositivbilder
für das Tautoskop.

und bei entsprechender Fortsetzung des Versuchs wieder zum Winkel auseinanderklappt. Der Beobachter sieht also an Stelle der beiden Figuren, indem er sie miteinander identifiziert, nur eine, die sich bewegt. Die beiden Bilder können übrigens ziemlich erheblich voneinander abweichen, ohne daß die Identifikationstäuschung aufgehoben zu werden braucht. Werden allerdings die beiden ruhenden Bilder, die gewissermaßen die Endphasen der Bewegung eines Gegenstandes darstellen, hinsichtlich der Gestalt

und des Ortes allzusehr voneinander abweichend gestaltet, so wird der Bewegungseindruck gestört. Es werden dann numerisch verschiedene, d. h. zwei getrennte Gebilde gesehen. Es muß eben zwischen den einzelnen zur bewegten Einheit verschmelzenden Bildern eine Ähnlichkeit hinsichtlich der räumlichen Eigenschaften, Gestalt und Lage bestehen, während erhebliche Abweichungen in der Farbe weniger von Belang sind. Auch eine genügend schnelle Aufeinanderfolge der Projektionen der beiden Bilder ist notwendig, sodaß sie in dem Bewußtsein ein „jetzt“ („in der psychischen Präsenzzeit“) vorliegendes zusammengehöriges Ganzes sind, etwa in dem Sinne, wie man dies von den aufeinanderfolgenden Teilen eines Wortes oder von den Tönen einer Melodie sagen kann. Dagegen ist die Erscheinung *nicht als* bloße Nachbildwirkung, d. h. als *physiologischer Verschmelzungsvorgang der Netzhautreize* zu deuten, da die Vortäuschung der Bewegung auch dann noch eintritt, wenn zwischen den Projektionen der beiden Bilder eine wenn auch kurze aber immerhin bemerkbare Zeit liegt, während der ein dunkler über das Bildfeld hinweggleitender Schatten beobachtet werden kann. Bei den heute weitaus verbreitetsten Kinoprojektoren mit absatzweiser Fortschaltung des Filmbandes spielt gleichwohl jener physiologische Verschmelzungsvorgang eine wichtige Rolle. Es ist ja bei diesen Apparaten dafür zu sorgen, daß der durch den Verschuß, der den Transport des Films abdeckt, bedingte Wechsel von hell und dunkel unmerklich gemacht wird, weil sonst ein unangenehmes Flimmern die ganze Bildvorführung stört. Unter Berücksichtigung der für die „Verschmelzungsfrequenz“ (die für die Verschmelzung notwendige Anzahl der Lichtwechsel in der Sekunde) gültigen physiologischen Gesetze ist man durch richtigen Bau der Verschußscheibe heute dahin gelangt, fast völlig flimmerfreie Bilder zu erzielen. Diese Verschmelzungsfrequenz ist u. a. abhängig von der Intensität des intermittierend wirkenden Lichtes (vgl. T. C. Porter, Contributions to the study of Flicker, Proceedings of the Royal Society of London, September 1902, S. 313 ff.), von dem Verhältnis der Dauer der Dunkel- zur Hellpause (vgl. K. Marbe, Theorie der kinematographischen Projektionen, J. A. Barth, Leipzig 1910, S. 50 ff.) und von dem Adaptionszustand des Auges. Für die Herbeiführung einer möglichst geringen Verschmelzungsfrequenz bei gleichzeitig guter Lichtausbeute ist es günstig, die Ruhestellung des Films, während der die Projektion des Bildes stattfindet, im Verhältnis zur Weiterschaltung möglichst lang dauern zu lassen. Die mit abnehmender Filmtransportzeit wachsende Beanspruchung von Film und Bewegungsmechanismus setzt selbstverständlich hierfür eine Grenze.

Die Bewegungen, die der Kinematograph zeigt, sind von verschiedenen Größen bedingt, die sowohl bei der Aufnahme als bei der Wiedergabe wirksam werden und von denen es abhängt, ob die Bewegungen der Bilder mit denen des Aufnahmegegenstandes übereinstimmen oder nicht. Stroboskopische Bewegungen, die dem Bewegungsvorgang nicht entsprechen, wo also der stroboskopische Effekt falsche Bewegungen vortäuscht, sind beispielsweise häufig bei der kinematographischen Darstellung der Räder fahrender Wagen zu beobachten. Zur Erklärung dieser Erscheinung dient die nachstehende Fig. 2. In dieser seien a, b, c,

d, e, f die Speichen eines Rades und I, II bzw. I, III bzw. I, IV bzw. I, V seien je zwei aufeinanderfolgende Aufnahmen eines Rades. Unter Berücksichtigung des *Prinzips des kürzesten Wahrnehmungsweges*, einer Regel, die besagt, daß die stroboskopische Bewegung in der Richtung des

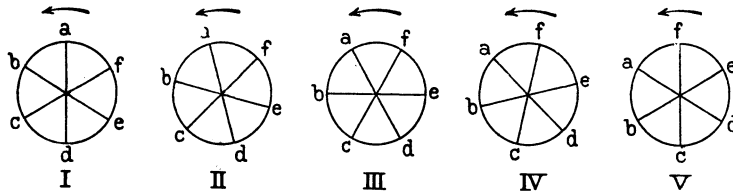


Fig. 2. Zur kinematographischen Wiedergabe sich drehender Räder.

kürzesten Weges zustande kommt, und im Hinblick auf die Tatsache, daß alle Speichen der Form und Größe nach völlig gleich sind und deswegen miteinander identifiziert werden können, sind dann folgende kinematographische Wiedergaben des bewegten Rades leicht erklärlich. Erfolgt die Aufnahme nach Schema I, V, so verharrt das objektiv sich drehende Rad bei der kinematographischen Projektion in Ruhe, für das Schema I, II ergibt sich die Bewegung im richtigen Sinne wiedergegeben, für Schema I, IV ergibt sich eine Drehung in umgekehrtem Sinne, ein Rückwärtsdrehen des Rades. Hat sich das Rad zwischen je zwei Aufnahmen gerade um einen halben Speichenwinkel gedreht (Schema I, III), so kann man je nach der Autosuggestion des Beobachters ein Vorwärts- oder Rückwärtsdrehen, oder ein Pendeln des Rades um seine Achse sehen; bei hinreichend großer Bildwechselfrequenz allerdings sieht man das Rad stillstehen und die Anzahl seiner Speichen ist scheinbar verdoppelt.

Nicht nur hinsichtlich der *Richtung* können die Bewegungen der kinematographischen Bilder falsch sein, sondern auch hinsichtlich der *Geschwindigkeit*, indem man die einzelnen Bildchen bei der Projektion schneller oder langsamer aufeinanderfolgen läßt als wie sie aufgenommen wurden; so kann man innerhalb weniger Minuten sich Blüten aus der Knospe entwickeln oder Geschosse langsam ihre Bahn ziehen sehen. Die Kinematographie ist also nicht nur geeignet, in vollendeter Weise Bewegungen zu analysieren, sie erlaubt sogar, ihre Größe, um sie genauer studieren zu können, oder, wenn erwünscht, ebenfalls ihre Richtung zu ändern, indem man die Bilder in der umgekehrten Folge der Aufnahme projiziert. So leistungsfähig die Kinematographie für die Untersuchung der verschiedensten Bewegungsvorgänge ist, so hat das „kinematographische Auflösungsvermögen“ selbstverständlich Grenzen. Das oben behandelte Radphänomen zeigte bereits, daß der Kinematograph mitunter falsche Bewegungen vortäuscht. Die benutzte Apparatur und die Art der Bewegung des Aufnahmegegenstandes sind maßgebend dafür, ob die Bewegung kinematographisch richtig wiedergegeben werden kann (vgl. A. Klughard, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1919, S. 146 ff. Das Auflösungsvermögen des Normalkinematographen).

W. Merté.

Näheres s. W. Merté, Die Grundlagen der Kinematographie in „Die Naturwissenschaften“, 1919. S.435 ff.

Kinematographie, wissenschaftliche. Für Forschungszwecke ist besonders wichtig das kine-

matographische *Aufnahme*-Verfahren; an die Wiedergabe der Bilder durch den Projektor wird bei manchen Untersuchungen überhaupt nicht gedacht. Denn oft genügt es, die einzelnen Phasenbilder als genaue Unterlagen für die Analyse der zu studierenden Bewegungsvorgänge zu kennen.

Aus dieser älteren Serien- oder Reihenphotographie des Forschers entwickelte sich überhaupt erst das heutige kinematographische Aufnahmeverfahren.

Die wissenschaftliche und technische Forschung benutzt den jeweilig zu untersuchenden Bewegungsvorgängen entsprechend die verschieden-

sten Methoden zur Gewinnung der Phasenbilder. Zu den ältesten Reihen-Aufnahme-Apparaten mit ruckweise bewegtem Bildträger (einer Platte mit ringförmiger Bildanordnung) gehört der photographische Revolver des Astronomen Jansen (1874 Aufnahmen des Vorüberganges der Venus vor der Sonne), ein Werkzeug, das in der photographischen Flinte des Physiologen M. Marey seine Weiterbildung fand. Mit dieser Anordnung gelang es Marey 12 Aufnahmen in der Sekunde zu erhalten. Fig. 1 zeigt die photographische Flinte in Aufnahmestellung, Fig. 2 eine mit ihr hergestellte Serienaufnahme fliegender Möven.

Für schnelle Bewegungen ist diese Bilderzahl in der Sekunde nicht ausreichend. Überhaupt wird die Anwendung der verschiedenen Aufnahmeverfahren wesentlich beeinflusst durch die Anzahl von Phasenbildern in der Sekunde, die man zur Deutlichmachung eines Bewegungsvorganges benötigt. So genügen ja, um etwa das Aufblühen einer Blume zu studieren, Aufnahme-Zwischenräume von Minuten, während für die Photographie etwa eines Geschosses oder eines schwirrenden Insektenflügels Aufnahmegeschwindigkeiten von vielen tausend Aufnahmen in der Sekunde notwendig sind. Für die Aufnahme sehr langsamer Bewegungen hat man beispielsweise den Mechanismus einer Aufnahme-Kammer mit einem Uhrwerk verbunden, das in passenden Zeiträumen die Aufnahme der einzelnen Teilbilder bewirkt. Um

Aufnahmen in schnellerer Aufeinanderfolge, als sie der gewöhnliche Film-Aufnahme-Apparat ermöglicht, zu erhalten, sind die Anordnungen mit optischem Ausgleich geschaffen worden, wie z. B. der Aufnahme-Apparat der *Zeitlupe*. Über die Leistung dieser *Hochfrequenz- oder Rapid-Photographie* hinsichtlich der Anzahl der Aufnahmen in der Sekunde noch wesentlich hinaus gelangt man mit



Fig. 1. Mareys photographische Flinte.



Fig. 2. Reihenaufnahme einer fliegenden Möve mit der Mareyschen Flinte.

Hilfe der *Ultra-Rapid-Kinematographie*, als deren Vertreter hier der *ballistische Kinematograph* von Cranz genannt sei (vgl. C. Cranz, Lehrb. d. Ballistik, I. Bd., Leipzig 1917, B. G. Teubner). Diese Einrichtung führt die Belichtung der lichtempfindlichen Schicht durch elektrische Funken herbei. Cranz und Glatzel haben eine Methode ausgearbeitet, die eine Funkenfrequenz von etwa 200 bis 100000 Funken in der Sekunde ergibt. Mit Hilfe ihres Verfahrens wurden Geschloß-Aufnahmen gemacht bei einer Funkenfrequenz von 92000 in der Sekunde und ferner Aufnahmen eines fallenden Tropfens bei etwa 250 Funken in der Sekunde.

Neben der Möglichkeit, durch die verschiedensten Verfahren die Bild-Aufnahmefrequenz in weiten Grenzen den jeweiligen Untersuchungszwecken anzupassen, hat die wissenschaftliche Kinematographie es verstanden, durch die Verbindung gewisser Untersuchungswerkzeuge mit

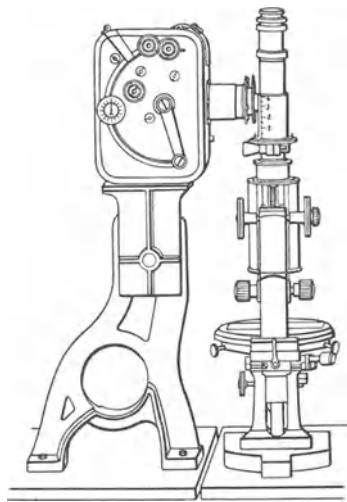


Fig. 3. Anordnung für mikrokinematographische Aufnahmen.

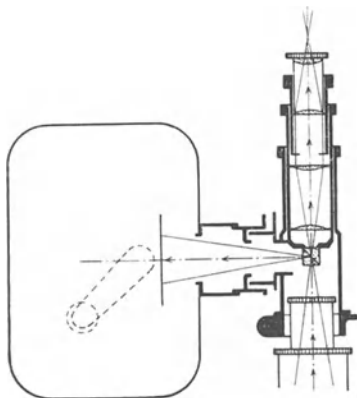


Fig. 4. Schema des Strahlenganges im Mikroskop, Kinamo- und Mikrophot.

einer kinematographischen Aufnahmeeinrichtung ihre Forschungsabsichten zu erreichen. Es sei hier nur auf die *Mikrokinematographie*, die Verbindung eines Mikroskops bzw. Ultra-Mikroskops mit einem Kino-Aufnahme-Apparat verwiesen, ebenso auf die *Röntgen-Kinematographie*. Eine Einrichtung für Mikrokinematographie ist in Fig. 3 dargestellt. Der links auf einem Stativ befestigte Aufnahmeapparat (Ica-Universal-Kinamo) erhält fast das

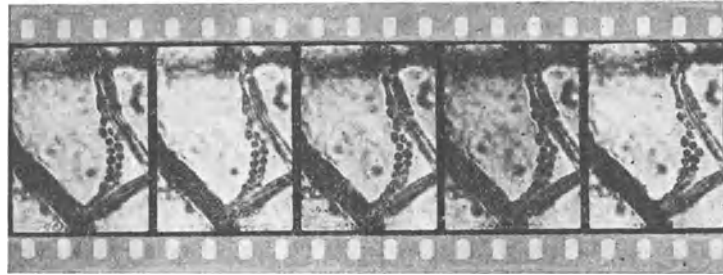


Fig. 5. Mikrokinematogramm der Protoplasmaströmung.

ganze aus dem rechts befindlichen Mikroskop austretende Licht durch die versilberte Diagonalfäche eines Würfels zugespiegelt; nur etwa 1 Prozent des aus dem Mikroskop kommenden Lichtes wird von jener versilberten Fläche hindurchgelassen und gelangt nach Durchsetzung einer geeigneten Linsenfolge etwa in das Auge eines Beobachters, sodaß dieser während der Aufnahme das vom Mikroskop abgebildete Objekt beobachten kann. Fig. 4 zeigt schematisch den Strahlenaustritt aus dem Mikroskop und die Aufteilung der Strahlen in solche, die links zum Kinamo gespiegelt werden, und in die übrigen, die durch den Mikroskopaufsatz, den Mikrophot nach Goldberg, hindurch zum Auge des Beobachters kommen. Fig. 5 gibt einen mit Universal-Kinamo und Ica-Mikrophot aufgenommenen mikrokinematographischen Filmstreifen, der in 1000facher Vergrößerung die Protoplasmaströmung in einer Pflanzenzelle zeigt.

Die hier in kurzer Übersicht angedeuteten kinematographischen Verfahren sind in den verschiedensten Abänderungen auf fast allen Gebieten der Wissenschaft und Technik mit großem Erfolg angewandt worden. Für den Arzt, den Naturforscher, den Techniker, den Lehrer sind sie in vielen Fällen ein geradezu ideales Hilfsmittel. *W. Merté.*

Näheres s. F. Paul Liesegang, *Wissenschaftliche Kinematographie*. Düsseldorf, Ed. Liesegang 1920. — H. Lehmann-W. Merté, *Die Kinematographie*. Leipzig u. Berlin, A. N. & G. B. G. Teubner 1919. Aufsätze in „Die Kinotechnik“. Guido Hackebeil AG., Berlin.

Kinematographische Apparate. Die Einrichtungen, die zur Erzielung von lebenden Bildern dienen, entstammen der allgemeinen Technik der Photographie und Projektion. Es handelt sich ja in der Regel darum, die Filmbilder photographisch aufzunehmen, von den Negativen Diapositive anzufertigen und diese auf einen Schirm zu werfen. Selbstverständlich haben die Besonderheiten der Aufnahme und Wiedergabe speziell kinematographischer Bilder auch zu besonderen Anordnungen und Einrichtungen geführt, bei denen die sonst üblichen Verfahren der Photographie und Projektion zweckmäßig modifiziert sind. Hier soll es genügen, nur einige wichtig erscheinende Apparate und Methoden kurz zu skizzieren.

Die Aufnahme erfolgt mit der Kinoaufnahmekammer. Diese ist eine photographische Kammer, von deren üblichen Ausführungsformen sie sich wesentlich durch die besondere Art der Filmtransportvorrichtung unterscheidet. In Fig. 1

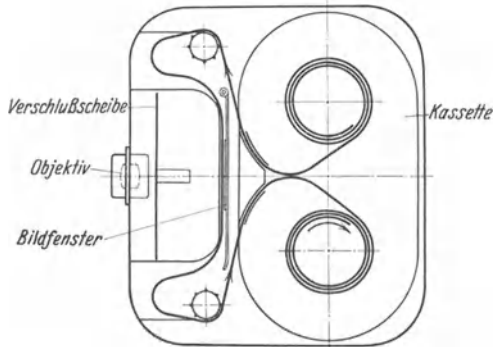


Fig. 1. Schema einer Kinoaufnahmekammer.

ist das Schema einer Kinoaufnahmekammer abgebildet. Der unbelichtete Film ist in einer Kassette auf einer Filmrolle aufgewickelt und tritt durch Schlitz, die gut abgedichtet sind, aus der Kassette heraus, um über eine Vorwicklertrummel durch das Bildfenster hindurch, in welchem er belichtet wird, über eine Nachwicklertrummel geführt und auf eine Rolle, die sich ebenfalls in einer lichtdichten Kassette befindet, aufgewickelt zu werden. Während des Stillstandes (s. Kinofilmtransport) des Films im Fenster tritt das Objektiv durch Öffnen des Verschlusses in Wirksamkeit. Dieser besteht in der Regel aus einem lichtundurchlässigen Flügel, der hinter dem Objektiv kreist und nach der Belichtung dieses wieder abdeckt, sodaß der Film, etwa durch eine Greifervorrichtung, mit einem Ruck um eine Bildbreite weiterschaltet werden kann. Hierauf bleibt der Film wieder still im Fenster stehen, wieder gibt der Verschluss das Objektiv frei und es erfolgt eine neue Aufnahme. So reiht sich in gleichem Wechsel eine Belichtung an die andere.

Die benutzten Objektive besitzen meist eine kurze Brennweite, deren Werte zwischen 35 mm und 100 mm zu liegen pflegen. Da es sich in den überwiegenden Fällen um kurze Augenblicksaufnahmen handelt, es werden meist mindestens 16 Aufnahmen in der Sekunde benötigt, während welcher also 16 Belichtungen und Weiterschaltungen des Bildes stattfinden, müssen sehr lichtstarke Objektive verwendet werden, die gleichzeitig eine gute Bildschärfe besitzen, da ja die Filmbildchen bei der nachträglichen Projektion stark vergrößert werden. Ferner ist die Kinoaufnahmekammer mit einer Suchervorrichtung und einer Zählvorrichtung, die angibt, wieviel Meter des Films belichtet sind, ausgestattet. Oft ist der Filmtransportmechanismus so eingerichtet, daß der Film auch rückwärts durch das Bildfenster gedreht werden kann (Trickaufnahmen). Die kurz skizzierte schematische Einrichtung einer Kinoaufnahmekammer hat in den Ausführungsformen der verschiedenen Fabriken, die solche Apparate herstellen, die verschiedensten technischen Lösungen gefunden.

Nachdem die Aufnahmen entwickelt und kopiert sind, können die fertigen positiven Filmbilder mit dem *Kinoprojektor* auf den Schirm geworfen

werden. Dabei müssen die Projektionen der einzelnen Phasenbilder auf dem Filmstreifen so schnell aufeinanderfolgen, daß den Betrachtern des Schirmes ein bewegtes Bild vorgetäuscht wird. Von einem gewöhnlichen Projektionsapparat unterscheidet sich der Kinoprojektor grundsätzlich durch alle die Einrichtungen, die durch die Bewegung des Filmbandes nötig werden. Ohne auf besondere Einzelheiten der Apparate der verhältnismäßig zahlreichen Fabriken, die Projektoren bauen, einzugehen, sei hier nur das Prinzip solcher Vorrichtungen besprochen. Die Projektionsanordnung ist im wesentlichen die gleiche wie die bei der Projektion stillstehender Glasdiapositive. Die erhebliche Vergrößerung der Filmbildchen bedingt starke Lichtquellen, für die hauptsächlich das elektrische Bogenlicht in Frage kommt. Bei dessen Fehlen oder bei kleineren Apparaten, die in Schule und Haus Verwendung finden, werden beispielsweise auch hochkerzige elektrische Glühlampen oder Kalklicht benutzt. Die Lichtwirkung der kinematographischen Bilder, die meist in der Aufprojektion, seltener durch einen transparenten Schirm hindurch gezeigt werden, kann erhöht werden durch eine entsprechende Bearbeitung der Oberfläche des Schirmes, sodaß dieser eine größere Reflexionskraft erhält. Ebenfalls um die Helligkeit des Schirmbildes zu erhöhen, benutzt man jetzt in steigendem Maße statt oder kombiniert mit *Linsen*-kondensoren *Hohlspiegel*, die sowohl einen größeren Öffnungswinkel bieten, d. h. einen größeren Lichtstrom aufnehmen können, als auch geringere Lichtverluste haben als die Linsen Kondensoren mit ihrer Mehrzahl von an Luft grenzenden Flächen und erheblichen Glasdicken.

Der Bewegungsmechanismus des Projektors hat dafür zu sorgen, das Filmband von einer Vorratsrolle ab- und auf eine Aufnahmerolle aufzuwickeln und dabei durch das Bildfenster, in dem der Film belichtet wird, hindurchzuführen. Während der Beleuchtung muß der im Bildfenster befindliche Teil des Films zum Stillstand gebracht sein. Bei den heute üblichen Kinoprojektoren verharrt der betr. Teil des Filmbandes für kurze Zeit im Bildfenster in Ruhe. Die andere bekannte Möglichkeit, die Bewegung des stetig bewegten Films im Fenster optisch aufzuheben, ist noch nicht in größerem Umfange verwirklicht worden (Mechau-Projektor).

Der Vorschub des Filmbandes ist durch nebenstehende Fig. 2 schematisch verdeutlicht. Die mit gleichförmiger Geschwindigkeit gedrehte Zahntrommel B wickelt den Film von der Vorratsrolle A ab, um ihn dem Bildfenster D zuzuführen. Dabei bildet sich, solange der Film im Fenster D festgehalten wird, ein Bausch C. Die hinter dem Fenster D befindliche Zahntrommel E hat die Aufgabe, in bestimmten Zeitschnitten das im Fenster in Ruhe befindliche, meist durch federnde Bügel festgeklemmte Filmbild mit einem Ruck aus dem Fenster weiterzureißen. Hierdurch wird der Bausch C aufgezerrt und ein neues Bild in das Fenster eingeführt. Hinter der Trommel E entsteht dadurch ein zweiter Bausch G, der durch die stetig gedrehte Trommel F derart aufgebraucht wird, daß das Filmband sich auf

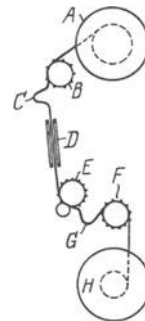


Fig. 2. Schematische Darstellung der Filmbewegung.

der Rolle H aufwickeln kann. Dieses Spiel wiederholt sich immer wieder von neuem, sodaß Bild für Bild, nachdem es für kurze Zeit im Bildfenster in Ruhe versetzt und dabei auf den Schirm projiziert wurde, absatzweise weitergeschaltet wird. In der Regel erfolgt die geschilderte Bewegung der Zahntrommel E durch eine *Malteserkreuz*-einrichtung. Andere Bewegungsmechanismen, wie etwa „Greifer“, „Schläger“ oder „Reibungsscheiben“ (s. Kinofilmtransport) finden bei Projektoren seltener Anwendung. Der Bildwechsel im Projektor, d. h. die Weiterschaltung eines Bildes und das Hereinbringen des nächsten Bildes in das Fenster wird, um den Eindruck der Projektion nicht zu stören, durch eine rotierende *Verschlussscheibe* verdeckt.

Der Träger der Bildschicht, der Kinofilm, besteht in der Regel aus Zelluloid. Die normalen Bildchen des Filmbandes sind etwa 18 mm hoch und 24 mm breit. Sie sind von einander durch einen 1 mm breiten Zwischenraum getrennt. Rechts und links von den Bildern befindet sich ein etwa $\frac{1}{2}$ cm breiter Rand, sodaß also die Gesamtbreite des Films ungefähr 35 mm beträgt. Dieser Rand ist derart mit Löchern versehen (perforiert), daß auf jedes Bild vier Löcher kommen. Die Perforation muß mit der größten Genauigkeit ausgeführt werden, da von ihr das gleichmäßige Weiterführen des Filmbandes und damit das Ruhigstehen der projizierten Bilder in hohem Grade abhängt. Die Filmmaße nach den deutschen Industrienormen sind aus nachstehender Fig. 3 zu entnehmen.

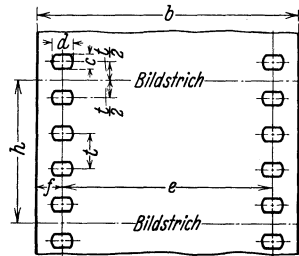


Fig. 3. Abmessungen des Normalfilms.

b = 34,9 mm	f = 3,35 mm
c = 1,9 „	h = 19 „
d = 2,8 „	t = 4,75 „
e = 28,2 „	

Andere Abmessungen für Filme und Bilder finden sich gelegentlich an Spezialapparaten für wissenschaftliche Untersuchungen, besonders aber an Kleinkinoaufnahme- und Wiedergabeapparaten, die in erster Linie für Amateure bestimmt sind. (Auf Kodak-Schmalfilm z. B. ist die Bildgröße ca. $7,6 \times 10,7 \text{ mm}^2$.) Die große Feuergefährlichkeit des Zelluloids verlangt an den Kino-Projektoren besondere Feuerschutzvorrichtungen. Durch diese soll, wenn infolge einer Betriebsstörung der Film längere Zeit während der Projektion im Fenster stillsteht, eine Entzündung des Zelluloids verhindert werden. Weniger feuergefährliche Stoffe als Zelluloid haben sich als Träger der Filmbilder bisher nicht in größerem Umfange eingeführt.

Die üblichen kinematographischen Bilder haben gegenüber den wirklichen Vorgängen noch folgende Mängel: Statt der Farbe zeigen sie nur Helligkeitswerte, man nennt sie schwarz-weiß. Ferner geben sie natürlich keine räumliche Darstellung; allerdings

sei bemerkt, daß durch die sich bewegenden Gegenstände in den Bildern oft räumliche Eindrücke beim Beobachter, selbst wenn dieser einäugig ist, hervorgerufen werden können. Schließlich fehlt den gewöhnlichen Kinobildern der Ton.

Diese Probleme sind und werden noch alle drei eingehend bearbeitet und haben auch gewisse mehr oder weniger befriedigende Lösungen gefunden, ohne daß aber bisher der farbige, der stereoskopische oder der sprechende Film eine größere Verbreitung gefunden hat. (Stand des Jahres 1926).

Von den verschiedenen Methoden zur Erzeugung farbiger Kinobilder haben wahrscheinlich die nur mit zwei Grundfarben arbeitenden Verfahren die größere Zukunft, da sie viel einfacher als die drei Farben benutzenden Anordnungen sind und trotzdem gute Farbenwirkungen ergeben können. Von diesen zweifarbigen Filmen werden sich am ehesten die durchsetzen, die keine oder nur geringe Veränderungen an den für Schwarzweißbilder üblichen Projektoren verlangen. Die wichtigsten Forderungen, die an den Farbfilm gestellt werden müssen, sind etwa: Die genaue Deckung der verschieden gefärbten Bilder, die Freiheit von Flimmern infolge Wettstreits der Farben und deren Naturtreue. Von in der Öffentlichkeit bekannt gewordenen Farbfilmen seien hier nur genannt der Kinemacolorfilm, der Szepanixsche Film und der Technicolor-Film.

Von den sprechenden Filmen sei das Tri-Ergonverfahren (Kinotechn. Jahrbuch 1925/26, Guido Hackebell A.-G., Berlin, S. 86–92) erwähnt.

Einen Überblick über die Entwicklungsgeschichte des Kinematographen gibt der sog. „Stammbaum des Kinematographen“ von F. P. Liesegang. Danach ist der Kinematograph hervorgegangen aus der Vereinigung dreier Erfindungen, nämlich der Erfindung der Zauberlaterne um 1660, des Lebensrades 1832 und der Photographie 1839. Die Verbindung von Zauberlaterne und Lebensrad führt 1845 zum Projektionslebensrad, das dem Lebensrad zugrunde liegende Prinzip der Phasenbilder auf die Photographie angewandt 1877 zur Reihenphotographie. Projektionslebensrad und Reihenaufnahmen schließlich werden unter Benutzung des gegen Ende der 80er Jahre in die photographische Technik eingeführten Zelluloidbandes als Bildträger zum Lumièreschen Kinematographen vom Jahre 1895 zusammengefaßt.

W. Merté.

Näheres s. F. Paul Liesegang, Handb. d. praktischen Kinematographie, Düsseldorf, Ed. Liesegang 1916. Aufsätze in „Die Kinotechnik“, Guido Hackebell A.-G., Berlin.

Kinetik s. Kinematik.

Kinetische Energie s. Energie, mechanische.

Kinetische Gastheorie, Kinetische Theorie der Flüssigkeiten s. Kinetische Theorie der Materie.

Kinetische Theorie fester Körper s. Osmotischer Druck.

Kinetische Theorie der Materie. Die mechanische Wärmetheorie führte zu dem Versuch, die Wärme als Bewegung der kleinsten Teilchen der Körper darzustellen. Die so entstandene Theorie der Bewegung der Molekeln in den verschiedenen Aggregatzuständen nennt man die kinetische Theorie der Materie. Am befriedigendsten ist diese Theorie für den gasförmigen Zustand durchgeführt. Man nennt sie gewöhnlich die kinetische Gastheorie. Ihre Begründer sind Gassendi und Daniel Ber-

nouilli (Hydrodynamica 1738). Ihre Zeit war jedoch dafür noch nicht reif, so daß sie erst durch Krönig (1856) und Clausius (1857) neu erfunden werden mußte. Von Clausius schon sehr weit ausgearbeitet, wurde der Gesamtbau der kinetischen Gastheorie hauptsächlich durch J. Cl. Maxwell und L. Boltzmann vollendet.

Von der diesbezüglichen Literatur wäre im wesentlichen anzuführen: R. Clausius, Die kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., Braunschweig 1889—1891. — O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., Breslau. — L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, 2 Bde., Leipzig 1896—1898. — J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase, deutsch von R. Fürth, Braunschweig 1926. — G. Jäger, Handb. d. Ph. IX, 341—471.

Nach der kinetischen Theorie stellen wir uns die Gase aus Molekeln bestehend vor, die für ein einfaches Gas alle vollkommen kongruent sind, d. h. sie haben dieselbe Masse, dieselbe Größe, dieselbe Gestalt. Bezüglich dieser nimmt man häufig, und zwar hauptsächlich um die Rechnung zu erleichtern, an, die Molekeln seien Kugeln. Es kommt ihnen dann ein bestimmter Durchmesser zu, den man die Größe der Molekeln nennt. Die Gas-molekeln hat man sich unter normalem Druck im Vergleich zu ihrer Größe verhältnismäßig weit entfernt voneinander vorzustellen. Sie bewegen sich mit großer Geschwindigkeit in geradlinigen Bahnen. Wegen ihrer Ausdehnung werden sie sich in ihrer Bewegung gegenseitig stören. Es erfolgen Zusammenstöße. Dabei sollen sie sich wie vollkommen elastische Kugeln verhalten. Für das Verhalten bei Stößen auf die Gefäßwände sind bestimmte Voraussetzungen zu machen. Ist das Gas gegenüber der Gefäßwand in relativer Ruhe, so müssen die Molekeln in derselben Weise aus dem Gas auf die Wände wie von den Wänden in das Gas fliegen, da sich ja im Gas durch die Stöße auf die Wände im Durchschnitt nichts ändern darf. Eine Wand kann also für die Bewegung der Molekeln als vollkommener Spiegel aufgefaßt werden, oder wir können annehmen, daß die gegen die Wand fliegenden Molekeln von dieser nach den Gesetzen der Reflexion zurückprallen wie vollkommen elastische Kugeln von einer vollkommen glatten starren Wand. Jede Molekel wird auf ihrer Bahn beständig auf andere stoßen und dadurch immer Ablenkungen erfahren, so daß sich die Bahn selbst als eine Zickzacklinie darstellen wird. Die Zahl der Stöße, die eine Molekel im Durchschnitt in der Sekunde erfährt, nennen wir die Stoßzahl (s. Molekeln). Der Mittelwert der Länge aller geradlinigen Wegstrecken ist die mittlere Weglänge (s. Molekeln). Die Zeit, während der sich ein Stoß abspielt, wird als verschwindend klein gegenüber der mittleren Zeit, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen verfließt, angenommen, so daß der ganze Energieinhalt des Gases gleich ist der gesamten kinetischen Energie der Molekeln. Wir identifizieren ihn mit dem Wärmehalt des Gases. Die kinetische Energie muß daher mit der Temperatur steigen. Wir gelangen so zur spezifischen Wärme (s. d.). Der stationäre Zustand verlangt ein bestimmtes Gesetz, nach dem die Geschwindigkeiten über die Molekeln verteilt sind (s. Maxwells und Maxwell-Boltzmannsches Gesetz). Der Druck des Gases, der durch das Boyle-Charlessche Gesetz (s. d.) charakterisiert ist, erscheint als Resultat der zahlreichen Stöße, welche die Molekeln beständig auf die Gefäßwände ausführen. Daraus folgt auch Avogadros Regel (s. d.), Daltons

Gesetz (s. d.), sowie die Geschwindigkeit der Molekeln (s. d.).

Ist ein Gas nicht im Ruhezustand oder nicht im Temperaturgleichgewicht, so wird durch die Zusammenstöße der Molekeln der Gleichgewichtszustand wieder hergestellt werden, wie es durch Boltzmanns H-Theorem (s. d.) veranschaulicht wird. Es gelingt der kinetischen Gastheorie, die Erscheinungen der inneren Reibung (s. d.) und der Wärmeleitung (s. d.) wiederzugeben. Grenzen zwei Gase aneinander, so müssen sie infolge der Bewegung der Molekeln einander durchdringen. Wir haben vor uns das Phänomen der Diffusion (s. d.). Diese Vorgänge hängen so innig mit der mittleren Weglänge zusammen, daß sich deren Zahlenwert, ja sogar die Größe der Molekeln (s. d.) und deren Zahl in einem Mol des Gases, die Loschmidtsche Zahl (s. d.) berechnen läßt.

Um die Abweichung des Gasdrucks vom Boyle-Charlesschen Gesetz zu erklären, reicht man mit den eingangs gemachten Annahmen nicht mehr aus. Unter der Voraussetzung von Anziehungskräften zwischen den Molekeln und mit Berücksichtigung des Volumens derselben läßt sich die Van der Waalssche Zustandsgleichung (s. d.) ableiten. Es läßt sich ferner zeigen, daß mit abnehmender Temperatur Assoziation der Molekeln, mit zunehmender infolgedessen Dissoziation (s. d.) auftritt.

Neue Erscheinungen beobachtet man an hochverdünnten Gasen (s. d.), die sich als Gleitung der Gase an festen Körpern, Temperatursprung und thermische Molekularströmung zu erkennen geben.

Im flüssigen Zustand sind die Molekeln einander sehr nahe, so daß die mittlere Weglänge im Vergleich zur Größe der Molekeln als klein angenommen werden muß. Die Anziehungskräfte, welche die Molekeln aufeinander ausüben, kommen im Innern der Flüssigkeit nicht in Betracht, da die Kräfte, die auf eine Molekel von den umgebenden ausgeübt werden, sich gegenseitig aufheben. Es wird infolgedessen auch in der Flüssigkeit das Maxwellsche Gesetz (s. d.) als auch das Äquipartitionsprinzip (s. d.) seine Gültigkeit haben. Die Stoßzahl der Molekeln muß im Vergleich zum gasförmigen Zustand außerordentlich groß sein und damit auch der Druck, den die Molekeln erzeugen. Daß sich dieser nach außen nicht merkbar macht, rührt davon her, daß die Oberflächenmolekeln durch die Anziehungskräfte einen sehr starken Zug gegen das Innere der Flüssigkeit erfahren, und so den Gegendruck zum inneren Druck der Flüssigkeit bilden. Trotz der großen Kraft, mit der die Oberflächenmolekeln gegen das Flüssigkeitsinnere gezogen werden, wird es doch immer solche geben, die eine derartig große Geschwindigkeit nach außen haben, daß sie die Flüssigkeit vollständig verlassen können. Auf diese Weise kommt das Verdampfen zustande. Die Arbeit, die bei der Überwindung der Molekularkräfte zu leisten ist, entspricht der Verdampfungswärme. In einem geschlossenen Gefäß wird sich Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeit herstellen, das dann erreicht ist, wenn in einer bestimmten Zeit ebensoviel Molekeln aus dem Dampf in die Flüssigkeit als umgekehrt fliegen. Dadurch ist der Dampfdruck (s. Innerer Druck der Flüssigkeiten) der Flüssigkeit bestimmt. In ähnlicher Weise wie bei Gasen läßt sich auch eine

Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten (s. d.) entwickeln und ein Weg zur Bestimmung der Größe der Molekeln finden. Einen speziellen Teil der Flüssigkeitstheorie bildet die Theorie der Lösungen (s. Osmotischer Druck).

Alle Resultate der kinetischen Theorie fußen auf Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Das ist nur möglich, wenn vorausgesetzt wird, daß jede Gasmolekel sowohl ihre Lage als Geschwindigkeit nur durch Zufall erhalten hat. Es wird also der ganze Gaszustand als ein zufälliger vorausgesetzt, in dem die Molekeln in gar keiner Weise irgendwie gesetzmäßig angeordnet sind. Das Gas befindet sich in einem „molekular ungeordneten“ Zustand.

G. Jäger.

Näheres s. in der oben angeführten Literatur.

Kinetisches Potential s. Energie, mechanische, und Impulsätze.

Kinofilmtransport. Als Vorrichtungen, die den Film nach seinem Stillstand im Bildfenster, wo er belichtet (beleuchtet) wird, durch einen Ruck um eine Bildbreite weiterreißen, sind die verschiedensten Mechanismen angegeben worden, die sich aber in ihrer Mehrzahl auf vier Grundtypen zurückführen lassen: das Malteserkreuz-Getriebe, den Greifer, den Schläger und den Nockenapparat. Freilich ist die Bauart dieser Antriebe mit der fortschreitenden Entwicklung im einzelnen wesentlich modifiziert worden, das Prinzip ihrer Wirkungsweise kann aber aus den vier im folgenden kurz beschriebenen Ausführungsformen jener Mechanismen ersehen werden.

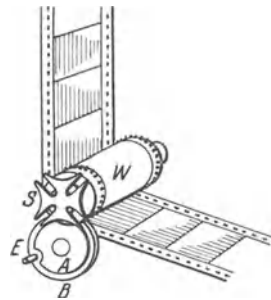


Fig. 1. Das Malteserkreuz.

Fig. 1 kann ihre Wirkungsweise ersehen werden. Die Zähne der Trommel W greifen in die Perforation, die sich an den beiden Rändern des Filmbandes befindet, ein, sodaß dieses durch Drehung der Trommel W in Bewegung versetzt wird. Auf der Achse der Trommel W und mit ihr fest verbunden, sitzt das Rad S, dessen Form, an das Kreuzabzeichen des Malteser-Ordens erinnernd, dem ganzen Bewegungsmechanismus seinen Namen eingetragen hat. Mit dem Kreuzrad S steht die Scheibe A in Berührung; sie ist zusammen mit der etwas größeren Scheibe B auf einer gemeinsamen Achse befestigt. Scheibe B trägt einen Stift E und Scheibe A eine Aussparung um E herum. Wird die Achse, an der die Scheiben A und B sitzen, stetig gedreht, so ergeben sich zwei charakteristische Bewegungsphasen für das Kreuzrad S. Während der einen schleift das Rad S auf der Scheibe A ohne sich bewegen zu können und ist gesperrt. Die Zahntrommel W ist dann auch in Ruhe. Während dieser Zeit kann der Film belichtet oder beleuchtet werden, je nachdem es sich um Aufnahme- oder Wiedergabeapparate handelt. Unterdessen dreht sich der Stift E auf einen der Schlitz des Kreuzrades S zu. Sobald der Stift E in einen solchen eingreift, gestattet die Aussparung in der Scheibe A, daß es unter dem Druck von Stift E eine Drehung, und zwar in unserem ge-

zeichneten Falle eine Vierteldrehung ausführt, an der selbstverständlich Trommel W teilnimmt. Dadurch wird das Filmband weitergeschaltet. Ist der Umfang der Trommel W gleich der Summe von vier Filmbildern, so wird bei einer Vierteldrehung das Filmband gerade um ein Bild weitergerissen. Nachdem der Stift E den Schlitz des Rades S verlassen hat, steht dieses wieder unbeweglich fest und damit die Trommel W, bis wieder der Stift E in den nächsten Schlitz des Kreuzrades eingreift. So wiederholt sich das gleiche Spiel immer wieder von neuem. Bei einer normalen Vorführung oder Aufnahme erfolgt der Wechsel von Stillstand und Weiterreißen des Films etwa 16mal in der Sekunde.

Bei den Vorführungsapparaten kommt es aus Gründen günstiger Lichtausbeute und der möglichen Vermeidung des Flimmerns darauf an, die Zeit des Weiterschaltens im Verhältnis zu der des Stillstandes des Films recht kurz zu machen. Durch bestimmte Wahl der Abmessungen des Kreuz- und Zahnrades kann man die Transportzeit verkürzen. Eine Grenze wird aber hierfür durch die nicht beliebig große Festigkeit von Film und Mechanismus gesetzt, weil bei sehr kurzer Fortschaltungszeit große Höchstgeschwindigkeiten des Films und damit starke Beanspruchung des Films und Bewegungswerkes eintritt.

Es sei bemerkt, daß neben der hier besprochenen Form des Malteserkreuzgesperres noch eine größere Reihe von mehr oder weniger abweichenden Abwandlungen vorgeschlagen und ausgeführt worden sind. Sie haben alle den Zweck, den Film genau um eine Bildbreite weiterzuschalten und ein ruhiges Stehen des Bildes zu bewirken. Die Transportzeit ist auf ein Mindestmaß bei möglichster Schonung von Film und Apparat zu bringen.

Der Greifer wird als Filmfortschaltungs-Vorrichtung besonders gern in Kino-Aufnahmekammern benutzt. Bei den verschiedenen Ausführungsformen des Greifers sind stets folgende Kennzeichen seiner Wirkungsweise festzustellen:

Eine Gabel, wie sie beispielsweise an nachstehender einfacher Greiferform (s. Fig. 2) zu sehen ist, greift in die Löcher des Filmbandes ein und zieht den Film um ein Bild vorwärts, wird dann aus den Löchern herausgedrückt und ein Stück weitergeführt, bis ihre Krallen in die entsprechenden Löcher des nächsten Filmbildes eingreifen, um hierauf wieder ein Bild vorwärts zu ziehen. So wiederholt sich immer das gleiche Spiel. Die Gabel führt also Bewegungen in zweierlei Richtungen aus. Sie bewegt sich einmal längs der Filmbahn etwa auf- und abwärts und ferner von dem Film weg, nachdem sie den Film um eine Bildhöhe weitergezogen hat, oder nach dem Film hin, um in seine Perforation einzugreifen, wenn sie den Film von neuem weiterschalten soll. An dem Greifer unserer Figur spielen sich diese Vorgänge wie folgt ab: Die Gabel ist mittels einer Stange, die exzentrisch an einer sich drehenden Scheibe befestigt ist, mit dieser letzteren verbunden. Bei jeder Umdrehung der Scheibe wird die Gabel einmal nach oben und einmal nach unten bewegt. Bei der Aufwärtsbewegung wird sie von einer Feder oder einer in gleicher Weise wirkenden Vorrichtung aus der Perforation herausgedrückt. Beim Nieder-



Fig. 2.
Der Greifer.

gehen greifen ihre Krallen in die Perforation ein und ziehen den Film um eine Bildhöhe herunter. Darauf gleiten die Krallen wieder aus der Perforation und die Gabel wird nach oben bewegt, und so wird Bild um Bild weiterschaltet. Es ist leicht einzusehen, daß bei der hier geschilderten Greifervorrichtung die Zeiten der Weiterschaltung und des Stillstandes des Filmbandes gleiche sind. Wird der Greifer an einem Projektionsapparat benutzt, so ist die Greifervorrichtung zur möglichsten Vermeidung des Flimmerns so gebaut, daß die Zeit des Filmtransportes im Verhältnis zur Projektionszeit ein durch die Festigkeit des Materials bedingtes Minimum erreicht.

Der *Schläger* ist ein weiteres Bewegungswerk für absatzweises Weiterschalten des Kinofilms, dessen Wirkungsweise in nachstehender Fig. 3



Fig. 3.
Der Schläger.

beispielsweise veranschaulicht wird. Mit dem Zahrad X ist die gezahnte Trommel W und mit der Scheibe S das Zahnrad Y und ein Stift, der Schläger, verbunden. Befinden sich W und X in gleichförmiger Drehung, so dreht sich auch die Scheibe S und damit der Schläger. Der Film läuft durch die Bremsvorrichtung B, bildet hinter dieser einen Bausch und läuft über die Transportzahntrummel W, die, gleichförmig gedreht, den Bausch allmählich aufzehrt. Unterdes schlägt der Stift der Scheibe S auf den Film und zieht diesen aus der Bremsvorrichtung um ein solches Stück heraus, daß der Bausch genau wieder so groß wird wie vorher. Dieses Spiel wiederholt sich immer wieder in gleicher Weise. Damit der Schläger mit jedem Schlag den Film gerade um eine Bildhöhe weiterreißt, sind die Abmessungen so zu treffen, daß in der Umlaufzeit des Schlägers die Trommel W den Film gerade um ein Bild weiter bewegt hat. Das läßt sich erreichen durch die richtige Wahl der Zahnradübersetzung X Y. Gehen auf den Umfang der Trommel n Bilder, so ist das Zahnrad X n-mal so groß zu wählen, wie das Zahnrad Y. Durch den Abstand des Schlägerstiftes von seiner Drehungsachse wird die Geschwindigkeit, mit der die Weiterbewegung des Filmbandes erfolgt, bestimmt.

Der *Nockenapparat* oder die Reibungsscheibe ist der letzte hier zu beschreibende Mechanismus, durch den der Kinofilm absatzweise weiterschaltet wird. Nachstehend (s. Fig. 4) ist diese Vorrichtung

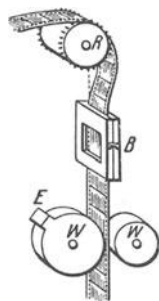


Fig. 4. Die
Reibungsscheibe.

schematisch dargestellt. Oberhalb der Belichtung „Beleuchtung“ (Stelle B, in der der Film gebremst wird) befindet sich die Zahntrummel R, die den Film genau um ein Bild vorwärts bewegt, während die beiden Trommeln W eine Drehung ausführen. Es bildet sich zwischen Bremsvorrichtung und Trommel R ein Bausch, solange der Film in der Bremsvorrichtung festgehalten wird. In unserer Figur besitzt die eine der Trommeln W eine Mantelfläche, deren größerer Teil einen so kleinen Durchmesser besitzt, daß das Filmband zwischen beiden Trommeln W frei herunterhängen kann. In dieser Phase bleibt der Film in der Bremsvorrichtung B in Ruhe. Der

kleinere Teil E des Mantels der einen Trommel W hingegen springt weit vor, so daß er, wenn er wirksam wird, das Band gegen die andere Trommel W drückt, den Film weiterschaltet und den Bausch beseitigt. Der Film wird aus der Bremsvorrichtung heraus um eine Bildhöhe weitergeführt. Nachdem E das Filmband wieder freigegeben hat und dieses in B stillsteht, bildet sich wieder zwischen Trommel R und Bremsvorrichtung B ein Bausch, bis wieder das Mantelstück E in Tätigkeit tritt und den Film um eine Bildhöhe weiterschaltet. Durch geeignete Wahl des Durchmessers der Trommeln W läßt sich die Transportzeit im Verhältnis zur Ruhezeit des Films verringern. Eine Grenze für diese Transportgeschwindigkeit ergibt sich aus der Widerstandsfähigkeit des Filmbandes und Bewegungsmechanismus.

W. Merté.

Näheres s. F. Paul Liesegang, Handb. d. praktischen Kinematographie, Düsseldorf, Ed. Liesegang 1916. C. Forch, Der Kinematograph und das sich bewegende Bild, A. Hartlebens Verlag, Wien und Leipzig 1913.

Kippelektrometer. Das von Wilson angegebene Elektrometer hat seinen Namen daher, daß dem Gehäuse eine verschiedene Neigung gegeben werden kann, wodurch die Empfindlichkeit des Instruments in weiten Grenzen verändert wird. Es gehört zu den Goldblattelektrometern mit einem Goldblatt und einer festen Platte, die auf höhere Spannung aufgeladen wird. Die Platte steht schräg zu dem Goldblatt, so daß dieses beim Neigen des Apparates den mit der Platte gebildeten Winkel ändert. Für das Goldblatt gibt es eine labile Stellung, in deren Nähe die Empfindlichkeit des Instruments am größten ist.

W. Jaeger.

Näheres s. C. T. R. Wilson, Zeitschr. f. Instr. 23, 314; 1903.

Kipthermometer s. Umkippthermometer.

Kirchhoffs kinetische Analogie. Ein sehr dünner, im ungespannten Zustande gerader und prismatischer Stab aus einem vollkommen elastischen Material sei unter der Wirkung von Kräften und Kräftepaaren, die an seinen beiden Enden angreifen, im Gleichgewicht. Die Gleichgewichtsbedingungen für die Schnittmomente, welche auf die Querschnitte des gebogenen und verdrehten Stabes wirken, stimmen nach Kirchhoff mit den Bewegungsgleichungen eines schweren, starren Körpers überein, der sich um einen festen Punkt dreht. Bei dieser Analogie entspricht das Gewicht des Körpers der am Stabende angreifenden Kraft, die Zeit der längs der Stabachse gemessenen Bogenlänge, die Hauptträgheitsmomente des rotierenden Körpers der Biegungs- bzw. Torsionssteifigkeit des Stabes. Die Winkelgeschwindigkeiten des Körpers um seine Trägheitshauptachsen entsprechen den beiden Hauptkrümmungen und dem Drall des Stabes. Diese Analogie kann unter gewissen Voraussetzungen auch auf Stäbe ausgedehnt werden, die von Hause aus gekrümmt sind.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (deutsch von Timpe). Leipzig 1912. Kap. XIX.

Kirchhoffsche Formel für den Kreisplattenkondensator. Die Kapazität eines Kreisplattenkondensators ist von Kirchhoff unter Berücksichtigung der Randwirkung und der Plattendicke berechnet worden. Für Platten von sehr großem Durchmesser R und geringer Entfernung a ist die Kapazität im Vakuum:

$$C = R^2/4 \cdot a.$$

Ein Kondensator, dessen eine Platte geerdet ist

und dessen Plattendicke gleich Null gesetzt wird, hat im Vakuum die Kapazität

$$C_g = c_{12} + R/\pi = R^2/4a + \frac{R}{4\pi} \left(\ln \frac{16\pi R}{a} + 1 \right).$$

Die Teilkapazität c_{12} ist daher (s. unter Kapazität)

$$c_{12} = \frac{R^2}{4 \cdot a} + \frac{R}{4\pi} \left(\ln \frac{16\pi R}{a} - 3 \right).$$

Sind die Platten nicht geerdet, so lautet die Formel:

$$C = c_{12} + \frac{R}{2 \cdot \pi} = \frac{R^2}{4 \cdot a} + \frac{R}{4\pi} \left(\ln \frac{16\pi R}{a} - 1 \right).$$

Das Verhältnis a/R ist dabei als sehr klein angenommen.

Für genauere Berechnungen, bei denen die endliche Dicke d der Platten berücksichtigt werden muß, die aber klein gegen den Abstand a ist, muß an Stelle des Ausdrucks

$$\ln \frac{16\pi R}{a}$$

gesetzt werden

$$\ln \frac{16\pi(a+d)R}{a^2} + \frac{d}{a} \ln \frac{a+d}{d}.$$

R. Jaeger.

Kirchhoffsche Konstanten s. Elastizitätskonstanten.

Kirchhoffsche Regeln. Sie sind eine Spezialisierung der Maxwellschen Gleichungen für den stationären Zustand und geben die Stromverteilung in aus linearen Leitern zusammengesetzten und verzweigten Netzen. Sie lauten:

1. In jedem Verzweigungspunkt ist die Summe der zufließenden Ströme gleich der Summe der abfließenden.
2. In jedem geschlossenen Leiterkreis ist die Summe aller Ohmschen Spannungsabfälle gleich der Summe der elektromotorischen Kräfte.

Als Schulbeispiel der Kirchhoffschen Regeln kann die Wheatstonesche Brücke (s. d.) und die Theorie der Kettenleiter angesehen werden.

R. Pohlhausen.

Kirchhoffsche Waage. Die zur Spannungsmessung dienende Waage ist ein Schutzringelektrometer (s. d.), das aber als zweiarmige Waage ausgebildet ist. Die Nullstellung wird durch einen elektrischen Kontakt angezeigt. Die Waage ist zur Messung höherer Spannungen geeignet (von 1000 Volt aufwärts).

W. Jaeger.

Kirchhoffsches Gesetz. Das Verhältnis von Emissionsvermögen und Absorptionsvermögen ist für alle Temperaturstrahler (s. d.) für gleiche Wellenlänge und Temperatur eine Konstante und gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers (s. d.). Vgl. auch Strahlungsgesetze.

Gerlach.

Näheres s. Kirchhoff, Ostwalds Klassiker. Bd. 100.

Klang ist eine spezielle Art von Schall (s. d.). Im physikalischen Sinne des Wortes ist ein Klang eine komplizierte periodische Bewegung des („klingenden“) Körpers, im psychologischen Sinne die Schallempfindung, die durch diese periodische Bewegung verursacht wird. In dem Spezialfall, daß die periodische Bewegung sinusförmig ist, geht der Klang über in einen Ton (s. d.). Ist die Bewegung dagegen nicht mehr periodisch, so entsteht ein Geräusch (s. d.).

Da jede beliebige periodische Bewegung nach dem Fourierschen Satz in eine Summe von Sinus-

schwingungen verschiedener Perioden zerlegt werden kann und da das Gehör die Fähigkeit besitzt, die entsprechende Analyse auszuführen, so ist ein Klang physikalisch und psychologisch eine Summe von Tönen verschiedener Höhe.

Einen musikalischen Klang oder kurzweg Klang oder Einzelklang erhält man, wenn irgend eine Note auf irgend einem Instrument angegeben wird. Wird z. B. eine Taste auf dem Klavier angeschlagen, so hört man mehrere Töne, von denen der eine allerdings der bei weitem stärkste und vorherrschende ist, so daß man ohne genauere Aufmerksamkeit die übrigen leicht überhört. Im allgemeinen ist dieser stärkste Ton auch der tiefste, und seine Höhe bestimmt die Höhe des ganzen Klanges. Man bezeichnet ihn als den Grundton und die übrigen als seine Obertöne. Zusammenfassend bezeichnet man alle Töne eines Klanges als seine Teiltöne oder Partialtöne. Unter diesen kann es auch Untertöne geben, z. B. bei der Glocke (s. d.), wo der stärkste Ton, der dem ganzen Klange seinen Stempel aufdrückt, nicht der tiefste ist. Ob man in solchen Fällen den tiefsten oder den stärksten Ton als Grundton bezeichnet und im zweiten Falle von Untertönen spricht, ist im übrigen ziemlich gleichgültig. Sind die Schwingungszahlen der Obertöne ganzzahlige Vielfache der Schwingungszahl des Grundtones, so bezeichnet man die Obertöne als harmonische, andernfalls als unharmonische. Man spricht auch von der Ordnungszahl der einzelnen Partialtöne, der Grundton ist der Partialton nullter Ordnung, während die Obertöne der Reihe nach mit den Ordnungszahlen 1, 2, 3 ... bezeichnet werden.

Wird dieselbe Note gleich laut auf verschiedenen Instrumenten gespielt, so hört man doch noch einen Unterschied heraus, da sich die Klänge verschiedener Instrumente aus verschiedenen Partialtönen zusammensetzen. Diese Eigentümlichkeit des Klanges, die also durch das ihn erzeugende Instrument bedingt ist, bezeichnet man als Klangfarbe. Die Klangfarbe ist bei gegebenem Grundtone bestimmt durch die Anzahl und die relative Lage und Stärke der in dem Klange enthaltenen Obertöne in bezug auf den Grundton. Besonders eigenartig liegen die Verhältnisse bei den Vokalklängen (s. Vokale). Gezupfte Saiten geben viele und starke Obertöne, sie klingen scharf und hell (spitz, klimpernd usw.), gedackte Pfeifen geben Klänge mit sehr wenigen und schwachen Obertönen, sie klingen dumpf und weich. Ob das eine oder andere der Fall ist, sieht man aus der Form der Klangwelle. Auf der anderen Seite können freilich sehr verschieden gestaltete Schwingungsformen doch die gleiche Klangfarbenempfindung auslösen, da dieselbe unabhängig ist von der Phase, mit der die einzelnen pendelförmigen Schwingungen zusammentreffen, während die Form der resultierenden Schwingung von den relativen Phasen der Partialschwingungen abhängig ist. Phasenunterschiede zwischen den einzelnen Partialtönen eines Klanges vermag das Ohr also nicht herauszuhören (s. Phaseneinfluß auf Klangfarbe und Resonanztheorie des Hörens).

Außer durch ihre Farbe können sich zwei Klänge noch durch ihre Höhe und ihre Stärke unterscheiden. Freilich ist eine strenge Definition, namentlich der Klanghöhe, schwierig. Man identifiziert sie in der Regel mit der Höhe des Grundtones (s. Ton und Schallintensität).

S. auch Schallregistrierung und Sichtbarmachung von Schallschwingungen. *E. Waetzmann.*

Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Klanganalyse. Sie besteht in der Zerlegung eines Klanges in seine Partialtöne (s. Klang) auf Grund des Ohmschen Gesetzes (s. d.). Schon das bloße Ohr ist befähigt, Klanganalyse auszuüben (s. Resonanztheorie des Hörens), indem es bei genügender Aufmerksamkeit und Übung die einzelnen Partialtöne eines Klanges heraus hört. Sehr wesentlich kann es hierbei durch Anwendung von Luftresonatoren (s. d.) unterstützt werden. Hat man eine große Menge von verschiedenen abgestimmten Resonatoren, und fällt die Klangwelle auf sie auf, so sucht sich jeder Resonator gewissermaßen seinen Eigenton aus dem Klange heraus und tönt auf ihn mit. Es kommen also alle diejenigen Resonatoren zum Vorschein, deren Eigentöne in dem zu untersuchenden Klange als Partialtöne enthalten sind.

Die Methode der Klanganalyse durch Resonanz kann aber auch objektiviert werden, indem z. B. die Luftresonatoren mit manometrischen Flammen (s. Flammenapparat von König) verbunden werden.

Singt man einen Vokal bei abgehobenem Dämpfer in ein Klavier hinein, so hat der aus dem Klavier herauskommende Klang wieder den Charakter des betreffenden Vokales, denn alle die Saiten tönen mit, deren Eigentöne den Vokal bilden, und zwar in ungefähr dem richtigen Intensitätsverhältnis.

Ein anderes Verfahren zur Klanganalyse, das dem durch Resonanz gewissermaßen entgegengesetzt ist, besteht darin, daß durch Interferenz (s. d.) beliebige Partialtöne der Reihe nach ausgelöscht werden und so geprüft wird, welche Partialtöne überhaupt vorhanden sind. Mit dieser Methode hat C. Stumpf große Erfolge beim Studium der Sprachlaute (s. d.) erzielt.

Für objektive quantitative Zwecke pflegt man die Schwingungsform des zu analysierenden Klanges auf irgend eine Weise aufzuzeichnen (s. Schallregistrierung) und die so gewonnene Kurve auf Grund des Fourierschen Satzes zu zerlegen, wofür man noch sehr bequem arbeitende Hilfsapparate (harmonische Analysatoren) benutzen kann. Grützmacher und E. Meyer haben eine Methode der automatischen Klanganalyse ausgearbeitet, bei der dem zu analysierenden Klange ein den ganzen Tonbereich kontinuierlich durchlaufender Ton überlagert wird. Nähert sich der Ton einem Partialton des Klanges, so entstehen Schwebungen, die durch Gleichrichtung in Differenztöne umgewandelt und dann registriert werden.

E. Waetzmann.

Näheres s. Müller-Pouille's Lehrbuch der Physik, Akustikband. Braunschweig 1929.

Klangfarbe s. Klang und Phaseneinfluß.

Klangfiguren s. Chladnische Klangfiguren.

Klangverwandtschaft. Nach Helmholtz sind zwei Einzelklänge um so enger „verwandt“, je mehr und je kräftigere Partialtöne beide Klänge gemeinsam haben. Die meisten gemeinschaftlichen Partialtöne haben (abgesehen vom Einklang) zwei Klänge, deren Grundtöne im Oktavenverhältnis (s. Intervall) zueinander stehen. Sämtliche Teiltöne des höheren Einzelklanges fallen hier mit Teiltönen des tieferen zusammen. Die Wiederholung einer Melodie in einer höheren Oktave ist also nach Helmholtz eine wirkliche Wiederholung von schon Gehörtem, zwar nicht des Ganzen, aber doch eines Teiles. Das Prinzip der Klangverwand-

tschaft spielt in der Theorie der Konsonanz (s. d.) und Dissonanz eine große Rolle. *E. Waetzmann.*

Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Klarinette s. Zungeninstrumente.

Klavier (Tonumfang A_2 bis c_5). Die Saiten der modernen Hammerklaviere werden mit weichen Klöppeln angeschlagen. Die Saiten sind in den tiefen Oktaven besponnene Darmsaiten, in den höheren Stahlsaiten. Jede Note wird nicht durch eine, sondern mehrere (meist drei) gleichgestimmte Saiten erzeugt. In der mittleren Lage der Tonskala liegt die Anschlagstelle in der Regel auf $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{8}$ der Saitenlänge von dem einen Ende der Saite entfernt, in den höheren Lagen oft noch näher am Ende, um den Klang heller zu machen. Die Saitenschwingungen werden durch Vermittlung des hölzernen Resonanzbodens auf die Luft übertragen.

S. auch Saitenschwingungen und Platten-schwingungen.

Das Klavier hat den schweren grundsätzlichen Mangel, daß wegen der beschränkten Zahl der bequem unterzubringenden Tasten temperierte Stimmung (s. Tonleiter) angewandt werden muß. Hierdurch trägt es bei seiner weiten Verbreitung zur systematischen Abstumpfung des Gehörs gegen Unreinheiten in erster Linie bei.

Je nach der äußeren Form hat das Klavier verschiedene Namen. In aufrecht stehender Form heißt es Pianino, in Tafelform Pianoforte und in Flügel- oder langgestreckter Form Flügel. Von ähnlichen Instrumenten seien noch genannt das Spinett (älteres Instrument) und das Cymbal (in ungarischen Kapellen). *E. Waetzmann.*
Näheres s. R. Hofmann, Die Musikinstrumente. Leipzig 1903.

Kleben der Elektronen. Wenn in einem Gasraum befindliche langsame Elektronen gegen elektropnegative Gase stoßen, so werden sie von diesen eingefangen oder bleiben an ihnen „kleben“ (s. auch Elektronenstoß). Ebenso bleiben Elektronen vielfach an festen oder flüssigen Oberflächen kleben, an die sie geraten. Beides hat zur Folge, daß der Gasraum an freien Elektronen verarmt. Sind also die Elektronen Träger eines bestimmten Stromes, so müssen dauernd neue Elektronen nachgeliefert werden, wenn die Stromstärke aufrecht erhalten werden soll. Der Mechanismus dieser Nachlieferung besteht darin, daß infolge der Elektronenverarmung die Spannung im Gasraum so lange steigt, bis die übrig bleibenden Elektronen eine solche Geschwindigkeit erlangen, daß sie durch Stoß ebenso viele neue Elektronen zu bilden vermögen wie verschwinden. Die Spannungserhöhung liefert also die für die Bildung nötige Energie. Darnach ist das Kleben der Elektronen die wichtigste Ursache des Energieverbrauches in den Gasentladungen. Wird es durch Verwendung von Gasen, in denen die Elektronen nicht kleben (Edelgase, Metallgase) und durch Entfernung der festen Gefäßwände aus der Entladungsbahn beseitigt, so lassen sich Entladungen schon mit sehr geringem Energieaufwand aufrecht erhalten. *Güntherschulze.*

Kleistsche Flasche s. Leidener Flasche.

Klemmenspannung s. Elektromotorische Kraft.

Klemmenspannung einer Dynamomaschine. Die an den Polen (Klemmen!) einer Dynamomaschine meßbare Spannung.

Ihre Größe hängt in erster Linie von der EMK ab, welche die Maschine erzeugt; diese letztere ist im allgemeinen wiederum wesentlich verschieden von jener EMK, welche die Maschine entwickeln würde, wenn man sie völlig entlastete (Leerlaufspannung!).

Zu der induzierten Spannung ist unter Berücksichtigung seiner Phase der sog. Spannungsabfall vektoriell zu addieren, um die Klemmenspannung zu erhalten. Man rechnet hierbei aus Zweckmäßigkeitgründen in der Technik meist getrennt mit Ohmschen Abfällen (Resistanzspannung!) und induktiven Abfällen (Reaktanzspannung) an Stelle der direkten Einführung der Impedanz in die überwiegend graphisch durchgeführte Rechnung. Kapazitätswirkungen sind bei Maschinenberechnungen selten zu berücksichtigen. Bei Gleichstrommaschinen fällt außerdem der Phasenbegriff fort.

Die Berechnung der induzierten EMK einer beliebigen Dynamomaschine beliebiger Stromart geht stets auf das bekannte Induktionsgesetz

$$e = -n \cdot \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ V}$$

zurück, wenn es auch in der Praxis häufig in zwei äußerlich völlig verschiedenen Formen benützt wird, je nachdem ein zeitlich unveränderliches Feld die induzierten Leiter schneidet (Bewegungsinduktion!) oder ein örtlich festes, mit den Leitern verkettetes Feld sich periodisch mit der Zeit ändert (statische Induktion!).

Geht man von der Tatsache aus, daß ein wesentlicher Unterschied zwischen den Wirkungen dynamischer und statischer Ummagnetisierung nicht besteht, so kann man sämtliche in der Elektrotechnik gebräuchliche Spannungsformeln auf die Form bringen

$$E = k \cdot f \cdot Z_s : \Phi_p \cdot 10^{-8} \text{ V.}$$

Hierin bedeutet

- E... bei Wechselstrommaschinen den Effektivwert der erzeugten EMK., bei kommutierenden Gleichstrommaschinen den Mittelwert der sehr schwach pulsierenden EMK.
 k... eine Konstante, die bei allen Wechselstrommaschinen stark abhängig ist von der Wicklungsart des induzierten Maschinenteiles und der räumlichen Verteilung des Kraftflusses am Ankerumfang; bei Gleichstrommaschinen ist sie gleich 2 für sämtliche gebräuchliche Wicklungsarten.
 f... die sekundliche Periodenzahl der zyklischen Ummagnetisierung. Geht diese statisch vor sich, so bedarf der Begriff keiner weiteren Erläuterung. Handelt es sich um dynamische Induktion, so gilt hierfür die einfache Beziehung $f = \text{sekundliche Umlaufzahl} \times \text{Anzahl der Polpaare der Maschine}$.
 Z_s ... die Anzahl der pro Stromzweig in einer Maschine in Serie geschalteten induzierten Stäbe; bei Transformatoren und Drosselspulen wird hierfür sinngemäß die Windungszahl gesetzt.
 Φ_p ... bei dynamischer Induktion in der Regel den gesamten zeitlich konstanten Kraftfluß eines Maschinenpoles, bei Wechselstrommaschinen mit Kommutator den zeitlichen Maximalwert, bei statischer Induktion (Transformatoren) stets den letzteren.

Denkt man sich den gewöhnlichen Trommelanker einer Gleichstrommaschine in seinem Magnetfeld

rotierend, so gibt für sinusförmige Verteilung des Kraftflusses eines Poles am Ankerumfang die folgende Tabelle eine Vorstellung von der Veränderlichkeit der Maschinenkonstanten k:

$$E_{\text{Gleichstrom}} = 2 \cdot f \cdot \Phi_p \cdot Z_s \cdot 10^{-8} = 100 \text{ V}$$

$$E_{\text{Einphasenstrom}} = 1,42 \cdot f \cdot Z_s \cdot \Phi_p \cdot 10^{-8} = 71 \text{ V}$$

$$E_{\text{Dreiphasenstrom}} = 1,84 \cdot f \cdot \frac{2}{3} \cdot Z_s \cdot \Phi_p \cdot 10^{-8} = 61,2 \text{ V.}$$

$$E_{\text{Vierphasenstrom}} = 2,02 \cdot f \cdot \frac{1}{4} \cdot Z_s \cdot \Phi_p \cdot 10^{-8} = 50,5 \text{ V.}$$

Die Zahlenwerte $\frac{2}{3}$ und $\frac{1}{4}$ ergeben sich aus der Tatsache, daß mit Z_s die Anzahl der für Gleichstromentnahme in Serie geschalteten Leiter bezeichnet wurde.

Für den praktisch wichtigsten Fall der Dreiphasenmaschinen schwankt k zwischen 2,22 und 1,84.

Die Ohmschen Abfälle (Resistanzspannungen) einer Maschine, gleichviel ob Motor oder Generator, werden nach den bekannten Grundgesetzen über den Widerstand metallischer Leiter berechnet, wobei die Widerstandszunahme mit der Temperatur eine besondere Beachtung finden muß. Im Betrieb mit Vollast dürfen die Ohmschen Widerstände z. B. bei Maschinen mit Kupferwicklung und mit in Lack getränkter Baumwollisolation im Durchschnitt nicht um mehr als 20% der Widerstandswerte steigen, die bei kalter Maschine gemessen wurden, da sonst eine Beschädigung der Isolation durch allzu hohe Temperaturen zu befürchten ist. Bei hoher Stromstärke je Leiter, z. B. bei Drehstromgeneratoren sehr großer Leistung, ist ferner noch die scheinbare Widerstandsvermehrung durch Wirbelströme im Kupfer unbedingt zu beachten.

Die induktiven Abfälle (Reaktanzspannungen!) der Wechselstrommaschinen sind wesentlich schwieriger vorzuberechnen, da es sich bei ihnen im wesentlichen um die Wirkung von magnetischen Wechselfeldern handelt, die zu einem erheblichen Teil durch die Luft verlaufen auf Bahnen, die nur sehr näherungsweise angenommen werden und außerdem mit der Belastung sich ändern können.

Die Reaktanzspannungen spielen eine sehr wichtige Rolle beim Entwurf der asynchronen Drehstrommotoren, deren Verhalten im Betrieb durch sie bestimmt wird, desgleichen beim Parallelarbeiten oder Kurzschließen großer Wechselstromgeneratoren und Transformatoren.

E. Rother.

Näheres s. Pichelmayer, Dynamobau (Handb. der Elektrotechnik V).

Klemmenspannung galvanischer Elemente. Von der elektromotorischen Kraft einer stromliefernden Zelle zu unterscheiden ist, wie bei der elektrotechnischen Maschine, ihre Klemmenspannung, welche um den Betrag der mit dem inneren Widerstand multiplizierten Stromstärke kleiner ist. Nur im stromlosen Zustande wird daher an den Klemmen der Zelle die elektromotorische Kraft gemessen, also nur nach einer Kompensationsmethode, oder mit großer Näherung mittels elektrostatischer Voltmeter.

H. Cassel.

Klepsydra s. Geschossgeschwindigkeit.

Klimaänderungen. Im Laufe der Erdgeschichte haben sich große Änderungen des Klimas vollzogen, wie u. a. aus den Befunden fossiler Pflanzen und Tiere hervorgeht. Eine ausreichende Erklärung hat sich bisher noch nicht geben lassen, doch sind verschiedene, namentlich kosmische Ursachen dafür angenommen worden, von denen erwähnt seien:

1. Änderungen in der Wärmestrahlung der Sonne. 2. Änderungen in der Schiefe der Ekliptik. 3. Änderungen in der Exzentrizität der Erdbahn. 4. Änderungen der Lage der Erdbahn. 5. Ortsveränderungen der Erdpole. 6. Unterschiede in der Dauer der Jahreszeiten. Diese letztere Ursache liegt namentlich den Theorien von Adhémar, J. Croll und R. Ball zugrunde. Auf Änderungen in den Eigenschaften der Atmosphäre glauben L. de Marchi und S. Arrhenius die Klimaänderungen zurückführen zu können (s. auch Eiszeit).

Klimaänderungen in historischer Zeit sind vielfach auf Grund alter Berichte angenommen worden, bei deren Deutung man jedoch sehr vorsichtig sein muß, weil die berichteten Änderungen der Anbau- oder Wasserverhältnisse häufig anderen Einflüssen als dem Klima zuzuschreiben sind. Auch hat sich in keiner kritisch bearbeiteten langjährigen Reihe von meteorologischen Beobachtungen eine fortschreitende Änderung irgend eines klimatischen Elementes feststellen lassen.

Dagegen scheint es, daß Schwankungen der klimatischen Elemente um einen mittleren Zustand tatsächlich vorkommen. Insbesondere hat E. Brückner eine 35jährige Periode der Klimaschwankungen wahrscheinlich gemacht, deren Ursachen jedoch noch nicht aufgeklärt sind.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann, Handbuch der Klimatologie. 3. Aufl., 3 Bände. 1908—1911.

Klimatologie. Begriffsbestimmung. Unter Klima verstehen wir die Gesamtheit der meteorologischen Erscheinungen, welche den mittleren Zustand der Atmosphäre an einem gegebenen Ort charakterisieren. Die Klimatologie betrachtet im Gegensatz zu der Meteorologie (im engeren Sinne) nicht die Einzelercheinungen in der Atmosphäre, sondern sie untersucht und beschreibt deren durchschnittliche oder mittlere Zustände an den verschiedenen Punkten der Erdoberfläche, namentlich in ihren Beziehungen zum organischen Leben. Sie bedient sich weniger der physikalischen als der geographischen Betrachtungsweise und benützt zudem in weitem Umfange statistische Berechnungsmethoden. Während die Meteorologie ihrer Natur nach mehr theoretisierend ist, liegt das Hauptgewicht der Klimatologie in der Beschreibung und der Schilderung des Zusammenwirkens der einzelnen klimatischen Elemente an einer Stelle der Erde. Eine scharfe Trennung beider Wissensgebiete ist aber nicht durchzuführen.

Arbeitsmethoden. Bei klimatologischen Untersuchungen handelt es sich im wesentlichen um Bearbeitung der meteorologischen Einzelbeobachtungen nach gewissen Gesichtspunkten, unter denen die Erzielung einer Vergleichbarkeit der berechneten Zahlenwerte mit anderen, für den gleichen Ort, und mit analogen, für andere Orte berechneten, an erster Stelle steht. Kritik des vorliegenden Beobachtungsmaterials, Bildung von Mittelwerten und Summen, Ermittlung der absoluten Extreme, Berechnung von mittleren Extremen, Abweichungen und Änderungen, Bestimmung der Häufigkeit gewisser meteorologischer Erscheinungen usw. bilden die Hauptarbeit bei der Anfertigung klimatischer Monographien für einzelne Orte. Darüber hinaus jedoch führt die Ermittlung von Zusammenhängen der einzelnen klimatischen Elemente, die Erklärung bestimmter Klimatypen und die Feststellung der Gründe für deren Beschränkung auf gewisse Ge-

biete der Erdoberfläche zu zahlreichen anderen Methoden der wissenschaftlichen Forschung.

Bestandteile des Klimas. Das wichtigste klimatische Element ist die Temperatur, zu deren Charakterisierung zahlreiche mittlere Zahlenwerte für die einzelnen Monate wie für das Jahr erforderlich sind. Als wesentlichste seien genannt: Die Temperaturen der einzelnen Tageszeiten und des Tagesdurchschnittes, periodische und aperiodische tägliche Temperaturschwankung, mittlere Extreme, mittlere Schwankung, absolute Extreme, Veränderlichkeit der Tagestemperatur. Von weiteren klimatischen Elementen seien genannt: Erster und letzter Frost, Zahl der Eis-, Frost- und Sommertage, Bodentemperatur, absolute und relative Feuchtigkeit, Bewölkung, Zahl der heiteren, trüben und Nebeltage sowie Dauer des Sonnenscheins, Menge der Niederschläge, Zahl der Niederschlags-, Schnee-, Hagel- und Gewittertage, erster und letzter Schneefall, Luftdruck, Windrichtung und Windstärke. Außer diesen Elementen meteorologischer Natur kommen für das Klima eines Ortes noch klimatische Faktoren geographischer Natur in Betracht, vor allem die geographische Breite, die Lage zum Meere, die Höhe über dem Meeresniveau, die physische Beschaffenheit der Erdoberfläche, deren Neigung zum Horizont und ihre Beziehung zur näheren Umgebung, ihr Pflanzenkleid usw.

Darstellungsmethoden. Die Ergebnisse klimatologischer Untersuchungen werden meist in der Form von Tabellen zusammengestellt und entweder in einzelnen Monographien (vielfach als Doktor-Dissertationen und Schulprogramme) oder in den umfangreichen Tabellenwerken der meteorologischen Zentralanstalten veröffentlicht, die in jedem Kulturstaat alljährlich erscheinen. Zahllose kleinere klimatologische Darstellungen oder Auszüge aus größeren Werken finden sich in der Meteorologischen Zeitschrift, meist aus der Feder von J. Hann. Neben der tabellarischen Form spielt jedoch die kartographische in der Klimatologie eine wichtige Rolle. Die Eintragung vergleichbarer klimatischer Daten in eine geographische Karte und Verbindung der gleichen Zahlenwerte durch Linien führt unter weitgehender Zuhilfenahme der Interpolation zur Konstruktion von Karten gleicher Zahlenwerte (Isarithmen-Karten), deren Wert darauf beruht, daß sie mit einem Blick die geographische Verteilung des betreffenden klimatischen Elementes zu erfassen gestatten. Insbesondere kommt den Isobaren- (s. d.) und Isothermen (s. d.) Karten eine besondere physikalische Bedeutung zu.

Einteilung der Klimate. Das Klima jedes einzelnen Landes, ja jedes Ortes zeigt uns die klimatischen Elemente in immer neuer, mannigfaltiger Verbindung. Dies im einzelnen zu verfolgen ist Aufgabe der speziellen Klimakunde. Doch lassen sich aus der großen Menge der Einzelklimate gewisse Kategorien herausheben, die in großen Zügen manche Übereinstimmung zeigen. Dies gilt vor allem von der zonenförmigen Anordnung der Klimate zwischen Äquator und den Polen, die am reinsten in dem solaren Klima zum Ausdruck kommt, das auf der Erde herrschen würde, wenn keine Atmosphäre und kein Wasser vorhanden wäre. Dann würden die Wärmezonen mit den durch Wende- und Polarkreise abgegrenzten Strahlungszonen zusammenfallen. Durch das Vorhandensein der Atmosphäre und die Ungleichförmigkeit der

Erdoberfläche, namentlich durch die unregelmäßige Verteilung von Wasser und Land, wird das solare in das physische Klima übergeführt und die mathematische Abgrenzung der tropischen, gemäßigten und polaren Klimagürtel modifiziert. Das verschiedene Verhalten von Wasser und Land zu den einzelnen klimatischen Elementen, vor allem zu den Temperatureinflüssen, kommt recht deutlich in dem Gegensatz zwischen Land- und Seeklima zum Ausdruck. Eine weitere Hauptform des physischen Klimas ist das Höhenklima, dessen wichtigste Eigentümlichkeiten geringerer Luftdruck und geringere Temperatur, aber größere Intensität der Sonnenstrahlung sind. Neben diese Hauptgruppen treten noch Klimatypen zweiter Ordnung, von denen Küsten-, Wald-, Steppen- und Wüstenklima ihre Bezeichnung von der physischen Beschaffenheit der betreffenden Länderstriche erhalten haben. Als Passat- bzw. Monsunklima dagegen bezeichnet man die klimatischen Erscheinungen, welche durch das Vorherrschenden der Passat- (s. d.) und Monsunwinde (s. d.) verursacht werden.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann, Handbuch der Klimatologie. 3. Aufl., 3 Bände. 1908—1911.

Klirrtöne können entstehen, wenn ein tönender fester Körper mit einem anderen festen Körper in lose Berührung gebracht wird. Besonders kräftig treten sie beispielsweise auf, wenn man mit dem Stiele einer stark tönenden Stimmgabel eine Tischplatte oder eine Fensterscheibe lose berührt. Die Schwingungszahlen der Klirrtöne betragen $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, ... der Schwingungszahl des Grundtones der Gabel, sind also harmonisch und werden oft als Untertöne (s. d.) bezeichnet. Ihre Entstehungsweise ist nicht ganz einfach zu übersehen. Der Gabelstiel soll beim Stoß gegen die Platte einen Rückstoß erleiden, durch den die Gabel ein wenig gehoben wird, so daß sie jetzt nur bei jeder 2., 3., 4. ... Schwingung die Platte wieder berührt.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. Knapman, Proc. Roy. Soc. 74, 1904.

Klopfen s. Antidetonatoren.

Klopfende s. Antiklopfmittel.

Knall ist eine spezielle Art von Schall (s. d.). Man neigt jetzt zu der Annahme, daß eine Knallempfindung zustande kommt, wenn das Ohr nicht von einer allmählich sich ändernden, sondern plötzlich in voller Stärke einsetzenden Verdichtung oder Verdünnung getroffen wird. Das Bild der Schallwelle würde dann eine steil abfallende Vorderfront zeigen, und der Empfindungseindruck soll sich um so mehr einer ausgesprochenen Knallempfindung nähern, je steiler der Abfall ist. Diese Annahme hat manche Berührungspunkte mit einer von Lummer (1905) aufgestellten Theorie des Knalles.

O. Abraham beschreibt in einer 1919 veröffentlichten Arbeit Beobachtungen, die er an einer Sirenscheibe über Knalle gemacht hat. Beim Anblasen einer Lochsirene wird der betreffende Ton bei genügend kurzer Dauer von einem (tieferen) Knall („Tonknall“) begleitet, der auch dann noch übrig bleiben soll, wenn der Ton durch Interferenz vernichtet ist. Wird nur ein einzelnes Loch angeblasen, so entsteht nur ein Knall („Einlochknall“). An den beobachteten Knallen ist eine bestimmte Tonhöhe erkennbar; sie hängt von der Erregungsdauer ab. Der Sirenenknall entsteht überhaupt nur dann, wenn die Erregungsdauer genügend klein ist, etwa $\frac{1}{150}$ sec nicht überschreitet.

S. auch Kopfwelle, Mündungsknall und Explosion.

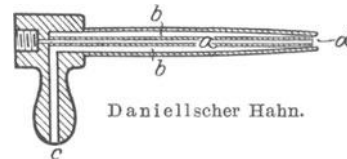
E. Waetzmann.

Näheres s. v. Hensen, Pflügers Archiv f. d. ges. Physiologie, 119, 1907.

Knallfunken. Die Funken der mit langsamen Resonanzfunken (50 Perioden) arbeitenden Braunschensender.

A. Meißner.

Knallgasgebläse. Beim Knallgasgebläse wird, um möglichst hohe Temperaturen zu erhalten, einer Wasserstoffflamme statt der gewöhnlichen, Stickstoffballast enthaltenden Verbrennungsluft ein Sauerstoffstrom zugeführt. Fig. 1 zeigt das ursprüngliche Modell eines solchen Gebläsebrenners (Daniellscher Hahn) im Längsschnitt, bei dem der



Sauerstoff durch das konzentrische Innenrohr a dem aus b ausströmenden Wasserstoff an der Mündung zugeführt wird. (Bezüglich neuerer Gebläseschmelzbrenner vgl. Handbuch der Physik XI, S. 350). Die Temperatur der Wasserstoff-Sauerstoffflamme wurde lange Zeit außerordentlich überschätzt. Wegen des wärmeverbrauchenden Zerfalls (Dissoziation) des aus der Knallgasflamme entstehenden Wasserdampfs bei hohen Temperaturen wird die thermochemisch mögliche maximale Flammentemperatur von 3400° auch für die günstigste Mischung ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) bei weitem nicht erreicht. Hinzu kommt, daß man meist zur Abschwächung der Oxydationsgefahr, sowie zur Verminderung der außerordentlich hohen Rückzündungsgeschwindigkeit dieser Flamme einen erheblichen Überschuß an ausgleichend wirkendem Wasserstoff (bei modernen Wasserstoff-Sauerstoff-Schweißbrennern bis 4H_2 auf 1O_2) zusetzen muß, was die verwertbare Flammentemperatur bis auf etwa 2000° herabsetzt.

C. Müller.

Knallgasvoltmeter. Ein Wasservoltmeter (s. d.), bei dem das Volumen des bei der Zersetzung gebildeten Knallgases gemessen wird. Die Gasmenge muß unter Berücksichtigung des Drucks (Barometerstand und Höhe der Wassersäule), der Temperatur und des Feuchtigkeitsgrades auf den Normalzustand reduziert werden. Die Elektroden sind bei diesem Voltmeter dicht beieinander angebracht, so daß man noch verhältnismäßig hohe Stromstärken messen kann. Das Gas wird in einer kalibrierten zylindrischen Röhre aufgefangen, in der sich auch die Elektroden befinden. Ist v_0 das auf 760 mm Quecksilberdruck und 0° reduzierte Knallgasvolumen, t die Zeit in Sek., so berechnet man den Strom i nach der Formel $i = 5,75v_0/t$ Ampere (s. auch Wasserstoffvoltmeter).

W. Jaeger.

Knallwelle s. Stoßwelle.

Knickfestigkeit s. Stabilität elastischer Systeme.

Knien der Magnetisierungskurve heißt die Biegung, mittels deren der steil ansteigende Teil der Magnetisierungskurve (s. d.) in den flach ansteigenden übergeht. Unter Umständen, namentlich bei magnetisch sehr weichen Materialien, ist die Biegung ziemlich scharf, nahezu rechtwinkelig, während sie bei härterem Material, namentlich bei gehärtetem Stahl, nur wenig ausgeprägt erscheint.

Gumblich.

Knoten. In der Meereskunde und Schifffahrtstechnik übliches Geschwindigkeitsmaß, das einzige

Beispiel eines eigenen Namens für die Geschwindigkeitseinheit. 1 Knoten = 1 Seemeile (1852 m) pro Stunde = 0,51 m pro Sek. *O. Baschin.*

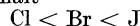
Knoten s. Planetenbahn.

Knotenpunkt s. Gaußsche Abbildung.

Knudseneffekt s. Hochverdünnte Gase.

Koagulation. Die dispersen Systeme stellen labile Gleichgewichtszustände dar, die nur geringer Anstöße bedürfen, damit die Teilchen zusammentreten und sich absetzen. Dieser Vorgang heißt Koagulation oder Flockung. Da es die elektrische Ladung ist, welche den dispersen Zustand ermöglicht, indem sie bei den thermischen Zusammenstößen die Verschmelzung der Teilchen verhindert, so besteht die einfachste Methode der Koagulation darin, die Ladung herabzusetzen. Dies geschieht durch Ionen, welche eine den Teilchen entgegengesetzte Ladung tragen. Da man mit einem Elektrolyten mindestens zwei Ionen einführt, so werden die den Teilchen gleichgeladenen Ionen stets eine die Koagulation hemmende Wirkung ausüben. Als Summe der Wirkungen der beiden Ionen erhält man mit steigender Elektrolytkonzentration einen bestimmten Grenzwert oder Flockungswert, bei dem zuerst Anzeichen der Flockung (Trübung, auch Farbumschlag) auftreten. Der Flockungswert hängt aber in hohem Maße von gleichzeitig anwesenden anderen Ionen, Nichtelektrolyten, sowie anderen Kolloiden ab, welche den Flockungswert entweder herabsetzen, das ursprüngliche Kolloid sensibilisieren, oder den Flockungswert erhöhen: das Kolloid schützen. Besonders eiweißartige Kolloide (Gelatine) besitzen die Fähigkeit, andere gegen Elektrolyte zu schützen (s. unter Goldzahl).

Die einzelnen Ionen haben eine sehr verschiedene flockende Kraft. Sie geht mit der Adsorbierbarkeit des Ions parallel. Hier gilt zunächst die Wertigkeitsregel, wonach die flockende Kraft mit der Wertigkeit stark ansteigt. Unter den gleich-, etwa einwertigen Ionen sind dann die organischen diejenigen, die besonders stark adsorbierbar sind und flokken. Unter den anorganischen gilt die Hofmeistersche oder Hydratationsreihe, wonach die Adsorbierbarkeit mit abnehmender Hydratation des Ions steigt. Bei Ionen die derselben Vertikalkolumne der periodischen Reihe angehören, steigt die Hydratation mit abnehmendem Ionenradius, so daß man z. B. folgende Reihen zunehmender Flockungskraft erhält



oder



Ausnahmestellung besitzen die H⁺ und OH⁻ Ionen, weil sie mit den meisten chemischen Gruppen der Grenzfläche undissoziierbare Säuren und Basen zu bilden geneigt sind und daher eine besonders starke Adsorbierbarkeit, bzw. Flockungskraft haben (die H⁺ Ionen für negative, die OH⁻ für positiv geladene Sole).

Betreffs der Geschwindigkeit der Koagulation hat Smoluchowski eine des öfteren bestätigte Theorie gegeben, ausgehend von der Annahme, daß jeder thermische Zusammenstoß zum Verschmelzen führt. Eine oft geprüfte Beziehung lautet

$$k = \frac{1}{t} \left(\sqrt{\frac{v_0}{v_t}} - 1 \right)$$

(v_0 = Anzahl der Primärteilchen zur Zeit $t = 0$, v_t : zur Zeit t ; k = Konstante).

Freundlich fand, daß in gewissen Fällen (Kupferoxydsol) auch energisches mechanisches Rühren Flockung herbeiführt. Daß hier die ungeordneten thermischen Stöße die an und für sich unzureichend wären, durch das geordnete mechanische Zusammenballen ersetzt werden, wird durch die Schlierenbildung und Doppelbrechung beim Rühren, sowie durch die konstante Geschwindigkeit der Koagulation

$$k = \frac{v_0 - v_t}{t}$$

bewiesen.

Falls die abgeschiedene Phase nicht fest, sondern flüssig ist, so bezeichnet Kruyt den Vorgang als Koazervation. *H. Gemant.*

Kochemulsionen s. Photographische Emulsionen. **Koeffizient der äußeren Reibung** oder Gleitkoeffizient s. Äußere Reibung.

Koeffizient der inneren Reibung s. Innere Reibung von Gasen.

Königsches Spektralphotometer s. Photometrie im Spektrum.

Koepselscher Magnetisierungsapparat s. Drehspulenmethode.

Koerzertivkraft s. Hysterese.

Koerzibel s. Permanentes Gas.

Koexistierende Phasen. Besteht ein System nicht aus einem einzigen homogenen Körper, sondern aus mehreren räumlich aneinander grenzenden verschiedenartigen Bestandteilen verschiedener Dichte, deren jeder im Falle des Gleichgewichts ein zeitlich unveränderliches Volumen einnimmt, so bezeichnet man diese gleichzeitig nebeneinander bestehenden Bestandteile als koexistierende Phasen. Ein System kann im Gleichgewichtszustand beliebig viele feste und flüssige Phasen, aber nur eine gasförmige Phase besitzen, da verschiedenartige Gase infolge der Diffusion nicht getrennt nebeneinander bestehen können, sondern sich zu einem homogenen Gas mischen. Eine chemisch einheitliche Substanz kann bis zu drei Phasen, nämlich die feste, die flüssige und die dampfförmige, gleichzeitig besitzen. Diese drei verschiedenen Phasen bezeichnet man oft auch als die drei Aggregatzustände der einheitlichen Körper oder kurz als Aggregatzustände. Bei einer Gefrierlösung, welche Salz im Überschuß enthält, unterscheidet man 4 Phasen, nämlich Wasserdampf, flüssige Lösung, Eis und Salz, also eine dampfförmige, eine flüssige und zwei feste Phasen.

Die Thermodynamik fordert, daß alle koexistierenden Phasen dieselbe Temperatur, denselben Druck und denselben Wert der Funktion $\zeta = u + p v - T s$ bzw. $\Phi = - \frac{\zeta}{T}$ (s. thermodynamisches Potential) besitzen.

Über die Beziehung zwischen der Anzahl der koexistierenden Phasen und der Anzahl der Komponenten eines Systems gibt die Gibbssche Phasenregel (s. thermodynamisches System) Auskunft.

Ist die Maximalzahl n der koexistierenden Phasen vorhanden, so sind alle Variablen p , T usw. eindeutig bestimmt, d. h. sie können nur in einem einzigen Zustandspunkt existieren, z. B. Eis, Wasser und Dampf im Tripelpunkt (s. d.). Ist die Zahl der Phasen, um 1 geringer als die Maximalzahl, also $n-1$, so ist eine Variable beliebig, z. B. lassen sich viele Drucke angeben, bei denen 2 der Phasen, Eis, Wasser, Dampf nebeneinander be-

stehen können. Sind $n=2$ Phasen, also z. B. nur Eis vorhanden, so lassen sich in weiten Grenzen beliebige Werte des Druckes und der Temperatur angeben, bei denen die Phase möglich ist.

Henning.

Kohärenz s. Wellenbewegung, Interferenz, Interferenzfähigkeit.

Kohärer oder Fritter. Vor Erfindung der Detektoren viel benutzter Apparat zum Nachweis der hochfrequenten Schwingungen der drahtlosen Telegraphie. Die erste Form des Kohärens war ein Glasrohr mit zwei den Querschnitt ausfüllenden Metallelektroden, zwischen denen sich Körner oder Feilspäne eines Metalles befanden. Eine solche Anordnung hat einen sehr hohen Widerstand, weil die einzelnen Körner in den zahlreichen Berührungsstellen durch außerordentlich dünne Oxyd- oder Gashäute voneinander nahezu isoliert sind. Infolgedessen vermag eine an die ganze Anordnung gelegte geringe Gleichspannung keinen merklichen Strom durch sie hindurch zu treiben. Sobald aber der Anordnung hochfrequente Wechselströme von geringer Stromstärke, aber beträchtlicher Spannung zugeleitet werden, durchschlagen sie die Trennstellen zwischen den Körnern und bereiten dadurch dem von der schwachen Gleichspannung gelieferten Strom den Weg. Nach Aufhören der Wechselströme bleibt der Weg bestehen. Deshalb mußten die Kohärer nach Aufhören jedes durch den hochfrequenten Wellenzug dargestellten Zeichens der drahtlosen Telegraphie durch einen Klopferschütterer werden, so daß die entstandenen Verbindungen wieder unterbrochen und der Kohärer wieder wirksam wurde.

Später wurde erkannt, daß eine einzige Kontaktstelle genügt. Beispielsweise besteht der Quecksilberkohärer aus einem Quecksilbertropfen zwischen einer Elektrode aus Kohle und einer zweiten aus Eisen. Bei einem anderen Kohärer berührt eine feine Spitze aus Tantal gerade eben eine Quecksilberoberfläche. Derartige Kohärer nehmen nach

Aufhören der hochfrequenten Wechselströme von selbst sofort ihren hohen Widerstand wieder an. Sie heißen „selbsterholende“ oder „selbstfrittende“ Kohärer. *Güntherschulze.*

Näheres s. Zenneck und Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. F. Enke, Stuttgart 1925.

Kohäsion nennt man die inneren Kräfte, die den Zusammenhang der Molekeln eines Körpers bewirken, während man mit Adhäsion die Kräfte bezeichnet, die an den Berührungsflächen von Körpern auftreten und deren Zusammenhaften bewirken. Vgl. innere und äußere Reibung, Zähigkeit. *v. Staal.*

Kohäsionsdruck. Nach der van der Waalschen Zustandsgleichung (s. d.) ist zur Berechnung der Eigenschaften eines Gases oder einer Flüssigkeit der äußere Druck p zu erhöhen um ein Glied der Form $\frac{a}{v^2}$, wenn a eine Konstante und v das

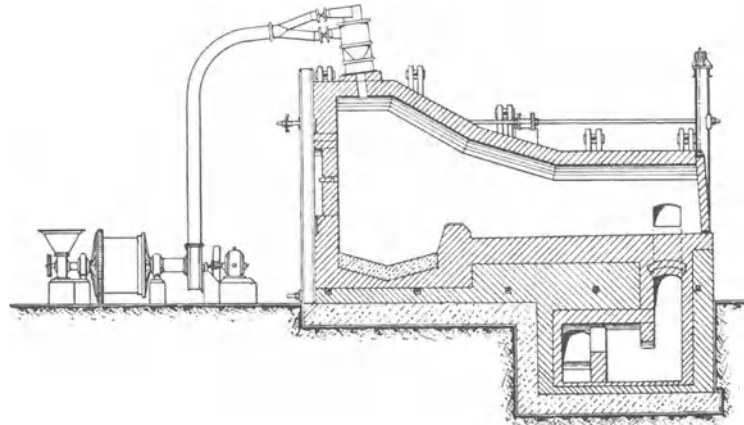
spezifische Volumen der Substanz bedeutet. Dieses Zusatzglied, welches durch die anziehenden Kräfte der einzelnen Moleküle aufeinander herrührt, ist von van der Waals Kohäsionsdruck genannt (s. innerer Druck). *Henning.*

Kohlekohärer. Vom Köpsel angegebener Apparat zur Wahrnehmung von Hochfrequenzschwingungen der drahtlosen Telegraphie. Besteht aus einem harten Graphitstift, der auf einer hochglanzpolierten sehr harten Stahlplatte ruht. War längere Zeit in der Praxis im Gebrauch, wird jetzt nicht mehr verwandt (s. auch Kohärer).

Güntherschulze.

Kohlenfadenlampe, Flächenhelle, s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4; Wirtschaftlichkeit s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen; „Farbtemperatur“ s. d. „Lebensdauer“ s. d.

Kohlenstaubfeuerung. In neuerer Zeit hat sich für viele industrielle Zwecke die Verfeuerung kohlenstoffhaltiger Materialien in Staubform als besonders vorteilhafte Heizart eingeführt. Neben dem Vorzug rascher Verbrennungsanpassung an Betriebe mit schwankender Belastung liegt die Wichtigkeit der Kohlenstaubfeuerung vor allem in der Möglichkeit begründet, auch ganz minderwertige Brennstoffsorten, insbesondere staubförmige Brennstoffabfälle mit selbst 50% Aschengehalt zu verbrennen. Bei der Kohlenstaubfeuerung scheiden sich nämlich die Aschenbestandteile in Form von Schlackentropfen aus, ohne wie bei der Verfeuerung kompakter Materialien auf Rosten die Luftzufuhr zu verstopfen. Die Aufbereitung des Kohlenstaubes erfolgt in der Weise, daß die zu zerkleinernden Kohleteile in einer geheizten Rührtrommel zugleich direkt durch hindurchstreichende Verbrennungsgase weitgehend getrocknet und in einer Pulvermühle zu feinstem Staub vermahlen werden, der nach Angaben von Nusselt zu etwa 80% aus Körnchen von 0,002 mm Durchmesser besteht. Das so gewonnene, durch Ventilatorluft ausgesiebte und von Eisenstaub befreite feine Mahlgut wird bei



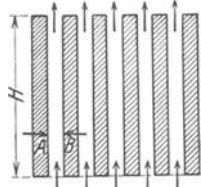
Kohlenstaubfeuerung.

größeren Anlagen mit geringen Mengen Druckluft von niedriger Spannung zu einer emulsionsartigen Mischung verrührt, die infolge ihrer großen Beweglichkeit sich ohne großen Kraftaufwand durch lange Rohrleitungen drücken und durch Abzweigleitungen weitgehend auf die verschiedenen Verbrauchsstellen in rasch regelbarer Weise (z. B. elektropneumatisch) verteilen läßt. Die Verbrennung erfolgt anstatt auf

Rostfeuerungen durch Einblasen des Kohlenstaubes in einem mit feuerfesten glühenden Materialien ausgekleideten Raum unter Zumischung der erforderlichen Verbrennungsluft. Die Fig. zeigt das Schema einer derartigen Kleinf Feuerung in Verbindung mit einem Wärmeofen, bestehend aus einem Trichter zur regelbaren Aufnahme des Brennstoffs, einer Kohlenstaubmühle und einem Ventilator. Der letztere saugt den Staub aus der Mühle und bläst ihn entweder direkt in den Brenner oder durch eine Abscheidungsanlage hindurch in einen Vorratsbehälter, von wo er durch tangential eingeblasene Druckluft in Schraubendrehung dem Brenner zugeleitet wird (s. auch Kohlenverbrennung).

Carl Müller.

Kohlenverbrennung (Theorie nach Nusselt). Die bei der Verbrennung und Vergasung der Kohle in Rostfeuerungen sich abspielenden Vorgänge sind nach W. Nusselt im wesentlichen physikalische Fragen und durch sichtbare und molekulare Strömungen (Diffusion) geleitet. Bei einem mit Kohle dauernd bis zu bestimmter Höhe H beschickten ebenen Feuerungsrost ergibt sich nach Nusselt folgendes für die mittlere Zusammensetzung der sich bildenden Verbrennungsgase in verschiedenen Höhenschichten über dem Rost: Oberhalb des Rostes setzt die Verbrennung nach der statischen Verbrennungsgleichung $C + O_2 = CO_2 + h_1$ ein, wobei h_1 der Heizwert ist, der nach der Kirchhoffschen Formel von der Verbrennungstemperatur abhängt. In den höheren Kohleschichten über dem Rost nimmt der Sauerstoffgehalt der hindurchstreichenden Verbrennungsluft immer mehr ab, bis in einer bestimmten Höhe H_0 aller Sauerstoff verbraucht ist. In Höhen größer als H_0 verbrennt die Kohle zu Kohlenoxyd unter Zerlegung der vorher gebildeten Kohlenäure nach der Reaktionsgleichung $C + CO_2 = 2CO - h_2$ unter Wärmeverbrauch und Volumenvergrößerung (h_2 bei $15^\circ = 38250$ Wärmeinheiten). Man spricht in diesem Falle, da in CO ein brennbares Gas resultiert, nicht mehr von einer Verbrennung des Brennstoffs, sondern von seiner Vergasung. Ein genauer Einblick in die Gaszusammensetzung einer bestimmten Horizontalschicht, d. h. längs der Räume zwischen Kohlenstücken gleicher Schichthöhe läßt sich durch die vereinfachende Annahme gewinnen, daß die verbrennende Kohle statt aus einzelnen Kohlekörnern aus einzelnen vertikalen Kohleplatten gebildet sei, die parallel zu einander und senkrecht auf den Rost gestellt seien (Figur).



Schema des Verbrennungsvorgangs nach Nusselt bei Rostfeuerungen.

Die auf die Kohlenwände bei A und B treffenden Sauerstoffmoleküle werden unter Bildung einer CO_2 -Schicht sofort verbrannt. Das Vordringen von neuem Sauerstoff aus der sauerstoffreichen Mittelschicht nach der Kohlenwand erfolgt dann nach den Gesetzen der Diffusion, indem Sauerstoff aus dem Innern des Gases nach der Wand und andererseits Kohlenäure von der Wand nach dem Innern diffundiert. Die Menge der pro cm^2 Kohlenfläche bei A und B in der Zeiteinheit verbrannten Kohle ist damit lediglich von der Diffusionsgeschwindigkeit abhängig; das entstehende Kohlenäurevolumen ist proportional der Zeit, der Kohlen-

oberfläche, der mittleren Sauerstoffkonzentration und der der sog. Wärmeübergangszahl entsprechenden sog. Verbrennungszahl.

Auch das Fortschreiten der Vergasung in den oberen Schichtlagen wird durch Diffusionsvorgänge, nämlich den Diffusionsaustausch zwischen dem CO der Randoberfläche und dem CO_2 der Gasmitte bestimmt. Bei der Wassergaserzeugung (durch Einblasen eines Wasserdampf Luftgemisches unter den Kohlenrost) vollziehen sich nach Nusselt chemische Umsetzungen ebenfalls nur an der Oberfläche der Kohle, gemäß den unter Wärmebindung verlaufenden Gleichungen: $C + CO_2 = 2CO - h_2$ bzw. $C + H_2O = CO + H_2 - h_2$, die zusammenwirkend die sog. Wassergasreaktion $CO_2 + H_2 = CO + H_2O - h_4$ ergeben ($h_4 = 10320$ Wärmeinheiten).

Bei der Kohlenstaubfeuerung (s. d.) zerfällt nach Nusselt der Verbrennungsvorgang in zwei Teile. Zuerst ist jedes eingeblasene Kohlentheilchen auf die Selbstentzündungstemperatur vorzuwärmen (I), die für Kohle, Torf, Gaskoks bei etwa $250-400^\circ$ liegt (also wesentlich tiefer als die Selbstentzündungstemperatur brennbarer Gasgemische: $500-600^\circ$), diese Vorwärmung geschieht entweder (Ia) durch Zustrahlung von den heißen Wänden der Verbrennungskammer oder (Ib) durch Zuleitung von Wärme von bereits brennenden oder schon zu heißen Verbrennungsgasen verbrannten Kohlenstaubteilen, die den kalten durch den Brenner einströmenden Strahl des Kohlenstaubluftegemisches umspülen. Ist auf einem dieser beiden Wege ein Kohlenkorn auf die Entzündungstemperatur gebracht, so setzt der zweite Teilvorgang (II), die eigentliche Verbrennung, die den Korndurchmesser auf Null reduziert, ein. Bezüglich des Teilvorgangs Ia (Strahlungserwärmung) ergibt sich für einen gewissen Korndurchmesser eine kleinste Zündzeit, die nach dem Innern des Kohlenstaubstrahls größer wird, weil dessen äußere Schichten einen Teil der Wärmestrahlung der Heizraumwand absorbieren. Bei der zweiten Art (Ib) der Entzündung des kalten Kohlenstaubes durch Wärmeübertragung von bereits vorhandenen heißen Verbrennungsgasen dringt eine Art Brennfläche mit einer gewissen Geschwindigkeit (der Zündgeschwindigkeit) in das unverbrannte Staubluftegemisch ein. Die Zündgeschwindigkeit ist der Verfeinerung der Korngröße proportional, nimmt also mit steigender Feinheit des Kohlenstaubes außerordentlich zu (Explosive Verbrennung des Kohlenstaubes in Bergwerken!); sie steigt ferner mit wachsender Verbrennungstemperatur und Vorwärmung. Die an die Zündung sich anschließende eigentliche Verbrennungszeit (Teilvorgang II) ist dem Quadrat der Korngröße proportional; sie wird durch Verminderung des Luftüberschusses sehr wesentlich verlängert.

Carl Müller.

Kohlrauschs Gesetz der unabhängigen Ionenwanderung s. Leitvermögen der Elektrolyte.

Koinzidenz heißt das Zusammentreffen zweier Körper oder Wirkungsketten, also ein aus der Berührung zweier Weltlinien entstehendes momentanes Ereignis, auch Punkt ereignis genannt. Nach der Relativitätstheorie ist die Koinzidenz die Urform alles Weltgeschehens, alle Aussagen über die Natur lassen sich nach dieser Auffassung auf Aussagen über Koinzidenzen und ihre Ordnung reduzieren. Über die Berechtigung dieser Auffassung und die Unterscheidung subjektiver und

objektiver Koinzidenzen vgl. Reichenbach, *Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre*, Braunschweig 1924, § 4.

Kolbenpumpe s. Pumpe.

Kollektiv s. Okular.

Kollektives System s. Gaußsche Abbildung.

Kollektor (elektrotechnisch) s. Kommutator.

Kollektor (optisch) s. Mikroprojektion.

Kollektoren (elektrostatisch). Dies sind Vorrichtungen, welche dazu dienen, möglichst raschen Potentialausgleich zwischen der umgebenden Luft und einem Punkte des Apparates herbeizuführen, um dann mit Hilfe eines hiermit in Verbindung gebrachten Elektrometers die Potentialdifferenz zwischen diesem gewählten Punkte der Luft und der Erdoberfläche oder zwischen zwei in verschiedenen Höhen liegenden Punkten der Atmosphäre messen zu können. Die älteste Art des Kollektors ist der Spitzkolektor. Eine vertikale Spitze wird mit einem Elektroskop verbunden, mit einer isolierenden Stange an jene Stelle gebracht, deren Potentialdifferenz gegen Erde gemessen werden soll. Es erfolgt ein Ausgleich der Elektrizität an der Spitze und die bei geerdetem Gehäuse am Elektroskop abgelesene Spannung gibt die Potentialdifferenz des Ortes der Spitze gegen die Erdoberfläche. Ganz einwandfreie Messungen sind mit Spitzkollektoren nicht möglich, da die Spitze selbst eine merkliche Deformation der Niveauflächen des elektrischen Feldes der Erde hervorbringt. Eine andere Art von Kollektoren sind die Flammenkollektoren. Diese beruhen darauf, daß brennende oder glimmende Körper, z. B. Luntten, Schwefelfäden, Kerzen u. dgl. die Luft in ihrer unmittelbaren Umgebung stark elektrisch leitend machen, d. h. ionisieren, wodurch der Potentialausgleich an der Stelle, wo die Flamme brennt, in relativ kurzer Zeit hergestellt wird. Um auch bei windigem Wetter mit einem Flammenkollektor arbeiten zu können, muß man die Flamme mit einem Schutzgehäuse mit Schornstein umgeben. Der Referenzpunkt, d. h. der Punkt, dessen Potential dann angegeben wird, liegt dann etwas über dem oberen Schornsteinrand. Die damit, insbesondere bei windigem Wetter, verbundene Unsicherheit läßt sich eliminieren, wenn man einen zweiten, gleichen Kollektor, mit dem Gehäuse des Elektroskops verbunden, in einer kleinen Vertiefung direkt am Boden anbringt. Da man das Potentialgefälle in Volt pro Meter angibt, wählt man als Distanz zwischen den beiden Kollektoren gewöhnlich 1 m. Eine auch bei böigem Winde funktionierende Type eines Flammenkollektors wurde von Lutz angegeben. Bei den Flammenkollektoren ist der Potentialausgleich praktisch in 1—3 Minuten erreicht. Sie sind daher nicht geeignet, um sehr rasche Schwankungen des Luftpotentials wiederzugeben. Eine weitere Art von Kollektoren sind die Radio-Kollektoren, auch „radioaktive Elektroden“ genannt, welche von Franz Exner eingeführt wurden. An Stelle der Flamme wird ein radioaktives Präparat, auf einer isolierenden Stange befestigt, mit dem Elektroskop verbunden an die gewünschte Stelle gebracht. Um einen möglichst genau definierten Referenzpunkt zu haben, empfiehlt es sich, solche radioaktive Substanzen zu verwenden, welche nur die nächste Umgebung ionisieren, also Substanzen, welche nur Alpha-Strahlen mit kurzer Reichweite aussenden. Ferner darf auch aus demselben Grunde kein Präparat verwendet werden,

welches etwa Emanation abgibt. Also eignen sich zu diesem Zwecke nur reine Alpha-Strahler, wie Polonium oder Ionium. — Bei ersterem muß der Belag nach einiger Zeit erneuert werden, da die Wirkung des Poloniums in je 136 Tagen auf die Hälfte abnimmt. Ioniumkollektoren bleiben dagegen in ihrer Wirkung praktisch konstant. Kleine Metallscheibchen, mit Polonium oder Ionium bedeckt, ionisieren die Luft entsprechend der Reichweite ihrer Alpha-Strahlung in einem Umkreis von 3,8 bzw. 3,1 cm. Der Referenzpunkt ist also ziemlich gut definiert. Bei regnerischem Wetter und im Winter können auch diese Radio-Elektroden vollständig versagen, da eine die Oberseite des Präparates bedeckende Wasser- oder Eisschicht die Alpha-Strahlen gänzlich absorbiert. Für Registrierungen sind sie daher nicht so besonders zu empfehlen. Auch bei ruhiger, d. h. vollkommen stagnierender Luft können die Radio-Kollektoren ganz falsche Potentialwerte liefern, da sich dann auch in der weiteren Umgebung des Kollektors Ionen ansammeln, wodurch das Erdfeld wesentlich gestört werden kann.

Auf ganz anderem Prinzip beruhen die Tropf- und Spritzkollektoren. Schon W. Thomson schlug vor, als Ausgleicher tropfendes Wasser zu verwenden. Man verbindet ein mit Wasser gefülltes, isoliert aufgestelltes Metallgefäß mit einem Elektroskop und läßt das Wasser tropfenweise ausfließen. Jeder Tropfen (Kapazität c) nimmt dann einen Teil der Ladung, die sich infolge der ursprünglich bestehenden Potentialdifferenz V zwischen Metallgefäß (Kapazität C) und Umgebung auf dem isolierten System vorfindet, mit und so verringert sich fortwährend der Potentialunterschied. Der Ausgleich erfolgt asymptotisch, nach einem exponentiellen Gesetz: Werden n -Tropfen pro min abgeschleudert, so ist die von ihnen wegtransportierte Ladung pro min ncV gleich dem Elektrizitätsverlust des Gesamtsystems:

$$n \cdot c \cdot V = -C \cdot \frac{dV}{dt}.$$

Bezeichnen wir mit V_0 die anfängliche Potentialdifferenz zwischen der Mündung des Tropfkollektors und der Umgebung, so erhalten wir nach Integration die Formel $V_t = V_0 \cdot e^{-kt}$, d. h. die Potentialdifferenz V_t nach der Zeit t ist gleich der ursprünglichen, V_0 , mal einem echten Bruch, der um so kleiner ist, je größer der negative Exponent $k \cdot t$ wird. Der Faktor k ist gleich nc/C , wird also um so größer, je mehr Tropfen pro Zeiteinheit abgeschleudert werden. Es ist also günstig, statt des gewöhnlichen Tropfkollektors einem Spritzkolektor nach Art der Wasserzerstäuber zu gebrauchen. Als „praktische Ladungszeit“ bezeichnet man die Zeit, welche nötig ist, bis der ursprüngliche Potentialunterschied an der Abtropfstelle auf 1 Prozent seines Wertes gesunken ist. Diese „Ausgleichzeit“ beträgt bei den gewöhnlichen Tropfkollektoren etwa 1 min, bei den Spritzkollektoren nur einige Sekunden. Diese sind somit die bestwirkenden Kollektoren. Bei kaltem Wetter muß das Füllwasser mit Alkohol, Glycerin oder dgl. vermischt werden. Referenzpunkt bei allen Tropf- und Spritzkollektoren ist der Punkt, an welchem das Wasser sich in Tropfen zerteilt. Sie haben also auch den weitaus bestdefinierten Referenzpunkt. Weiter soll noch die von Ebert eingeführte Type der lichtelektrischen Kollektoren erwähnt werden,

welche aus lichtelektrisch empfindlichen Metallscheiben bestehen, die sich bei normalem Erdfeld (Erde negativ) rasch mit dem Potential der Umgebung ausgleichen (vgl. Hallwacheffekt). Diese Elektroden sind aber nur bei sonnigem Wetter oder im Ballon sicher anwendbar. Endlich sei noch der von Russelvedt angegebene rotierende, mechanische Kollektor erwähnt.

V. F. Hess.

Näheres s. A. Gockel, In Luftpotelektrizität. Hirzel 1908. s. H. Benndorf u. V. F. Hess, Die Luftpotelektrizität (Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, 2. Bd., 1. Hälfte, Vieweg, Braunschweig 1928).

Kollektorplatte. Bei einem Zweiplatten-Kondensator pflegt man die isolierte Platte als Kollektorplatte, die zur Erde abgeleitete als Kondensatorplatte zu bezeichnen.

R. Jaeger.

Kollimator. Kleines, unbeweglich horizontal in Meridian und Höhe eines Meridianinstrumentes aufgestelltes Fernrohr, dessen Fadenkreuz man mit dem Instrument zur Festlegung einer bestimmten Richtung anvisiert.

Bottlinger.

Näheres s. L. Ambronn, Handb. d. astronomischen Instrumentenkunde.

Kolloidale Lösungen, kinetische Theorie s. Brownsche Bewegung, Emulsionen.

Kolloide. Die Verteilung eines Stoffes in einem Dispersionsmittel heißt bei einer Teilchengröße von der Größenordnung 10^{-7} — 10^{-5} cm kolloide Lösung. Sie ist also das Übergangsgebiet zwischen den Molekularlösungen und den Suspensionen. Man nennt diese Lösungen auch Sole. Die einzelnen Teilchen werden oft als Mizellen bezeichnet (übrigens ein überflüssiger und vielfach irreführender Name).

Es gibt zwei Arten von Solen:

1. Die Teilchen sind aus wenigen großen Molekeln zusammengesetzt, die kolloide Verteilung ist daher eine in der Natur des Stoffes begründete (Eiweiß, Farbstoffe, überhaupt viele organischen Stoffe, auch manche anorganische Säuren). Solche Lösungen sind recht stabil, sie lassen sich nach Koagulation (s. d.) durch Verdünnen des flockenden Elektrolyten unschwer wieder in kolloide Lösung bringen: peptisieren. Die Koagulation ist eine reversible. Die Teilchen verhalten sich wie große Molekeln: sie beeinflussen dementsprechend den osmotischen Druck der Lösung, ihre Viskosität usw. Man bezeichnet diese Gruppe als lyophile (hydrophile) Kolloide.

2. Die Teilchen sind nichts anderes als kleine Krystallite des betreffenden Stoffes, welche nur künstlich durch die sie umgebende elektrische Doppelschicht in kolloider Lösung gehalten werden (kolloide Metalle, Oxyde, überhaupt viele anorganischen Stoffe). Die Lösungen sind instabil; werden sie koaguliert, so lassen sie sich nicht ohne energische mechanische Eingriffe wieder zerteilen, ihre Koagulation ist irreversibel. Die Teilchen sind wie kleine Fremdkörper im dispergierenden Mittel, beeinflussen nicht oder nur sehr wenig seinen osmotischen Druck, seine Viskosität usw. Diese Gruppe heißt dementsprechend lyophob (hydrophob). Unter gewissen Bedingungen läßt sich jeder Stoff, mehr oder weniger schwierig, in eine derartige kolloide Verteilung bringen (Weimarn), sie ist eine besondere Verteilungsform der Materie und hat nichts mit der chemischen Natur zu tun wie die erste Gruppe.

Die Lösungen sind meist verschiedenkörnig, es besteht eine gewisse Verteilung der Teilchen auf

die einzelnen Größen mit einer meist scharf vertretenen mittleren Größe. Solche Verteilungskurven werden vielfach experimentell aufgenommen. Auch lassen sich, z. B. durch fraktioniertes Zentrifugieren, gleichkörnige Sole herstellen.

Die Teilchen sind in ständiger Wärmebewegung begriffen, was ultramikroskopisch einer genauen Untersuchung zugänglich ist (s. unter Brownscher Bewegung).

Unter dem Einfluß einer äußeren elektrischen Kraft wandern die Teilchen entsprechend ihrer Ladung nach der einen Elektrode zu (s. unter Kataphorese).

Das Abbeugen des Lichtes an den einzelnen Teilchen führt zum sog. Tyndallphänomen (s. d.) und ermöglicht überhaupt die Beobachtung der Einzelteilchen im Ultramikroskop (s. d.).

Die Gestalt der Teilchen ist meist kugelig, vielfach aber länglich. Solche zeigen beim Strömen Schlierenbildung sowie Strömungsdoppelbrechung.

A. Gemant.

Kolonnenionisation. Nach einer Theorie von Langevin ionisiert ein von einem radioaktiven Atom ausgeschleudertes α -Teilchen das durchschossene Gas nicht gleichmäßig, sondern die von ihm gebildeten Ionen sind perlschnurartig längs der Bahn des α -Teilchens angeordnet. Durch sorgfältige Versuche ist die Richtigkeit dieser Theorie sichergestellt.

Güntherschulze.

Kolorimeter. Die große Bedeutung der Sternfarbe liegt darin, daß sie für die effektive Temperatur der Sterne charakteristisch ist und deren Schätzung ohne Benutzung der schwierigen und daher nur auf eine kleine Zahl von Sternen anwendbaren spektralphotometrischen Methoden gestattet. Die exakte Bestimmung der Sternfarben stößt auf die Schwierigkeit, daß die zum Vergleich benutzten Photometerlampen mit einer Temperatur von 2000—3000° an der unteren Grenze der vorkommenden Sterntemperaturen liegen. Das Wilsingsche Kolorimeter verwendet infolgedessen einen Rotkeil, der die Farbe des natürlichen Sterns unter Beibehaltung des Charakters der Strahlung (schwarze Strahlung bleibt schwarze Strahlung) auf die Farbe des künstlichen Sterns herabsetzt. Nach Eichung des Keils an Sternen mit spektralphotometrisch bestimmten effektiven Temperaturen gibt die lineare Verschiebung des Keils unmittelbar die Temperaturdifferenz zwischen Stern und Photometerlampe und damit die effektive Temperatur des Sterns.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Kolorimetrische Analyse. Die Bestimmung eines Licht absorbierenden Bestandteils einer Flüssigkeit kann im allgemeinen durch Messung des Extinktionsvermögens in einem Gebiete spezifischer Absorption mit Hilfe des Spektrophotometers erfolgen. Wenn nur eine einzige Komponente vorhanden ist, die im sichtbaren Gebiete absorbiert, und wenn diese Komponente selbst einen großen Extinktionskoeffizienten hat, kann dafür ohne spektrale Zerlegung des Lichtes eine einfache Vergleichung der Farbtiefe der zu untersuchenden Lösung mit der Farbe einer Lösung desselben Stoffes von bekanntem Gehalt eintreten. Hierzu bestimmt man gewöhnlich im Kolorimeter (s. d.), welche Schichtdicken der beiden Lösungen bei einer für das Auge möglichst günstigen Helligkeit gleiche Absorption ergeben und setzt dann das Verhältnis der Konzentrationen dem umgekehrten Verhältnis der

Schichtdicken gleich. Hierbei ist angenommen, daß die Abhängigkeit des Extinktionsvermögens von der Konzentration durch das Beersche Gesetz bestimmt ist. Dieses ist jedoch oft nur innerhalb gewisser Konzentrationsbereiche praktisch genau gültig. In Zweifelsfällen kann man so verfahren, daß man beide Lösungen auf die gleiche Schichtdicke bringt und nun die Konzentration der einen in bekannter Weise variiert, bis die gleiche Farbtiefe erreicht ist.

Durch die Einschaltung eines passenden Farbenfilters im Okular, durch das erreicht wird, daß das Auge eine durch subtraktive Farbmischung entstandene günstige Farbe zu beobachten hat, läßt sich die Empfindlichkeit manchmal erhöhen, indem nun bei ungleicher Absorption in den beiden Flüssigkeitsschichten nicht nur eine verschiedene Farbtiefe, sondern auch infolge der Farbmischung ein verschiedener Farbton erscheint.

Die wichtigsten Anwendungen der Kolorimetrie sind wohl die zur Bestimmung des Blutfarbstoffes (Hämoglobin) und die zur Bestimmung der Farbtiefe von azidimetrischen Indikatoren bei der Messung von Wasserstoff-Ionenkonzentrationen.

Günther.

Näheres s. G. Reddellien in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie, Leipzig 1921, Seite 252.

Koma. Der Fehler eines optischen Instruments, der in der Öffnung von zweiter Ordnung ist und daher unsymmetrische Zerstreungsfiguren liefert. Bei achsensymmetrischen Linsenfolgen tritt die Koma nicht in der Achse, wohl aber schon in ihrer unmittelbaren Nähe ein; daher muß sie bei größerer Öffnung gehoben sein, wenn nicht bloß ein einzelner Punkt, sondern ein kleines Flächenstück abgebildet werden soll. S. die Artikel „Optische Abbildung, Sinusbedingung, Sphärische Abweichung“.

H. Boegehold.

Kombinationsprinzip, von Ritz 1908 formulierter allgemeiner spektroskopischer Erfahrungssatz, wonach durch beliebige Kombination der Frequenzen bekannter Spektrallinien des gleichen chemischen Elementes, nämlich durch einfache Addition oder Subtraktion, Frequenzen weiterer Spektrallinien desselben berechnet werden können. Dem Kombinationsprinzip vollständig äquivalent ist die *Bohrsche Frequenzbedingung* (s. d.) der Quantentheorie. Schon vor der Quantentheorie wurde aber bemerkt, daß die Elemente nach dem Kombinationsprinzip viel mehr Spektrallinien besitzen müßten, als tatsächlich beobachtet worden sind. Das Ausfallen zahlreicher ganz bestimmter solcher Kombinationen wurde erst durch das aus dem *Bohrschen Korrespondenzprinzip* (s. d.) hervorgehende allgemeine Auswahlprinzip verständlich.

Die Geltung des Kombinationsprinzipes erstreckt sich nicht nur auf die Spektralfrequenzen der gewöhnlichen optischen Spektren, sondern auch auf jene der Röntgen- und γ -Linienspektren. Bei den Röntgenspektren schien es allerdings zuerst, als ob die aus dem ursprünglichen, im übrigen erfolgreichen Kosselschen Emissionsmechanismus der Röntgenlinien folgenden Additionsbeziehungen der Röntgenfrequenzen mit Notwendigkeit zu systematischen Abweichungen von der Erfahrung führen müßten, welche als Kombinationsdifferenzen oder Kombinationsdefekte diskutiert wurden. Die von Smekal und Coster vorgenommene endgültige Termordnung sämtlicher Röntgenlinien führte jedoch auf eine Verallgemeinerung der

Kosselschen Ansätze, welche nur mehr exakt erfüllte Kombinationsbeziehungen zuließ und damit die Gültigkeit des Kombinationsprinzipes auch im Röntgengebiete sicherstellte.

Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. IV. Aufl. Braunschweig 1924.

Kombinationstöne. Erklingen gleichzeitig zwei (Primär-) Töne von den Schwingungszahlen p und q , so hört man bei geeignetem Intervall und passender Stärke dieser Primärtöne noch neue Töne von den Schwingungszahlen $p-q$ (Tartinischer Ton, nach dem Geiger Tartini, der als einer der ersten auf ihn aufmerksam gemacht hat, oder Differenzton 1. Ordnung oder Stoßton), $p+q$ (Summationstön), $2q-p$ (Differenzton 2. Ordnung) usw. Zusammenfassend sind die Differenz- und Summationstöne von Helmholtz Kombinationstöne genannt worden, während sie von den Engländern oft als resultierende Töne bezeichnet werden. Der Differenzton 1. Ordnung und in geringerem Maße auch noch derjenige 2. Ordnung können verblüffend stark werden. Werden z. B. Königsche Stimmgabeln der viergestrichenen Oktave als Primärtonquellen benutzt, so kann $p-q$ so laut werden, daß er die Primärtöne fast übertönt. Das tritt jedoch nur bei kleinen Intervallen (weit unterhalb einer Oktave) der Primärtöne ein. Alle übrigen Kombinationstöne sind bezüglich der Stärke durch eine große Kluft von $p-q$ und $2q-p$ getrennt.

Diese Kombinationstöne, die von zwei getrennten Primärtonquellen erzeugt werden, haben die Eigentümlichkeit, daß sich im allgemeinen außerhalb des Ohres keine sinusförmigen Schwingungskomponenten von den ihnen entsprechenden Frequenzen nachweisen lassen; es sind also keine gewöhnlichen „objektiven“, sondern „subjektive“ Töne, die erst im Ohre des Beobachters entstehen. Aus diesem Grunde hat sie R. König als Stoßtöne (s. d.) aufgefaßt, und auch sonst ist aus ihrer Existenz immer wieder auf die Unrichtigkeit der Resonanztheorie des Hörens (s. d.) geschlossen worden.

Dagegen führte Helmholtz ihre Entstehung auf Abweichungen von dem Prinzip der ungestörten Superposition (s. d.) bei der Überlagerung der beiden Primärtonschwingungen zurück, indem er dem von den beiden Primärtönen erregten Massenpunkt nicht das gewöhnliche lineare, sondern ein quadratisches, und zwar unsymmetrisches Gesetz für die elastische Kraft zuschrieb. Infolge seines unsymmetrischen Baues soll das Trommelfell (s. Ohr) besonders geeignet sein, einem derartigen Kraftgesetz zu folgen. Nach Helmholtz entstehen die Kombinationstöne also „objektiv“ im Trommelfell. Man sollte sie also statt als „subjektive“ Töne besser als „physiologisch-objektive“ Töne bezeichnen.

Neuerdings ist es gelungen (Waetzmann), auf verschiedene Weise auch außerhalb des Ohres äußerst starke Kombinationstöne (Amplitude ein Mehrfaches von der der Primärtöne) herzustellen und die Theorie durch eine Erweiterung der Helmholtzschen Vorstellungen und einen Kompromiß zwischen Helmholtz und König zu einem gewissen Abschluß zu bringen (Waetzmann).

Neben den bisher besprochenen Kombinationstönen, die bei getrennten Primärtonquellen entstehen, hat Helmholtz noch auf eine andere Art von Kombinationstönen hingewiesen, die beispielsweise an der Doppelsirene entstehen (s. d.),

wenn gleichzeitig zwei Löcherreihen von passendem Intervall angeblasen werden. Jedoch würde man diese Pseudo-Kombinationstöne zufolge ihrer Entstehungsart besser als Variationstöne (s. d.) bezeichnen. *E. Waetzmann.*

Näheres s. E. Waetzmann, Ton, Klang und sekundäre Klangerscheinungen, Handb. d. Physiologie von Bethe usw. Bd. XI. Julius Springer, Berlin 1926.

Kombinierter Wirbel = Rankinescher Doppelwirbel s. Wirbelbewegung.

Kometen. Kleine Himmelskörper, die in langgestreckten elliptischen oder in parabolischen Bahnen um die Sonne kreisen. Das Aussehen der Kometen ist sehr verschieden; im allgemeinen unterscheidet man den Kern, die Koma und den Schweif. Der Kern ist bisweilen sternförmig, mitunter auch ganz verwaschen und kaum erkennbar. Er ist umgeben von der Hülle oder Koma, die auf der der Sonne abgewandten Seite in der Regel in den Schweif ausläuft, der meist nur kurz ist (höchstens wenige Grade), in einigen exzeptionellen Fällen sich aber über nahezu 180° erstreckte. Das Spektrum der Kometen besteht aus einem kontinuierlichen Untergrund (dem reflektierten Sonnenspektrum), der von einem Bandenspektrum überlagert wird, das wir dem Kohlenoxyd (CO) und dem Cyan (CN) zuschreiben. In einem Falle, bei dem Januar-kometen 1910a, der der Sonne außerordentlich nahe kam, konnte man das Resonanzspektrum des Natriumdampfes, hervorgerufen durch weißes Licht, nachweisen.

Man kennt einige zwanzig periodische Kometen, deren Wiederkehr wirklich beobachtet wurde und deren Umlaufzeiten zwischen 3 und 80 Jahren liegen. Sie sind mit wenigen Ausnahmen teleskopische Objekte. Es handelt sich bei den Kometen wahrscheinlich um Agglomerate meteorsteinartiger Gebilde, die auf ihrer Bahn in die Nähe der Sonne gelangen und erhitzt werden. Dabei werden Gase ausgetrieben, die mit Staubteilchen untermischt die Koma bilden. Durch den Strahlungsdruck der Sonne werden die kleinen Staubteilchen von dieser abgestoßen und bilden den von der Sonne abgewandten, etwas zurückgebogenen Schweif.

Die Masse der Kometen ist außerordentlich klein, denn sie üben keine bisher verbürgten Störungen auf die anderen Körper des Sonnensystems aus.

Ogleich wir bei weitaus den meisten Kometen parabolische Bahnen messen, die eine nur einmalige Annäherung an die Sonne bedeuten, scheinen sie doch ständige Mitglieder des Sonnensystems zu sein, deren große Bahnexzentrizität und nach Jahrtausenden zählende Umlaufzeit sich infolge der Messungenauigkeit nicht von den parabolischen Elementen trennen lassen. Wären die Kometen interstellare, der Sonne auf ihrer Bahn in den Weg gekommene Körper, so müßten ihre Radiationspunkte eine Konzentration zum Apex der Sonnenbewegung zeigen und vor allem wäre auch eine größere Anzahl hyperbolischer Kometenbahnen zu erwarten.

Bisher sind nur ganz wenige hyperbolische Bahnen beobachtet worden und es konnte in all diesen Fällen gezeigt werden, daß der Komet mit etwa parabolischer Geschwindigkeit in den inneren, von den Planeten bevölkerten Teil des Sonnensystems eingedrungen sind und erst durch Störung eines der großen Planeten in seine hyperbolische Bahn abgelenkt wurden. Ebenso sind die kurzperiodischen

Kometen durch einen Planeten in ihre enge Bahn eingefangen worden.

Über die Beziehung zwischen Kometen und Meteoriten s. d. *Bottlinger.*
Näheres s. E. Strömgren, Der Ursprung der Kometen. Naturwissenschaften 1920, H. 25.

Komma, musikalisches, s. Tonleiter und Intervall.
Kommunizierende Röhren (oder Gefäße). Röhren beliebiger Gestalt, die durch ein horizontales Rohr oder durch Eintauchen in ein größeres Gefäß miteinander verbunden sind, nennt man kommunizierende Röhren. Sind diese mit ein und derselben Flüssigkeit gefüllt, so müssen die beiden Oberflächen in den Röhren (Schenkeln) zu der gleichen Niveaufläche gehören, d. h. die Flüssigkeit steht in beiden Schenkeln gleich hoch. Anwendung: Wasserstandsmesser am Kessel, Kanalwaage; im Haushalt der Natur: Springbrunnen, Quellen (artesischer Brunnen) usw.

Sind die beiden Schenkel der kommunizierenden Röhren mit Flüssigkeiten verschiedener Dichte gefüllt, so stehen die Flüssigkeitshöhen in den Schenkeln im umgekehrten Verhältnis der Dichten: $h_1 : h_2 = d_2 : d_1$. Anwendung: Das Hydrometer, ein Apparat zur Bestimmung der Dichte auf Grundlage der kommunizierenden Röhren. Ferner wird das Prinzip der kommunizierenden Röhren zur Bestimmung des kubischen Ausdehnungskoeffizienten benutzt. Befindet sich der eine Schenkel, bis zur Höhe h gefüllt, auf der Temperatur t , der andere (h') auf t' , so ist beim Gleichgewicht der kubische Ausdehnungskoeffizient $\gamma = \frac{1}{t' - t} \cdot \frac{h' - h}{h}$.

Es braucht bei diesen Betrachtungen der Einfluß des Luftdruckes nicht berücksichtigt zu werden, da er sich, auf beide Schenkel in gleicher Weise wirkend, heraushebt. Anders wird es, wenn man von Flüssigkeiten zu Gasen übergeht. Auch hier gilt selbstverständlich das Grundgesetz.

Sind die kommunizierenden Röhren zum Teil mit Flüssigkeit gefüllt und befindet sich in beiden Schenkeln darüber ein Gas unter verschiedenem Druck, so ist der Höhenunterschied der Flüssigkeitsspiegel ein Maß für den Druckunterschied des Gases auf der einen und auf der anderen Seite der Flüssigkeit. Dieses Prinzip bildet die Grundlage der Flüssigkeitsmanometer (s. Manometer).

H. Ebert.

Kommunizierende Röhren zur Messung des spezifischen Gewichts sowie der Ausdehnung durch die Wärme. Man denke sich ein U-förmig gebogenes Glasrohr oder zwei vertikalstehende Glasröhren, welche unten durch einen Gummischlauch verbunden sind. Füllt man dies System mit einer Flüssigkeit, etwa Quecksilber, so wird die Flüssigkeit in beiden Schenkeln gleich hoch stehen. Denkt man sich auf das Quecksilber beiderseits zwei verschiedene Flüssigkeiten 1 und 2 geschichtet, derart, daß die Quecksilberkuppen ihre Höhenlage nicht ändern, so werden die Oberflächen der Flüssigkeiten 1 und 2 im allgemeinen nicht mehr in einer Horizontalebene liegen, sondern um h_1 und h_2 über der Quecksilberkuppe; dann verhalten sich die spezifischen Gewichte (s. d.) der beiden Flüssigkeiten s_1 und s_2 umgekehrt wie die Höhen h_1 und h_2 , also $s_1 : s_2 = h_2 : h_1$. Ist das spezifische Gewicht der einen Flüssigkeit, etwa s_1 , bekannt, so kann man s_2 leicht berechnen.

Die Methode dient im allgemeinen nicht der Laboratoriumspraxis; sie ist aber benutzt worden,

um die spezifischen Gewichte einer und derselben Flüssigkeit bei zwei verschiedenen Temperaturen miteinander zu vergleichen. Zu diesem Zweck sind beide Schenkel des Röhrensystems mit derselben zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt und werden durch Bäder konstanter Temperatur (s. d.) verschieden temperiert. Ist der eine Schenkel auf der Temperatur 0° , der andere auf der Temperatur t° , so erhält man $s_0:s_t = h_t:h_0$. Hieraus kann man die Wärmeausdehnung (s. d.) der Flüssigkeit finden. Denn die Volumina einer abgewogenen Flüssigkeitsmenge bei den beiden Temperaturen v_0 und v_t verhalten sich umgekehrt wie die spezifischen Gewichte $v_0:v_t = s_t:s_0$ oder vermöge obiger Gleichung $v_0:v_t = h_0:h_t$; es ist also $v_t = v_0 h_t/h_0$. Setzt man andererseits $v_t = v_0 (1 + at)$, wo a den kubischen Ausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeit bedeutet (s. den Artikel: Ausdehnung durch die Wärme), so kann man aus $1 + at = h_t/h_0$ das a berechnen.

Die Methode der kommunizierenden Röhren wurde zuerst von Regnault zur Ermittlung der Ausdehnung des Quecksilbers mit der Temperatur benützt. In neuerer Zeit ist nach der Methode die Volumänderung des Wassers zwischen 0° und 100° untersucht worden.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Kommutator. Ursprünglich ein zur Umkehr der Stromrichtung dienender Stromwender; in dieser Eigenschaft verdankt er seine Entstehung der Erfindung der magnet-elektrischen Gleichstrommaschine, bei welcher er zur Gleichrichtung des ursprünglich erzeugten Wechselstromes diente. Ein Kommutator dieser Art hat sich dem Prinzip nach im Nadelgleichrichter lebenskräftig erhalten.

Die Vervollkommnung der elektrischen Maschinen und die Verwendung von Kommutatoren auch für Wechsel- und Drehstrommaschinen sowie auch für Influenzmaschinen führte dazu, den ursprünglichen Begriff aufzugeben. Man verdankt die theoretisch exakte Fassung des Kommutatorbegriffes H. Poincaré und H. Barkhausen (s. dessen Schrift „Das Problem der Schwingungserzeugung“, Leipzig, Hirtzel 1906). Nach Barkhausens Definition ist ein Kommutator ein Schalter, welcher die mechanisch von außen erzwungene Änderung einer an ihn angeschlossenen Kapazität oder Induktivität durch Schaltung sogleich wieder rückgängig macht. Diese Definition abstrahiert insbesondere von der speziellen Form des Kommutators, welche der oben genannten magnet-elektrischen Maschine und deren Weiterbildungen zugrunde liegt, indem sie z. B. den Schleifring einer Unipolarmaschine (s. d.) ebenfalls im Kommutatorbegriff erfaßt.

In der überwiegenden Zahl aller Fälle hat man es mit Kommutatoren zu tun, welche aus einzelnen voneinander isolierten Kupferlamellen bestehen. Die Zuleitungen zu den Maschinenwicklungen werden durch Drähte bewirkt, die in den Kommutator eingelötet sind; die Ableitung des Stromes vom Kommutator nach außen erfolgt mittels Bürsten, welche auf dem Kommutator schleifen. Die Eigenschaften des Materials für diese Bürsten stehen in engstem Zusammenhang mit den elektrischen Vorgängen bei der Kommutierung. In der Regel benutzt man Kupfer- oder Kohlebürsten.

Durch die bei der Kommutation erzeugte Stromwärme einerseits, die Reibung der Bürsten anderer-

seits wird der Kommutator erhitzt; mit Rücksicht auf seine Lebensdauer darf seine Temperatur nicht zu hoch ansteigen, große Kommutatoren erfordern daher künstliche Kühlung.

Die Isolation zwischen den einzelnen Lamellen des Kommutators wird aus Sicherheitsgründen für ein hohes Vielfaches der größten zwischen den Lamellen betriebsmäßig auftretenden Lamellenspannung bemessen; um daher mit wirtschaftlich möglichen Kommutatorabmessungen auszukommen, kann man mit der Lamellenspannung über eine gewisse Grenze nicht hinausgehen. Es ist deshalb außerordentlich schwer, eine Gleichstromhochspannungsmaschine zu bauen; man hilft sich durch Aufteilung des Kommutators in zwei Teile, deren jeder dann nur die Hälfte der Lamellenspannung auszuhalten braucht. Auf diesem Wege hat man Gleichstrommaschinen bis zu 3000 Volt Spannung konstruiert. Wird die Lamellenspannung zu groß, so leitet sie den Überschlagn zwischen benachbarten Lamellen ein, der sich von Lamelle zu Lamelle um den ganzen Kommutator fortpflanzen kann und dann als Rundfeuer den Kommutator rasch zerstört.

Für den sicheren Kontakt der Bürsten auf dem Kommutator ist es notwendig, daß die Kommutatoroberfläche beim Lauf nicht schlägt; andernfalls würden bei schnell laufenden Maschinen die Bürsten fortgesetzt abgeschleudert werden und dadurch zu Funken und unruhigem Gang der Maschine Anlaß geben. Es ist indes kaum vermeidlich, daß im Laufe des Betriebes sich Unebenheiten auf dem Kommutator dadurch einstellen, daß Bürsten und Kommutator fortgesetzt aufeinander reiben und dadurch Einkerbungen im Kommutator entstehen. Man muß daher die Kommutatoren von Zeit zu Zeit mit Schmirgeln glätten oder bei größeren Unebenheiten auf der Drehbank abdrehen. Ausgeführte Kommutatoren sind stets so stark bemessen, daß diese Operation mehrmals ausgeführt werden kann.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Richter, Elektrische Maschinen. Bd. 1.

Kommutatormotoren s. Elektromotoren.

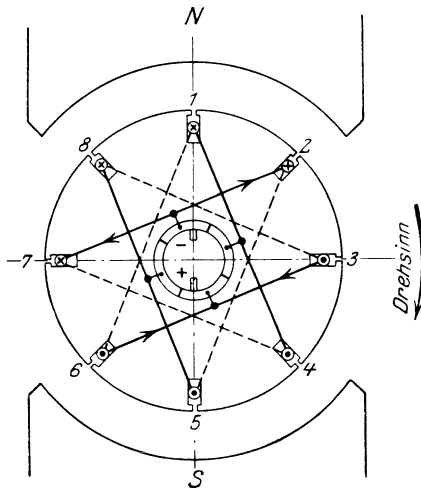
Kommutierende Gleichstromgeneratoren. Der Gedanke, die beiden Halbwellen der Wechsel-EMK, die bei der gleichförmigen Rotation einer Drahtschleife in einem homogenen Magnetfeld in dieser induziert wird, durch einen Stromwender (Kommutator!) gleichzurichten, wurde sehr bald nach Faradays Entdeckung der elektromagnetischen Induktion von Pixi durchgeführt. Der augenscheinliche Vorteil lag in der Möglichkeit der Erzeugung wesentlich höherer, d. h. auch für die angewandte Physik brauchbarer, Spannungen, als sie mit unipolarer Induktion damals erreichbar waren. Pixis Idee lebt noch heute fort in der von Werner v. Siemens 1856 angegebenen Konstruktionsform des nach letzterem benannten Ankers in Doppel-T-Form.

Tatsächlich genügt nun eine solche einfache kommutierte Wechselspannung infolge der großen Pulsation ihrer Stärke nicht entfernt den Anforderungen der Starkstromtechnik; auch geht bei namhaften Leistungen, d. h. Stromstärken, der einfache zweiteilige Kommutator infolge des heftigen Funkens beim Umschalten rasch zugrunde.

In Erkenntnis dieser Tatsache schufen unabhängig voneinander Pacinotti (1860) und Gramme (1870) den bekannten sog. Ringanker, der infolge der praktisch konstanten, großen Windungszahl, die

ständig von der vollen Feldstärke induziert wird, eine sehr gleichförmige Spannungskurve liefert, und dessen feinteiliger, aus zahlreichen Segmenten zusammengesetzter Stromwender verhältnismäßig leicht zu funkenfreiem Lauf zu bringen ist. Auf ihm fußend entwickelte sich rasch der Großmaschinenbau.

Obleich elektrotechnisch einwandfrei, ist doch der Ringanker wieder völlig verschwunden infolge seiner hohen Herstellungskosten. In der Technik ausschließlich verwendet wird heute der von Hefner-Alteneck (1872) aus dem Siemens-Anker entwickelte Trommelanker, der die vom Magnetfeld induzierten Leiter (Spulenseiten) auf seinem Umfang in Nuten eingebettet trägt; die Nutung wurde 1882 von J. Wenström angegeben und stellte einen außerordentlich wichtigen Fortschritt dar.



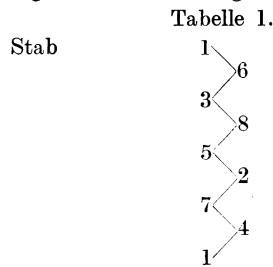
Trommelanker einer kommutierenden Gleichstrommaschine.

Charakteristisch für den Trommelanker ist, daß er genau wie der Ringanker eine völlig in sich geschlossene Wicklung hat, die aus mindestens zwei, bei größeren Maschinen aber in der Regel wesentlich mehr parallel geschalteten Zweigen besteht. Die vorstehende Figur stellt schematisch und wesentlich vereinfacht einen modernen Trommelanker dar.

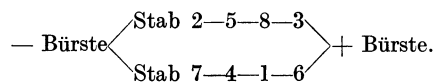
Auf dem Umfang der Trommel sind in einem zweipoligen Felde der Einfachheit wegen nur acht Stäbe (Spulenseiten!) in Nuten angeordnet gedacht entsprechend einem Kommutator von nur vier Ringsegmenten (Lamellen!). Wird die Trommel im Uhrzeigersinne in der Papierebene gedreht, so werden in den unter dem Nordpol liegenden Stäben 8, 1 und 2 E M K-e induziert, die von vorn nach hinten wirken, und deren Richtung durch ein Kreuz markiert sein möge. Desgleichen entstehen unter dem Südpol in den Stäben 4, 5 und 6 E M K-e entgegengesetzter Richtung, die durch einen Punkt gekennzeichnet sein mögen. In den Leitern 7 und 3, die gerade in einer Zone stehen, in welcher keine Kraftlinien in das Ankereisen ein- oder austreten (neutrale Zone!), wird nichts induziert.

Es kommt nun darauf an, die Stäbe in einem geschlossenen Linienzug so miteinander zu verbinden, daß sich die einzelnen E M K-e der Stäbe addieren. Die im wesentlichen von Arnold durchgebildeten Wickelgesetze ergeben, daß dies im vor-

liegenden Fall nur in der Weise möglich ist, wie es die folgende Tabelle 1 zeigt:

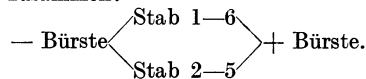


Die vorn liegend gedachten, stark gezeichneten vier Verbindungen 1—4, 2—7, 3—6 und 5—8 werden mit den vier Kommutatorsegmenten verbunden. Die Stromabnehmer (Bürsten!) müssen in der Feldachse (mitten unter den Polen!) stehen. Auf diese Weise entstehen zwei arbeitende Stromkreise:



In jedem Stromkreis liegen mithin drei induzierte Stäbe und ein augenblicklich toter Stab in Serie. Eine kurze Zeit vorher stehen, wie aus der Figur ersichtlich, zwei der schwarz angedeuteten Isolationsstücke zwischen den Kommutatorlamellen gerade unter den Bürsten. In diesem Augenblick werden also durch die negative Bürste die Leiter 4 und 7, durch die positive Bürste die Leiter 8 und 3 aufeinander kurz geschlossen. Es ist dies aber bei dem gewählten Wicklungsbeispiel (Sehnenwicklung!) belanglos, da sie erstens nur noch in dem sehr schwachen Feld der Polspitzen stehen und zweitens die induzierten E M K-e gleich und entgegengesetzt, die Kurzschlußkreise also praktisch stromlos sind.

Die Arbeitskreise setzen sich dann folgendermaßen zusammen:



Eine so einfache Trommelwicklung in einem homogenen Felde würde also eine Gleichspannung liefern, die noch stark pulsiert, in der Größenordnung von 17%. Durch passende Formgebung der Polschuhe der Magnete kann man indessen leicht erreichen, daß die Feldstärke am Ankerumfang sich ungefähr sinusförmig ändert. Die in jedem Stab induzierte E M K hat dann auch Sinusform, und für diesen Fall gibt Tabelle 2, aus der ersichtlich ist, daß bei 8 Nuten je Polpaar unter gleichzeitiger Anwendung der in der Praxis allgemein üblichen Zweischichtwicklung mit mindestens 2 Stäben je Nut die Schwankung um den Mittelwert nur noch 3,9% ist und bei höheren Nut- bzw. Leiterzahlen weiter merklich sinkt. Besonders günstig sind ungerade Nutzahlen.

Tabelle 2.

Nuten je Polpaar:	8	10	12	22
± Schwankung %:	3,9	2,5	1,7	0,5

Aus dem oben erörterten Beispiel geht bereits hervor, daß jeder Stab auf dem Umfang eines Trommelankers einem galvanischen Element vergleichbar ist. Dies ist sehr wichtig für die Anker-

wicklung größerer Maschinen, die in der Regel mit mehr als zwei Polen ausgeführt werden müssen.

Einen Anhalt über die Polzahl moderner Generatoren gibt die folgende Tabelle:

Tabelle 3.

Kleinmaschinen bis zu rund 1 KW	2 Pole.
Mittelgroße Maschinen bis zu rund 50 KW für 110—550 V bei 500—1500 U. p. M.	4 Pole.
Große Maschinen für 220—550 V bei 300 bis 1000 U. p. M.	6—10 Pole.
Turbogeneratoren je nach Leistung	2—6 Pole.

Eine zweipolige Maschine kann wickeltechnisch mit einer Batterie verglichen werden, die aus zwei dauernd parallel geschalteten Teilen besteht; den einzelnen Elementen einer solchen Batterie entsprechen die induzierten Stäbe am Trommelumfang wie oben erwähnt. Genau so, wie nun mehrere Batterien untereinander in beliebiger Weise in Serien-, Parallel- oder auch gemischter Schaltung kombiniert werden können, ist dies auch mit den Polpaaren bzw. den zu diesen gehörigen Ankerzweigen einer vielpoligen Maschine möglich. Sind die Ankerzweige aller Polpaare in Serie geschaltet, so erhält man die Serien- oder, wie sie in der Technik meist genannt wird, Wellenwicklung. Ihr Gegensatz ist die reine Parallel- oder Schleifenwicklung (Polpaare sämtlich parallel!). Die Kombination beider, die sog. Reihen-Parallelschaltung nach Arnold, hat keine große praktische Bedeutung mehr. Die Wellenwicklung herrscht vor für alle kleinen und mittelgroßen Maschinen normaler Spannung bis zu etwa 300 Ampere, die Schleifenwicklung desgleichen für Großmaschinen und alle Niederspannungsmaschinen.

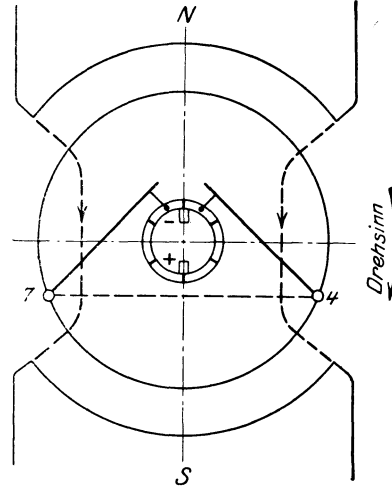
E. Rother.

Näheres s. Pichelmayer, Dynamobau (Handb. d. Elektrotechnik V).

Kommutierung. Wie in den Abschnitten „Unipolarmaschinen“ und „Kommutierende Gleichstromgeneratoren“ dargelegt wurde, sind die sämtlichen heute modernen Gleichstrommaschinen ihrem Wesen nach Wechselstrom- (Vielphasen-) Maschinen. Zur selbsttätigen Gleichrichtung des in jeder aus mindestens zwei Stäben bestehenden Spule (Wickelement!) ursprünglich erzeugten Wechselstromes dient der sog. Kommutator, ein aus Hartkupferlamellen mit Glimmerzwischenlage von rund 0,5—1,5 mm Dicke hergestellter Rotationskörper. In Anlehnung an die Figur unter „Kommutierende Gleichstromgeneratoren“ ist in der nachstehenden Figur die aus den Stäben 4 und 7 bestehende Spule samt den zu ihr gehörigen Kommutatorlamellen für sich nochmals dargestellt, und zwar in dem ausgezeichneten Augenblick, in dem die Bürste, deren Stärke schon aus mechanischen Gründen selten unter 8—10 mm gewählt wird, die Glimmerisolation überdeckt, also zwei Lamellen gleichzeitig berührt. Kurz vor diesem Moment hatte der Strom in Stab 4 die den übrigen Stäben unter dem Nordpol entsprechende Richtung, desgleichen in Stab 7 die Richtung der unter dem Südpol liegenden Stäbe. Sinngemäß muß sich der Strom kurz nach dem dargestellten Augenblick in beiden Stäben umkehren, denn es liegt dann Stab 7 unter dem Nordpol, Stab 4 unter dem Südpol.

Während des Durchgangs der Stäbe einer Spule durch die sog. „neutrale Zone“ des induzierenden Magnetfeldes, in der, wenigstens bei Leerlauf, keine Kraftlinien in die Ankeroberfläche eintreten, muß sich demnach erstens der Strom in jeder Spule von einem positiven zu einem genau gleichen

negativen Wert umkehren, und zweitens ist die betreffende Spule während dieser Umkehrzeit durch die zur Abnahme des Arbeitsstromes notwendige Bürste kurzgeschlossen. Diesen Vorgang der Stromumkehrung in einem kurzgeschlossenen Leitergebilde nennt die Elektrotechnik kurzweg „Kommutierung“. Seine möglichst genaue theoretische Verfolgung und praktische Durchführung bilden



Anker einer kommutierenden Gleichstrommaschine.

eine der schwierigsten Aufgaben des Dynamo- baues, deren Lösung schließlich nur durch die Kombination von Rechnung und Experiment mit hinreichender Genauigkeit gelungen ist. Hätte eine solche kommutierende Spule nur Ohmschen Widerstand, so wäre das Problem einfach. Der Strom in ihr würde im Augenblick des beginnenden Kurzschlusses momentan von dem vollen positiven Wert auf 0 abfallen und desgleichen auf den vollen Wert entgegengesetzter Richtung wieder ansteigen, sobald der Kurzschluß unterbrochen wird. Tatsächlich ist aber der größte Teil der Ankerspulen von Eisen umgeben, hat also eine recht erhebliche Selbstinduktion. Wird nun eine Induktivität von L Henry, die von einem Strom von J A durchflossen wird, momentan kurzgeschlossen, so klingt in ihr der Strom nach der logarithmischen Funktion

$$i = J \cdot \varepsilon^{-\frac{r}{L} \cdot t}$$

ab, d. h. er erreicht den Wert 0 erst nach unendlich langer Zeit. Hierbei bedeutet J den Wert des Stromes vor dem Kurzschluß, r den Ohmschen Widerstand der Induktivität, t die Zeit, die seit dem Beginn des Kurzschlusses verflossen ist und ε die Basis der natürlichen Logarithmen.

Tatsächlich ist nun die Kommutierungszeit sehr kurz (in der Größenordnung von $\frac{1}{1000}$ Sekunde!), so daß bei der Wiederöffnung des Kurzschlusses der positive Strom nicht entfernt abgeklungen ist. Dieser Vorgang, d. h. die Abnahme des induktiven Stromes bis auf einen kleinen Wert, kann offensichtlich dadurch wesentlich beschleunigt werden, daß man r groß und L klein macht, d. h. der Spule eine kleine Zeitkonstante gibt, doch sind diesen Maßnahmen enge Grenzen gezogen. Kleines L läßt sich im allgemeinen nur bei kleinen Niederspannungsmaschinen erreichen, großes r dagegen relativ leichter durch Anwendung eines passenden Bürstenmaterials, denn in dem Ohmschen Gesamtwider-

stand des induktiven Kreises bilden die Übergangswiderstände von den Lamellen zur Bürste sowie der Widerstand der letzteren selbst einen erheblichen Anteil. Aus diesem Grunde verwendet auch die praktische Elektrotechnik gern harte Graphitkohlen zur Stromabnahme.

Wenn es nun aber auch durch solche Verbesserungen gelingt, die kurzgeschlossene Spule während der Kommutierungszeit praktisch stromlos zu machen, so spielt ihre Induktivität noch immer die entsprechende erschwerende Rolle bezüglich der Stromumkehr beim Öffnen des Kurzschlusses. Unmittelbar nach diesem soll die Spule den vollen negativen Strom führen; denn wenn dies nicht der Fall ist, muß zwischen der unter der Bürstenkante ablaufenden Lamelle und ersterer selbst ein Stromübergang in Gestalt eines kleinen Lichtbogens stattfinden, was auch bei schlecht kommutierenden Maschinen sehr häufig zu beobachten ist.

Mathematisch drückt sich der Vorgang durch die Beziehung aus

$$i = -J \left(1 - \varepsilon - \frac{r}{L} \cdot t \right),$$

d. h. der Strom in der Spule erreicht erst relativ lange Zeit nach dem Öffnen des Kurzschlusses annähernd den vollen negativen Stromwert.

Es ist hiernach wohl klar, daß funkenfreie Kommutierung ohne weitere besondere Hilfsmittel als oben erwähnt nur dann leidlich gelingen kann, wenn der Wert $\frac{1}{2} L J^2$, d. i. die in der Induktivität der Spule aufgespeicherte magnetische Energie, klein (kleine Maschinen, niedrige Spannung, wenige Windungen pro Lamelle!) oder die Kommutierungszeit groß ist (langsam laufende Maschinen!). Als Kriterium wird in der Praxis meist nicht die magnetische Energie unmittelbar, sondern die Spannung betrachtet, die sie bei ihrem Freiwerden erzeugt. Sie wird meist nach Näherungsformeln

der Form
$$e_r = 2 \cdot J \cdot \frac{L}{T} V$$

berechnet, in der T die Dauer der Kommutierung bedeutet. Diese sog. Reaktanzspannung soll bei hohen Anforderungen an den funkenfreien Lauf in der Größenordnung von 2—3 Volt liegen. In den weitaus meisten praktischen Fällen trifft dies aber nicht zu. Von den zahllosen vorgelegenen Hilfsmitteln zur Beseitigung des Kommutierungsfeuers hat sich nur die sog. erzwungene Stromwendung durch Einführung einer weiteren E M K. in den Kurzschlußkreis bewährt, die der induktiven Spannung der Spule entgegenwirkt. Die Stäbe 7 und 4 liegen in diesem Fall während des Kurzschlusses nicht mehr in einer feldfreien Zone, wie bisher angenommen, sondern laufen durch ein magnetisches Hilfsfeld, das in ihnen eine Bewegungs-E M K. passender Größe induziert.

Die Theorie der Kommutierung wird durch diese Neueinführung im allgemeinsten Fall erheblich kompliziert. Macht man aber die für den vorliegenden Zweck allgemeinsten Darstellung zulässige Annahme, daß der Ohmsche Widerstand des Kurzschlußkreises konstant und immerhin so erheblich ist, daß der Strom während des Kurzschlusses ungefähr geradlinig verläuft, so ist die betreffende Differentialgleichung leicht lösbar. Führt man die weitere Bedingung ein, daß der Strom im Kurzschlußkreis am Ende der Kommutierung gleich dem Belastungsstrom des Ankerzweiges sein soll,

so erhält man für die Hilfs-E M K (sog. Wendespannung!) die einfache Beziehung

$$e_w = J \cdot r \cdot \frac{1 + \varepsilon - \frac{r}{L} \cdot T}{1 - \varepsilon - \frac{r}{L} \cdot T},$$

in der T wiederum die Dauer des Kurzschlusses bedeutet. Von diesem Hilfsmittel wird praktisch nahezu stets Gebrauch gemacht, und die Verschiedenheit in der Anwendung liegt nur darin, ob als magnetisches Hilfsfeld das Hauptfeld der Maschine oder ein besonders erregtes Feld benützt wird.

In dem Abschnitt „Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen“ wurde gezeigt, daß das Hauptfeld jeden Gleichstromgenerators bei Belastung eine Verschiebung erfährt in Richtung der Ankerdrehung, und demgemäß auch die Bürsten verschoben werden müssen, um die Stäbe der kurzgeschlossenen Spule in die Neutrals zu bringen. Aus dem Vorhergehenden geht auf Grund einfacher Betrachtungen hervor, daß die Bürsten bei einem Gleichstromgenerator noch weiter im Sinne der Ankerdrehung verschoben werden müssen, etwa bis dicht an den in der Drehrichtung der Maschine folgenden Pol, wenn man im Kurzschlußkreis eine Wendespannung richtiger Richtung und genügender Größe erzeugen will.

Aus der obigen Gleichung folgt, daß e_w dem Belastungsstrom J proportional sein muß. Diese Bedingung ist aber bei Erzeugung der Wendespannung durch das Hauptfeld bei Nebenschlußgeneratoren gar nicht, bei Seriengeneratoren nur sehr unvollkommen erfüllt, denn die Ankerrückwirkung schwächt ja bei steigender Last das Hauptfeld. Man ist also bei mit Bürstenverschiebung arbeitenden Generatoren im allgemeinen gezwungen, für jede Last die günstigste Bürstenstellung zunächst durch Versuch zu bestimmen und festzulegen, während im späteren Betrieb der funkenfreie Lauf von der Aufmerksamkeit des Maschinisten abhängt. Da auf letztere besonders bei raschem Wechsel der Belastung nie zu rechnen ist, werden die Bürsten meist auf eine mittlere Verschiebung gebracht, die gerade noch leidliche Kommutierung zwischen Leerlauf und Vollast sichert.

Von diesem Übelstand in weiten Grenzen frei sind die modernen Wendepolmaschinen (siehe auch „Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen“!), bei denen in der neutralen Zone für Leerlauf kleine Hilfspole angeordnet sind, die vom Belastungsstrom erregt werden. Die kommutierenden Stäbe liegen so stets in einem Feld richtiger Richtung und Größe, da jede Sättigung der Hilfspole sorgfältig vermieden wird; die Bürsten bleiben stets in der Neutralen stehen. Rüstet man Wendepolmaschinen noch mit der unter „Ankerrückwirkung“ erwähnten Kompensationswicklung aus, die die Feldverzerrung unterdrückt, so erhält man Gleichstromgeneratoren, die den höchsten Anforderungen genügen.

E. Rother.

Näheres s. Steinmetz, Elements of Electrical Engineering.

Kommutierung, abnehmende s. Entmagnetisierung.

Kommutierungskurve s. Magnetisierungskurve.

Komparator s. Längenmessungen.

Kompaß. Ein Instrument zur Bestimmung der azimutalen Himmelsrichtung aus der erdmagnetischen Deklination, bestehend aus einer horizontal

beweglichen, auf einer Spitze, der „Pinne“ schwebenden Magnetnadel in Verbindung mit einer Kreisteilung. Besitzt es eine um die Pinne als Zentrum drehbare Visiervorrichtung — die „Peilvorrichtung“ des Seemanns —, so kann man auch umgekehrt mit ihm die Deklination messen, doch erhält man, da die Nadeln selten umlegbar sind, nur relative Werte.

Der Kompaß ist ein sehr altes Werkzeug der verschiedensten Berufe. Seine Geschichte wird sehr eifrig verfolgt, ist aber noch nicht vollkommen geklärt. Falsch ist jedenfalls, daß der Kompaß von Flavio Gioia erfunden worden sei, vielmehr ist sicher, daß ein Mann dieses Namens nie gelebt hat. In Europa taucht in der Literatur der Kompaß bestimmt im XIII. Jahrhundert auf, ist aber mindestens seit dem Jahre 1000 im Mittelmeer in Benutzung gewesen. Eine frühere Anwendung ist sehr wohl möglich. In der ältesten Form bestand er aus einem natürlichen Magnetstein, der durch einen Schwimmkörper auf Wasser schwebend erhalten werden konnte. Später verwandte man magnetisierte Nadeln aus Eisen. Zu einem auf See brauchbaren, messenden Instrument wurde er etwa um die Wende zum XIV. Jahrhundert in der damals für das Seewesen maßgebenden Stadt Amalfi umgestaltet, indem der schwimmende Magnet in der Pinne einen festen Drehpunkt und eine an ihm befestigte und so mit ihm drehbare Teilung erhielt, die sog. „Rose“. Diese alte Teilung nach Windrichtungen ist heute noch die in der Schifffahrt angewandte, nur ist man von der 12- in die 16teilige übergegangen. Ein Winkel von $11\frac{1}{4}$ Grad heißt ein „Strich“.

Noch älter als der Schwimmkompaß ist die auf dem Land gebrauchte „Bussole“ oder der „Dosenkompaß“, bei dem die Teilung nicht fest mit der Nadel verbunden ist, sondern diese wie ein Zeiger sich über einer am Rand der Dose angebrachten Teilung bewegt. Diese war und ist auch heute überwiegend eine Kreisteilung, nur die Bergwerkskompassse teilen in zweimal 12 „Stunden“ ein, und wo sie daneben die Himmelsrichtungen angeben, ist Ost und West vertauscht, um unmittelbar das „Streichen“ der Gesteine zu erhalten. Auch heute noch bedient sich die „Markscheiderei“, d. i. die niedere Geodäsie unter Tage, vorwiegend des Kompasses, nur baut sie ihn in ihre Meßinstrumente, die „Grubentheodolite“ fest ein. Früher war der Dosenkompaß eine häufige Zugabe von landmesserischem und artilleristischem Gerät, namentlich aber tragbarer Sonnenuhren; daher stammt sein Name.

Der Dosenkompaß ist urkundlich schon 121 n. Chr. in China in Gebrauch gewesen; alle älteren Daten beziehen sich auf Mythen. Bis auf die Jetztzeit ist er dort nie zum seetüchtigen Instrument ausgearbeitet worden. Daß dies in Europa geschehen, dem verdanken wir die Vorherrschaft der europäischen Kultur auf der Erde.

Seetüchtig ist aber nur der mit der Teilung, der Rose, fest verbundene Magnet. Die Rose bleibt fest im Raum, das Schiff bewegt sich um sie. In der Kiellinie besitzt der Kompaßkessel eine Marke, deren Stellung am Rand der Rose unmittelbar den augenblicklichen Schiffskurs gibt. Um den Schiffsschwankungen entzogen zu sein, ist der Kompaß kardanisch aufgehängt.

Beim Schiffskompaß unterscheidet man „Trockenkompassse“ und „Fluidkompassse“. Bei beiden

werden stets mehrere symmetrisch angeordnete Magnetnadeln verwandt. Die Trockenrose ruht mit ihrem ganzen Gewicht auf der Pinne, hat daher leichte Nadeln und geringere Richtkraft. Um eine ruhige Einstellung zu bekommen, vergrößert man das Trägheitsmoment, indem man alle Massen möglichst an dem Umfang der Rose anbringt. Die Fluidkompassse haben die Rose in ein Gemisch von Wasser und Alkohol eingetaucht, so daß der Auftrieb die Pinne entlastet; es können nun größere Magnete mit starker Richtkraft benutzt werden.

Auf neuzeitlichen Fahrzeugen sind die Angaben des Kompasses zwei störenden Einflüssen unterworfen: das Schiffseisen lenkt die Nadel aus der wahren magnetischen Nordrichtung ab, erteilt dem Kompaß eine „Deviation“ (s. d.) und verringert die Größe der Richtkraft des Erdmagnetismus. Ersteres wird durch Kompensation (s. Schiffsmagnetismus) verringert, der andere Umstand durch möglichst große Richtkraft des Nadel-systems überwunden.

Alle Rosen tragen auf ihrer Oberseite oberhalb des Nordpols der Nadeln eine ganz bestimmte Marke, die sog. „Bourbonische Lilie“; sie, und damit auch die Wappenlilie, ist nichts anderes als eine Stilisierung des Urbilds des Schwimmkompasses, der Nadel mit den seitlichen Schwimmern, die zur Überwindung der Inklination am Nordende breiter gehalten sind. Die Teilnehmer des ersten Kreuzzuges lernten das Instrument als den Wegweiser zum Heiligen Land kennen. Ältere Rosen tragen daher auch das Malteserkreuz als Ostmarke.

A. Nippoldt.

Näheres s. A. Schück, Der Kompaß. I, II, III. Hamburg 1912, 15, 18.

Kompaß, elektrischer. Als elektrischen Kompaß im Gegensatz zum magnetischen Kompaß pflegt man ein Instrument zu bezeichnen, das aus zwei Korkkügelchen besteht, die auf die Enden eines auf einer Bernsteinspitze drehbar befestigten Glasstäbchens aufgesteckt sind. Die beiden Kügelchen sind entgegengesetzt geladen, nach der Richtung der \perp geladenen Kugel zeigt ein auf dem Glasstab angebrachter Papierpfeil. Mit diesem elektrischen Kompaß kann man dann in analoger Weise wie im Magnetfeld mit der Magnetnadel im elektrischen Feld die Feldlinien veranschaulichen.

In zweiter Linie kann man unter elektrischem Kompaß die an Bord von größeren Schiffen vor Erfindung des Kreiselkompasses bestehende Einrichtung elektrischer Kompaßübertragung verstehen.

R. Jaeger.

Kompatibilitätsbedingungen. Der Verzerrungszustand eines Volumelements ist durch Angabe der sechs Komponenten der Verzerrung $\epsilon_x \dots \gamma_{yz}$ bezüglich eines orthogonalen Koordinatensystems (O, x, y, z) vollständig beschrieben (s. Verzerrungszustand). Diese sechs Verzerrungskomponenten, welche im allgemeinen mit dem Orte x, y, z des Volumelements veränderlich sind, müssen in jedem Falle so beschaffen sein, daß der Zusammenhang der einzelnen benachbarten Volumelemente gewahrt bleibt. Aus dieser Forderung erhält man sechs Gleichungen, denen die Verzerrungskomponenten genügen müssen. Es sind dies die sog. Kompatibilitätsbedingungen oder Verträglichkeitsbedingungen. Für den Fall kleiner Verschiebungen sind dies je drei Gleichungen vom Typus der folgenden:

$$(1) \begin{cases} \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_y}{\partial x^2}, \dots \\ 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} - \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} \right), \dots \end{cases}$$

In den Gleichungen (1) kann man die Verzerrungskomponenten $\varepsilon_x \dots \gamma_{yz}$ mit Hilfe des Hookeschen Gesetzes eliminieren. Man erhält so sechs Differentialgleichungen, die zwischen den Spannungskomponenten bestehen. Im Falle eines isotropen Körpers sind dies die sog. Beltramischen Gleichungen. Zum Unterschied von den letzteren Kompatibilitätsbedingungen für die Spannungen nennt man die Gleichungen (1) manchmal Kompatibilitätsbedingungen für die Verzerrungskomponenten.

Die Kompatibilitätsbedingungen sind identisch erfüllt, wenn die Komponenten der Verzerrung, bzw. die des Spannungstensors aus einem Verschiebungszustand (u, v, w) berechnet werden, der den Grundgleichungen der Elastizität genügt.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (deutsch von Timpe), Leipzig 1907, § 17. Über die Beltramischen Gleichungen s. Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften IV, 24, Tedone, Allgemeine Theoreme der Elastizitätstheorie, Nr. 7.

Kompensationsapparat s. Kompensator.

Kompensationsokular s. Okular.

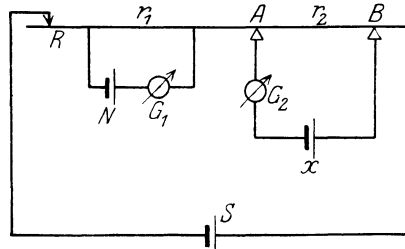
Kompensationspendel s. Uhren.

Kompensationsprismen s. Dispersion des Lichtes.

Kompensationsthermometer, ein Thermometer mit einem Glaskörper im Gefäß, der durch seine andersartige thermische Nachwirkung die Nachwirkung des Gefäßes selbst kompensiert; s. Glas für thermometrische Zwecke. *Scheel.*

Kompensator. Diese auch unter dem Namen „Kompensationsapparat“ oder „Potentiometer“ bekannte Vorrichtung besteht aus einer Kombination von Widerständen mit einem Normalelement und dient dazu, eine Spannung nach dem Pogendorffschen Kompensationsverfahren zu messen. Um die Spannung bis auf eine Zehnerpotenz direkt der Einstellung des Apparates entnehmen zu können, wird eine runde Stromstärke eingestellt. Kompensiert man z. B. die Spannung des Westonelements, dessen EMK bei 20°C 1,0183 int. Volt beträgt, durch die Spannung an den Enden eines Widerstandes von 10183 Ohm, so beträgt die Stromstärke in dem Widerstand $\frac{1}{10000}$ Ampere und man erhält die Spannung an einem anderen, von demselben Strom durchflossenen Widerstand durch Division dieses Widerstandes mit Zehntausend. Die Apparate sind so eingerichtet, daß man zunächst die gewünschte Stromstärke mit Hilfe eines Normalelements und eines Regulierwiderstandes einstellen kann und dann die zu messende Spannung durch Kompensation bestimmt. Die Einstellung der Kompensationswiderstände erfolgt durch Kurbeln in der Weise, daß dabei der Gesamtwiderstand des Kompensators und damit auch die eingestellte Stromstärke ungeändert bleibt. Zur Durchführung dieses Prinzips sind die Kompensatoren in verschiedener Weise ausgestaltet worden. In der Figur ist das einer Anzahl dieser Apparate zugrunde liegende Verfahren dargestellt. Darin bedeutet S die Stromquelle (ein oder mehrere Akkumulatoren), R den Regulierwiderstand, mittels dessen die Spannung an den Enden des Widerstandes r_1 derjenigen des Normalelements N gleich-

gemacht wird. Dann darf das Galvanometer G_1 keinen Strom anzeigen. Die zu messende Spannung x wird dann durch einen Widerstand r_2 kompensiert, der durch Verschieben der Schneiden A und B auf dem Schleifdraht eingestellt wird. Als Nullinstrument dient Galvanometer G_2 . Für G_1 und G_2 kann



Schema des Kompensators.

man unter Verwendung eines Umschalters dasselbe Instrument benutzen. Der Widerstand r_2 liefert dann in der oben angegebenen Weise direkt die Spannung x . Diese Einrichtung, bei welcher der Gesamtwiderstand ungeändert bleibt, gestattet aber keine große Meßgenauigkeit. Der Schleifwiderstand mit den beiden Schneiden läßt sich durch zwei Dekaden-Widerstandssätze mit Kurbeln ersetzen, z. B. von 10×1000 und 10×100 Ohm, wobei die Spannung an die Kurbeln angelegt wird; auch hierbei bleibt der Gesamtwiderstand ungeändert. Um aber noch weitere Stellen für die Messung zu erhalten, werden bei dem von Feußner angegebenen Apparat noch Doppelkurbeln benutzt, durch die selbsttätig der in den Kompensationswiderstand eingeschaltete Betrag im äußeren Stromkreis ausgeschaltet wird, so daß der Gesamtbetrag ungeändert bleibt. Bei dem von Raps konstruierten Kompensator (Siemens & Halske) dagegen werden Abzweigungen an die beiden Endkurbeln gelegt, die gleichfalls aus Dekadensätzen bestehen. Auf diese Weise werden vier Stellen erhalten. Eine fünfte Dekade, die den kleinsten Widerständen entspricht, verändert den Strom etwas, falls man nicht eine höhere Spannung und großen Vorschaltwiderstand anwendet. Die erwähnten Kompensatoren haben einen Gesamtkompensationswiderstand von 10000 Ohm. Für manche Messungen (z. B. bei solchen mit Thermoelementen und Widerstandsthermometern) ist es aber zur Erhöhung der Meßgenauigkeit erwünscht, Kompensatoren von kleinem Widerstand (etwa 10 Ohm) zu benutzen, bei denen aber dann eine besondere Schwierigkeit darin besteht, die störenden Thermostrome im Apparat zu vermeiden. Ein thermokraftfreier Kompensator von 10 Ohm Widerstand ist z. B. von Diesselhorst angegeben worden. Zur Vermeidung von Thermostromen liegen bei diesem Apparat in dem Galvanometerkreis keine Kurbelkontakte, sondern der Kreis liegt an festen Widerständen, so daß auch die Galvanometerempfindlichkeit stets die gleiche ist; der den Kompensator durchfließende Meßstrom dagegen ist über die Kurbelkontakte geführt. Dieser Strom wird im Verhältnis 1:10 verzweigt, so daß die beiden Hälften der drei im Hauptstromkreis vorhandenen Doppelkurbeln von verschieden starkem Strom durchflossen werden. Außerdem sind noch zwei weitere Doppelkurbeln vorhanden, so daß im ganzen fünf Dekaden zur Messung zur Verfügung stehen; die beiden zuletzt erwähnten Dekaden sind durch Abzweigung gewonnen. Die

Schaltung des Apparates ist etwas kompliziert, so daß hier nicht näher darauf eingegangen werden kann. Die höchste Dekade besteht aus Widerständen von je 1 Ohm, die kleinste aus solchen von 10^{-4} Ohm, so daß im ganzen 10 Ohm zur Kompensation zur Verfügung stehen. Zu dem von O. Wolff (Berlin) gelieferten Kompensator gehört noch ein Zusatzkasten, der es ermöglicht, mittels eines Normalelementes einen runden Strombetrag einzustellen. Ähnliche Einrichtungen sind z. B. von Hausrat und von White konstruiert worden.

Die Kompensatoren können außer zur Spannungsmessung in mannigfacher Weise benutzt werden, z. B. auch zur Strom- und Widerstandsmessung. Sie dienen in der Praxis zur Eichung von Gleichstrominstrumenten aller Art und zur Zurückführung ihrer Angaben auf die internationalen elektrischen Grundeinheiten, auf Widerstandsnormale und Normalelement (s. Intern. Elektr. Einheiten).

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Komplementärfarben (Ergänzungsfarben) werden Farben genannt, die zusammengemischt Weiß ergeben, z. B. Grünblau und Rot, Orange und Blau, Grün gelb und Violett. Vgl. Farbentheorie. v. Staal.

Komplexes Potential in der Hydrodynamik s. Geschwindigkeitspotential. Hopf.

Komplexes Rechnen s. Symbolische Darstellung von Wechselstromgrößen.

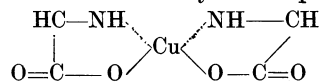
Komplexsalze. Nach der Valenztheorie von A. Werner (s. Valenztheorien, Abs. 6 u. Koordinationslehre) bezeichnet man das Zentralatom samt allen koordinativ an dasselbe geketteten Atomen und Molekülen als einen Komplex, sobald die koordinativen Bindungen auch in wässriger Lösung beständig sind, also vor allem nicht dissoziieren. Solche Komplexe sind die Wernerschen Anlagerungs- und der koordinativ gebundene Teil der Einlagerungsverbindungen. Die Einlagerungsverbindungen, bei denen der Komplex — das was Werner in rechteckige Klammern einschließt — positiv oder negativ geladen ist und bei denen sich dementsprechend noch außerhalb des Komplexes entgegengesetzt geladene Atome befinden, nennt man Komplexsalze. Sie können analog den gewöhnlichen Salzen in wässriger Lösung dissoziieren in ein komplexes und ein normales Ion oder, wenn sie aus zwei entgegengesetzt geladenen Komplexen bestehen, in zwei komplexe Ionen.

Die im Komplex befindlichen Atome zeichnen sich vor den gewöhnlichen Ionen dadurch aus, daß sie keine normalen Ionenreaktionen mehr geben. Doch gibt es da keine strenge Grenze zwischen Komplex und Nichtkomplex. Vielmehr kommt alles auf die Festigkeit des Komplexes an. So ist z. B. der Silber-Ammoniakkomplex $\text{Ag}(\text{NH}_3)_2$ in Lösung sehr wenig dissoziiert, so daß das Silber nicht mehr mit Cl' gefällt werden kann, da so wenig Silberionen in der Lösung vorhanden sind, daß das Löslichkeitsprodukt (s. d.) des Chlorsilbers nicht erreicht wird. (Umgekehrt löst sich Chlorsilber in Ammoniak auf.) Setzt man aber Jodkalium zu, so fällt sogleich das gelbe Jodsilber, dessen Löslichkeitsprodukt viel kleiner ist. Benutzt man statt des Ammoniak- den Zyankomplex: $\text{Ag}(\text{CN})_2$, so gelingt die Silberfällung nicht einmal mehr mit J' , wohl aber mit Schwefelwasserstoff. Hat man ein

Komplexsalz, etwa $\left[\text{Pt} \begin{array}{c} (\text{NH}_3)_4 \\ \text{Cl}_2 \end{array} \right] \text{Cl}_2''$, so verhalten

sich natürlich die beiden ionogen gebundenen Chloratome wie normale Ionen und können als Chlorsilber gefällt werden, nicht aber die beiden koordinativ gebundenen Chloratome innerhalb des Komplexes.

Besonders stabil sind die Komplexe, bei denen eine angelagerte Gruppe, z. B. die Amidogruppe NH_2 , nicht nur durch Nebenvalezen an das Zentralatom, sondern auch noch durch Hauptvalezen an andere Moleküle gebunden ist, die sich im Komplex befinden, wie z. B. beim Glykokollkupfer:



Solche Salze bezeichnet man nach H. Ley als innere Metallkomplexsalze.

Über den Unterschied von Komplex- und Doppelsalzen, sowie ihre Übergänge ineinander, siehe den Artikel: Doppelsalze. Werner Borinski.

Näheres s. A. Werner, Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie. Braunschweig 1920.

Komponenten eines Vektors s. Vektorrechnung.

Kompressibilität. Alle bekannten Stoffe sind kompressibel, d. h. zusammendrückbar, wenn sie einem äußeren Druck ausgesetzt werden. Die Kompressibilität der Gase ist sehr groß, das Volumen ist annähernd dem Druck umgekehrt proportional (s. Zustandsgleichung). Dagegen ist die Kompressibilität fester und flüssiger Stoffe sehr klein. Bei ersteren ist sie durch den Elastizitätskoeffizienten bestimmt, also bei homogenen Körpern durch den Elastizitätsmodul und die Poissonsche Konstante. Während aber feste Körper durch genügend starken Druck eine dauernde Volumänderung erleiden, sind solche Wirkungen, die auch nach Wegnahme des äußeren Druckes bestehen bleiben, bei Flüssigkeiten noch nicht beobachtet worden.

Der Kompressibilitätskoeffizient von Flüssigkeiten ist definiert durch die Gleichung

$$(1) \quad \beta = - \frac{1}{v} \left(\frac{\delta v}{\delta p} \right) T,$$

worin v das Volumen, p der Druck ist und der Index T bedeutet, daß die Druckänderung bei konstanter Temperatur erfolgen soll.

Zur Bestimmung des Kompressibilitätskoeffizienten füllt man die Versuchsflüssigkeit in ein Piezometer, d. i. ein kugel- oder birnförmiges Gefäß, an das sich eine ganz feine Kapillare anschließt. Das Gefäß wird in einem dickwandigen, mit einer beliebigen Flüssigkeit gefüllten Zylinder einem allseitigen Druck ausgesetzt. Derselbe Druck wird durch die Kapillaren auf die Oberfläche der Flüssigkeit ausgeübt. Die Kapillare ragt aus dem Druckzylinder heraus und gestattet so eine Beobachtung der Meniskusverschiebung. Zuerst hat nach dieser Methode Kanton (1764) Untersuchungen ausgeführt. Amagat (1893) verbesserte sie, indem er die Kapillare in den Druckzylinder mit hereinnahm und die Meniskusverschiebung dadurch maß, daß er eine Reihe von Kontakten durch nachdringendes Quecksilber betätigen ließ.

Nach einer anderen Methode (von Perkins) hat Bridgman neuerdings umfangreiche Versuche ausgeführt. Die Versuchsflüssigkeit befindet sich in einem Gefäß, das im Deckel ein kleines Loch hat und in dem mit Quecksilber gefüllten Druckzylinder

steht. Bei der Kompression der Versuchsflüssigkeit gelangt Quecksilber in das innere Gefäß und fällt darin zu Boden. Bei Wegnahme des Druckes tritt dann eine entsprechende Menge der Versuchsflüssigkeit aus. Bei beiden Verfahren muß die Kompressibilität des Werkstoffes, aus dem das Piezometer besteht, berücksichtigt werden.

Der Kompressibilitätskoeffizient β ist sowohl vom Druck wie auch von der Temperatur abhängig, und zwar nimmt β im allgemeinen mit steigendem Druck ab, mit steigender Temperatur zu. Wasser bildet eine Ausnahme; bei niedriger Temperatur wird seine Kompressibilität mit steigender Temperatur zunächst kleiner, geht bei 50—60° durch ein Minimum und nimmt dann in normaler Weise zu.

Die Kompressibilität von wässrigen Lösungen ist geringer als die von reinem Wasser; sie nimmt mit wachsender Konzentration ab.

In nachstehender Tabelle sind die Kompressibilitätskoeffizienten einiger Flüssigkeiten in reziproken Atmosphären (1 Atmosphäre = 760 mmHg) zusammengestellt. Durch Multiplikation mit $0,987 \cdot 10^{-6}$ erhält man daraus die Zahlenwerte in absolutem Maß (Quadratzenntimeter/Dyn).

Flüssigkeit	Temperatur in °C	Druckintervall in Atmosphären	$10^6 \cdot \beta$
Quecksilber . . .	0	1—50	3,92
Glyzerin	15	1—10	22
Wasser	0	1—100	51
„	40		45
„	100		48
„	40		35
„	100	900—1000	37
„	200		57
„	0	2500—3000	26
„	40		26
Benzol	16	1—10	82
Alkohol	0	1—50	96
„	40		125
„	0		52
„	40	900—1000	59
Äther	0		147
„	40	1—50	208
„	0		65
„	40		77

S. Erk

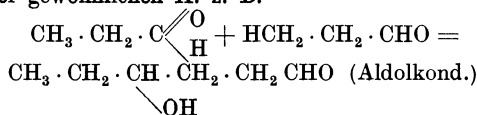
Kompressionsarbeit s. Verzerrungszustand.

Kompressionskältemaschinen s. Kältemaschinen.

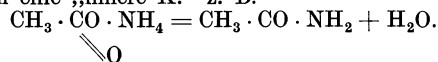
Kompressionsmodul s. Elastizitätskonstanten.

Kompressor s. Pumpen.

Kondensation im chemischen Sinne ist die Schließung einer Kohlenstoff-Kohlenstoffbindung, meist unter Wasseraustritt. Man unterscheidet von der gewöhnlichen K. z. B.



noch eine „innere K.“ z. B.



Der Begriff wird in dem zuletzt angeführten Falle angewandt, obgleich es sich nicht um Schluß einer

C-C-Bindung handelt, ist überhaupt nicht von allen Autoren gleichmäßig definiert. Schwab.

Kondensation (technisch). Die Kondensationsanlagen der Kraftmaschinen, durch welche in dem Raume, in den der Abdampf strömt, ein möglichst niedriger Druck — ein Vakuum — hergestellt und erhalten werden soll, bestehen aus zwei zusammenarbeitenden Teilen

a) dem geschlossenen Raum des Kondensators selbst, dessen Aufgabe es ist, den ankommenden Dampf möglichst vollständig niederzuschlagen und

b) einer Luftpumpe, welche die Luftverdünnung im Kondensator herstellt und unterhält, indem sie die dort eintretende Luft beständig absaugt.

Je nachdem sich der zu kondensierende Dampf mit dem Kühlwasser mischt oder aber durch Metallwandungen von ihm getrennt bleibt, unterscheidet man Mischkondensatoren und Oberflächenkondensatoren. Diese kann man wieder, je nachdem das Niederschlagswasser und die Luft getrennt oder zusammen aus dem Kondensationsraum herausgeschafft werden, einteilen in Kondensatoren mit trockener und in solche mit nasser Luftpumpe, wobei im ersteren Fall das warme Wasser entweder durch ein Fallrohr selbsttätig abfließt, oder durch eine besondere Kondensatpumpe aus dem Kondensationsraum geschafft wird.

Die Luftleere im Kondensator beträgt bei Betrieb von Dampfmaschinen 75—90%, bei Betrieb von Dampfturbinen 92—97%. L. Schneider.

Näheres s. F. J. Weiß, Kondensation. Berlin.

Kondensationshygrometer. Instrument zur Messung der Luftfeuchtigkeit (s. Hygrometer).

O. Baschin.

Kondensationskerne. In der Luft schwebende sehr feine Teilchen, die bei der Bildung von Nebel (s. d.) als Ansatzkerne für die Kondensations-tröpfchen dienen. Sie sind viel kleiner als der gewöhnliche Staub und entstehen nach A. Wiegand in der Atmosphäre bei Verbrennungs- und vulkanischen Vorgängen, ferner durch Kathodenstrahlen und durch kräftige ultraviolette Sonnenstrahlung in großen Höhen. O. Baschin.

Kondensationsmethode von Helmert. Sie besteht in einer theoretisch durchgeführten Verlagerung der Massen, um Konvergenzschwierigkeiten bei der Entwicklung eines Ausdruckes für das Potential der Erde zu beseitigen. Bezeichnen wir die Entfernung eines Punktes der theoretischen Erdoberfläche (Geoid) vom Erdmittelpunkte mit r , die Entfernung eines beliebigen anderen Punktes mit r' , so wird es immer Punkte geben, für welche $r < r'$ ist und solche, für welche $r' < r$ ist, da die Erhebungen der Erdoberfläche außerhalb des Geoides fallen. Das Potential der gesamten Erde wird sich daher nicht

nach Potenzen von $\frac{r'}{r}$ entwickeln lassen, da für die äußeren Massen $\frac{r'}{r} > 1$ wird. Helmert verlegt

daher die äußeren Massen nach innen, auf eine Fläche, welche parallel zur Oberfläche in 21 km Tiefe verläuft, so daß sie daselbst als materielle Flächenbelegung erscheinen.

Durch diese Verschiebung der Massen werden auch andere Veränderungen bewirkt. Zunächst verschiebt sich das Geoid selbst um einen Betrag, den Helmert im Maximum auf ± 10 m schätzt. Dieser Änderung der Höhenlage entspricht auch eine Veränderung der Schwere auf dem Geoid,

die aber höchstens den Betrag von 2×10^{-3} cm erreicht. Dagegen hat die Verlagerung der Massen einen direkten Einfluß auf die Schwere, der den immerhin bedeutenden Wert 4×10^{-1} in sehr ungünstigen Fällen erreichen kann, doch wird ein solcher Fall kaum eintreten.

Seit die Theorie des allgemeinen Massenausgleiches (s. Isostasie) Boden gewonnen hat, hat die Kondensationsmethode auch eine rein physikalische Bedeutung erlangt. Da den sichtbaren Massenanhäufungen unterirdische Defekte entsprechen, so werden bei der Kondensation die äußeren Massen in den Boden hineingeschoben, wodurch ein Ausgleich unter den Massenunregelmäßigkeiten wenigstens teilweise herbeigeführt wird. Die aus der neuen Massenlagerung berechneten Schwerewerte werden einen glatteren Verlauf zeigen, und sich zur Berechnung einer Formel für die Veränderung der Schwere längs des Meridianes sehr gut eignen. Die Herstellung einer solchen Formel war auch das Ziel der Helmertschen Untersuchungen.

A. Prey.

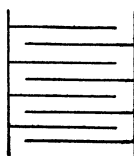
Näheres s. R. Helmert, Die mathemat. und physik. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. II, S. 141 ff.

Kondensationspumpe s. Diffusionsluftpumpe.

Kondensationspunkt s. Siedepunkt.

Kondensationswärme s. Verdampfungswärme.

Kondensator (elektrostatisch). Unter Kondensatoren versteht man elektrostatische Systeme, deren Kapazität definiert ist, wie z. B. bei der Leidener Flasche. Die Ladung eines Kondensators (Elektrizitätsmenge) ist gleich dem Produkt von Kapazität und Spannung. Eine einfache Form des Kondensators ist der Plattenkondensator, der aus zwei in geringer Entfernung voneinander angebrachten Platten besteht, zwischen denen sich Luft oder ein anderes Dielektrikum befindet. Je nach der Art des Dielektrikums unterscheidet man Luft-, Glimmer-, Papier-, Ölkondensatoren usw. Die Kapazität ist proportional der Dielektrizitätskonstante ϵ , so daß Luftkondensatoren c. p. die kleinste Kapazität besitzen. Kondensatoren mit festem oder flüssigem Dielektrikum haben infolge der dielektrischen Nachwirkung einen „Verlustwinkel“ (s. d.); am kleinsten ist derselbe bei Glimmerkondensatoren. Bei einem Plattenkondensator, dessen beide Platten die Fläche F haben und sich in einer Entfernung δ befinden, ist, abgesehen von den Teilkapazitäten gegen Erde und von der Kraftlinienstreuung am Rande (Randwirkung), die Kapazität $C = \epsilon F / 4\pi\delta$, für einen Zylinderkondensator von der Länge l , dessen Zylinderflächen die Radien R_1, R_2 haben, ist $C = \epsilon l / 2 \log(R_2/R_1)$ (s. auch Kugelkondensator). Zur Verringerung der Randwirkung benutzt man



Schema des Plattenkondensators. Kondensatoren, bei denen die eine Platte von einem Schutzring umgeben ist, von dem sie nur durch einen engen Spalt getrennt wird. Platte und Schutzring befinden sich auf gleichem Potential (s. auch Schutzring-Elektrometer). Um die Kapazität zu erhöhen, werden Sätze von Platten und Zylindern verwendet, bei denen die einzelnen Elemente wie in der Figur abwechselnd miteinander verbunden sind. Damit die Kapazität gut definiert ist, müssen besonders Kondensatoren kleinerer Kapazität von einer metallischen Hülle umgeben sein, weil sonst die Teilkapazitäten der einzelnen Belegungen gegen

Erde von der Aufstellung des Kondensators abhängen.

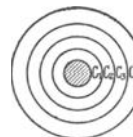
Nach Art der Widerstandssätze werden Stöpsel- und Kurbelkondensatoren gebaut; vgl. auch Kapazitätsvariometer.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Kondensatorchronograph s. Geschoßgeschwindigkeit.

Kondensatorklemme. Als Kondensatorklemme (Siemens-Schuckert) bezeichnet man Durchführungsisolatoren für Hochspannung, bei denen das Dielektrikum nach Nagel abwechselnd aus Schichten von Isolationsmaterial und leitenden Belegungen zusammengesetzt ist. Dadurch ergibt sich für den Querschnitt der Durchführung das in nebenstehender Figur gezeigte Bild. Man ersieht



Kondensatorklemme.

daraus, daß die Spannung unterteilt wird in eine Reihe von Spannungen U_1, U_2, \dots usw., die sich wie die Kapazitäten der einzelnen Schichten der Kondensatorklemme verhalten, so daß gilt

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{C_1}{C_2} \quad \frac{U_2}{U_3} = \frac{C_2}{C_3} \quad \text{usw.}$$

Um gleichmäßige Spannungsverteilung zu erhalten, macht man die Kapazitäten alle gleich groß, indem man die Länge der Kondensatoren von dem Bolzen in der Mitte an nach dem äußeren Rande zu bei gleicher radialer Dicke abnehmen läßt. Durch entsprechende Bemessung der Kapazitäten läßt sich ebenso jede andere gewünschte Spannungsverteilung erzielen.

R. Jaeger.

Kondensatormaschine s. Influenzmaschine.

Kondensatormikrophon s. Mikrophon.

Kondensiertes System. Ein System, in dem nur feste und flüssige Phasen auftreten, ist streng wegen der endlichen Dampfdrucke nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Man versteht praktisch unter k. S. solche, in denen man die Gasphase von der Betrachtung ausschließen kann, weil die Änderung ihrer Konzentrationen das Gleichgewicht der kondensierten Phasen nicht erheblich beeinflusst.

Bedeutet Q die bei einer Reaktion entwickelte Wärme, T die absolute Temperatur, p den Druck, $V_1 - V_2$ die Volumänderung bei der Reaktion, so gilt:

$$Q = T \frac{d p}{d T} (V_1 - V_2)$$

oder

$$\frac{d T}{d p} = (V_1 - V_2) \cdot \frac{T}{Q}$$

Da bei Reaktionen im k. S. $V_1 - V_2$ naturgemäß immer sehr klein ist, sind die Grenzkurven (s. Phasenregel) zwischen kondensierten Phasen stets sehr wenig gegen die Druckachse geneigt, so daß Druckänderungen nur wenig Einfluß auf die Umwandlungstemperaturen haben. Insofern der Druck als Freiheitsgrad demnach ausgeschaltet werden darf, werden an sich divariante, also unvollständige Gleichgewichte, auf diese Weise praktisch monovariant, also vollständig. Daher verlaufen Reaktionen im k. S., wenn keine kondensierten Mischphasen gebildet werden, wegen Wegfalls der gemischten Gasphase praktisch ganz nach einer Seite. Eutektika, die eigentlich druckvariabel sind, können als singuläre Punkte aufgefaßt werden usf.

Ein prinzipieller Unterschied besteht aber in der Theorie der k. S. gegenüber der sonstiger nicht. Vgl. daher die Aufsätze Gleichgewicht, Phasenlehre u. ä. *Schwab.*

Kondensor s. Bildwerfer, Mikroprojektion, Mikroskop.

Konduktanz s. Wechselstromgrößen.

Konduktor bedeutet allgemein dasselbe wie Leiter. Im speziellen bezeichnet man damit die kugelförmigen Metallknöpfe, von denen an elektrostatischen Apparaten die elektrische Ladung abgenommen wird. (S. unter Influenzmaschinen.) *R. Jaeger.*

Konfigurationsinaktive Modifikationen. In der Lehre vom optischen Drehungsvermögen bezeichnet man als konfigurationsinaktive Modifikationen diejenigen inaktiven Formen, welche sich nicht in aktive Komponenten zerlegen lassen. Der Typus solcher nicht spaltbaren Modifikationen kann bei denjenigen Molekülen auftreten, deren Formel sich in zwei gleiche Hälften teilen läßt. Die Inaktivität erklärt sich dann aus dem entgegengesetzten, gleich starken Drehungsvermögen dieser beiden Teile, die sich in ihrer Wirkung kompensieren. Die Richtigkeit dieser Vorstellung folgt aus der Tatsache, daß ein aktives Produkt entsteht, sobald die Symmetrie eines solchen Moleküls aufgehoben wird. So liefert, wie zuerst E. Fischer nachgewiesen hat, die inaktive Schleimsäure $\text{CO}_2\text{H} - (\text{CH}\cdot\text{OH})_4 - \text{CO}_2\text{H}$ bei ihrer Reduktion racemische Galaktosäure $\text{CH}_2(\text{OH}) - (\text{CH}\cdot\text{OH})_4 - \text{CO}_2\text{H}$, welche sich in ihre aktiven Antipoden spalten läßt, und umgekehrt kann man diese Antipoden durch Oxydation wiederum in konfigurationsinaktive i-Schleimsäure umwandeln. *Schönrock.*

Konische Pendelungen s. Geschoßabweichungen, konstante.

Konische Refraktion s. Kristalloptik.

Konjugierte (zugeordnete) Achsen nennt man zwei Achsen A_1 und A_2 , für die das Zentrifugalmoment (s. Trägheitsmoment) gleich null ist.

Konjugierte Doppelbindungen s. Doppelbindungen.

Konjunktion zweier Gestirne nennt man die Konstellation, in der sie gleiche Länge haben. *Bottlinger.*

Konkavgitter s. Beugungsgitter.

Konnodalkurve oder Konnodale s. ψ -Fläche von van der Waals.

Konservativ heißt eine Kraft, die sich darstellen läßt als die nach der Krafrichtung genommene Ableitung einer *Kräftefunktion*, nämlich einer Funktion, die nur abhängt von den Koordinaten des Aufpunktes (d. h. des Punktes, auf welchen die Kraft wirkt), nicht aber von der Geschwindigkeit des Aufpunktes. In einem nur von konservativen Kräften abhängigen System findet keine Umwandlung von mechanischer Energie in Wärme statt (s. Energie [mechanische]). *R. Grammel.*

Konsonanten. Der Unterschied zwischen Konsonanten und Vokalen ist kein ganz scharfer; es gibt mancherlei Übergänge zwischen ihnen, so daß man direkt „Halbvokale“ als Übergangsstufe eingeführt hat. C. Stumpf definiert Vokale als sprachlich herstellbare Klänge oder Geräusche mit ausgeprägter Färbung, Konsonanten als sprachlich herstellbare Geräusche ohne ausgesprochene Färbung. Die Grundtonhöhen der Konsonanten liegen zum großen Teil in der 3-gestrichenen Oktave. Als Formanten gibt C. Stumpf an: Für R ling

etwa $a^2 - a^3$, für K (P, T) etwa $des^3 - es^4$, für Ch gutturale etwa $des^3 - a^3$, für Ch palatale etwa $es^4 - des^3$, für Sch etwa $f^3 - es^4$ usw. S. auch Flüstersprache, Stimmorgan und Vokale. *E. Waetzmann.*

Näheres s. C. Stumpf, Die Sprachlaute. Berlin 1926.

Konsonanz. Nach Helmholtz ist Konsonanz eine kontinuierliche, Dissonanz eine intermittierende Tonempfindung. Seine Theorie geht von den Schwebungen (s. d.) aus, in erster Linie von den Schwebungen zwischen irgendeinem Partialton des einen und einem in der Nähe liegenden Partialton des zweiten Grundklanges des Intervalles (s. d.). Eine Konsonanz soll dadurch charakterisiert sein, daß irgend zwei Partialtöne beider Klänge, die nicht zu hoher Ordnung sind, zusammenfallen (Klangverwandtschaft, s. d.); bei derartigen Zahlenverhältnissen der Grundtöne beider Klänge ergeben die Grundtöne selbst keine störenden Schwebungen; wohl aber können noch irgendwelche anderen Partialtöne so nahe aneinanderliegen, daß sie merkliche Schwebungen geben. Je niedriger die Ordnungen der zusammenfallenden Partialtöne sind, um so vollkommener muß die Konsonanz sein. Die Güte einer Konsonanz ist nach Helmholtz also im Grunde genommen in negativer Weise definiert, nämlich durch das Fehlen oder wenigstens einen möglichst geringen Grad von „Rauhigkeit“, die von den Schwebungen abhängig ist. Zwar finden sich bei Helmholtz auch positive Merkmale für das Wesen einer Konsonanz angedeutet, wenn er z. B. von der „angenehmen Art sanfter und gleichmäßiger Erregung der Gehörnerven bei konsonanten Zusammenklängen“ spricht, aber dies geschieht doch immer mit dem Gedanken, daß der erschöpfende Grund hierfür in dem Fehlen der Schwebungen zu suchen ist.

Wichtige positive Ergänzungen der Helmholtz'schen Theorie hat C. Stumpf gegeben. Nach ihm kann der positive Empfindungsinhalt dessen, was wir Konsonanz nennen, nicht durch eine Negation erklärt werden. Stumpf führt deshalb noch den Begriff der Verschmelzung ein, die nicht einen Prozeß, sondern ein vorhandenes Verhältnis angibt. Es ist das Verhältnis zweier Empfindungsinhalte, wonach sie nicht nur im Verhältnis der Gleichzeitigkeit stehen, eine Summe sind, sondern ein Ganzes bilden. Je höher die Stufe der Verschmelzung, um so mehr muß sich der Gesamteindruck unter sonst gleichen Umständen dem einer einzigen Empfindung nähern, und um so schwerer muß die Analyse werden. Den Grund oder das Äquivalent für das Verschmelzen zweier Töne sucht Stumpf in einem noch unbekanntem physiologischen Vorgang im Zentralorgan.

Tatsache ist, daß konsonante Intervalle durch das Verhältnis kleiner ganzer Zahlen (eins bis sechs) gegeben sind. (Hierauf beruht schon die Pythagoräische Lehre von der „Harmonie der Sphären“). Die Ansichten über den Grad der Konsonanz bzw. Dissonanz eines Intervalles sind naturgemäß immer schwankend gewesen. Aus der Helmholtz'schen Theorie würde sich etwa folgende Reihenfolge ergeben: Absolute Konsonanzen: Einklang und Oktave. Vollkommene Konsonanzen: Quinte und Quarte. Mittlere Konsonanzen: Große Terz und große Sexte. Unvollkommene Konsonanzen: Kleine Terz und kleine Sexte. *E. Waetzmann.*

Näheres s. C. Stumpf, Tonpsychologie. Leipzig 1883.

Konstantanwiderstände. Das Konstantan (60 Teile Kupfer, 40 Teile Nickel) hat einen großen spezifischen Widerstand (etwa 0,5 Ohm für einen Draht von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt) und ist daher als Widerstandsmaterial sehr geeignet, zumal auch die Änderung seines Widerstandes mit der Temperatur nur sehr klein ist (wenige Hunderttausendstel pro Grad). Man verwendet es meist zu Vorschalt- und Regulierwiderständen, während es sich zu Normalwiderständen wenig eignet (s. d.), da es eine große Thermokraft gegen Kupfer besitzt (ca. 40 Mikrovolt pro Grad). Es wird daher auch vielfach zu Thermoelementen benutzt. Das Konstantan wird in Draht- oder Bandform verwendet, aufgewickelt oder in der Luft ausgespannt.

W. Jaeger.

Konstante Proportionen, Gesetz der —. Die Gewichtsmengen, z. B. Chlor, Brom, Jod, die sich mit einer konstanten Menge Silber verbinden, stehen zueinander in demselben Verhältnis, wie die Gewichtsmengen derselben Elemente, die sich mit einer konstanten Menge Wasserstoff, Kalium oder eines anderen Elements verbinden. Mit gewissen einfachen Einschränkungen (s. multiple Proportionen) gilt dies Gesetz für alle chemischen Verbindungen. Es führte seinen Entdecker Dalton zur Aufstellung der Äquivalentgewichte (s. d.) und weiterhin der Atomtheorie (s. d.).

Schwab.

Konstante Temperatur s. Bäder konstanter Temperatur.

Konstitution. Unter der Konstitution oder der Struktur einer chemischen Verbindung versteht man die Anordnung der Atome oder Atomkomplexe im Molekülverband. Um die Konstitution eines unbekanntes Körpers bestimmen zu können, muß dieser zuerst qualitativ und quantitativ analysiert werden. Aus diesen Analysen ergeben sich die Elemente, die in der Verbindung enthalten sind, sowie die prozentuale Zusammensetzung der Substanz. Durch Division der gefundenen Prozentzahlen durch die entsprechenden Atomgewichte der Elemente erhält man das zahlenmäßige Verhältnis der Atome zueinander. Diese Operationen mögen am Benzol erläutert werden.

Die qualitative und quantitative Analyse sagt aus, daß der Körper 92,3% C und 7,7% H enthält. Dividiert man diese Prozentzahlen durch die Atomgewichte, so erhält man das Verhältnis

$$\frac{C}{H} = \frac{92,3}{12} = \frac{7,7}{1} = \frac{1}{1}.$$

Es müssen also gleich viel Kohlenstoff- und Wasserstoffatome im Molekül enthalten sein, die Formel des Benzols lautet demnach vorläufig: $(CH)_x$, wobei x noch unbekannt ist. Der Wert von x ergibt sich durch Molekulargewichtsbestimmungen nach einer der üblichen Methoden (s. d.). Für unser Beispiel erhielt man etwa den Wert 80; daraus folgt die Bruttoformel C_8H_8 , da das theoretische Molekulargewicht 78 der gefundenen Zahl am nächsten kommt. Die Bruttoformel gibt also nur an, welche Elemente in der Verbindung und wieviel Atome von jedem dieser Elemente vorhanden sind. Es fehlt in ihr die Angabe über die Konfiguration der Atome zueinander.

Um diese zu ermitteln, muß man die Kenntnis der Valenz der verschiedenen Elemente voraussetzen, aus ihr folgt unter Umständen die Verkettung der Atome untereinander unmittelbar. Aus Gruppenreaktionen (z. B. auf OH, NH₂,

NO₂, $C \begin{smallmatrix} \diagup O \\ \diagdown H \end{smallmatrix}$ usw.) können die einzelnen Radikale (s. d.) der Verbindung ermittelt werden. Wichtige Aufschlüsse gibt auch der Aufbau aus bekannten und der Abbau zu bekannten einfacheren Verbindungen. Ferner können Substitutionen einzelner Atome oder Atomgruppen vorgenommen werden und aus ihnen Schlüsse über den Bau der Verbindungen gezogen werden. Schließlich trägt die Betrachtung der physikalischen Eigenschaften: Molekularvolumen, Verbrennungswärme, Schmelz- und Siedepunkt-Molekularrefraktion (s. d.) usw. zur Ermittlung der Konstitution bei. — Bei unserm Beispiel, dem Benzol, ist, als besonderem Fall, die Aufstellung einer speziellen Theorie (s. Benzoltheorie) notwendig gewesen.

Mit Hilfe der Röntgenstrahlen ist eine besonders fruchtbare Methode der Konstitutionsbestimmung fester Körper entstanden. Dies Verfahren vermag, wenn es sich exakt durchführen läßt, über die chemischen Methoden hinaus die wahren räumlichen Atomlagen in der Molekel einschließlich der gegenseitigen Atomabstände festzustellen.

Margarete Eggert.

Näheres s. Nernst, Theoretische Chemie. 8. Aufl. 1921.

Kontakt. Kontakt bedeutet im eigentlichen Sinne Berührung. Seine besondere Bedeutung erhält das Wort im Zusammenhang mit elektrischen Stromkreisen. Das Schließen oder Öffnen eines Kontaktes ist dann gleichbedeutend mit der Berührung oder dem Trennen zweier metallischer Leitungsstücke, wobei noch offen gelassen ist, ob diese spannungsführend sind oder nicht. In den meisten Fällen ist jedoch mit der Vorstellung des Schließens oder Öffnens eines Kontaktes das Ein- und Ausschalten eines elektrischen Stromes verbunden. Diesem Zweck dienen die verschiedensten Ausführungsformen der „Schalter“ (s. d.). Je nach der Höhe der Spannung oder der Ströme, die in dem betrachteten Stromkreis zur Verwendung kommen, nimmt die technische Ausführung eines elektrischen Kontaktes die verschiedensten Formen an. Besondere Aufmerksamkeit ist einem Kontakt zuzuwenden, soweit es sich um Vermeidung von Kontaktelektrizität, Kontaktwiderständen und Funkenbildung beim Schalten handelt (vgl. Schalter).

R. Jaeger.

Kontaktdetektoren. Apparate zum Wahrnehmen hochfrequenter Wechselstromschwingungen, bei denen die wirksame Stelle durch einen oder mehrere Kontakte zwischen verschiedenen Körpern gebildet wird. Sie zerfallen in die Kohärer (s. d.), bei denen die durch die Schwingungen hervorgerufene Widerstandsänderung des Kontaktes ausgenutzt wird, und die Kristalldetektoren, bei denen die Kontakte Ventilwirkung zeigen.

Güntherschulze.

Kontaktelektrizität s. Berührungselektrizität.

Kontakttheorie der metallischen Leitung. Die Kontakttheorie der metallischen Leitung steht im Zusammenhang mit der Benedicksschen Agglomerationstheorie (s. d.). Diese Theorie geht von der Vorstellung aus, daß im Metall überhaupt keine gaskinetisch freien Elektronen vorhanden sind, sondern daß die Leitung auf die Weise zustandekommt, daß unter der Einwirkung des elektrischen Feldes Elektronen bei dem Zusammenstoß der Atome von Atom zu Atom übergehen. Diese als Kontakttheorie bezeichnete Auffassung ist eingehend begründet worden. Sie führt zu der Folgerung, daß bei allen Temperaturen momentane

Berührungen der Atome stattfinden müssen, was besonders für die Theorie der Wärmeleitfähigkeit von Wichtigkeit ist; ferner wird das ganze Problem der Elektrizitätsleitung in Metallen auf die Behandlung der Kontaktleitung zurückgeführt.

R. Jaeger.

Kontaktwiderstand. Kontaktwiderstände liegen in einem Stromkreis an allen den Stellen, an denen künstliche Verbindungen zwischen verschiedenen Leiterstücken, Batterien, Meßinstrumenten, Schaltern usw. hergestellt sind. Als Verbindungen werden im allgemeinen Klemmschrauben oder Lötungen benutzt. Ist die gegenseitige Berührung der aneinanderstoßenden Leiterstücke eine innige, so kommt in den meisten Fällen der Praxis der Widerstand der Kontaktstelle, der Kontaktwiderstand, nicht gegen die übrigen im Stromkreis liegenden Widerstände in Betracht. Doch gibt es Fälle, besonders in der Meßtechnik, wie z. B. bei der Messung sehr kleiner Widerstände, bei denen die Kontaktwiderstände berücksichtigt werden müssen. Dann wird die Methode meistens so eingerichtet, daß die Kontaktwiderstände eliminiert werden. —

Unter den Begriff: „Kontaktwiderstand“ fällt aber noch eine große Gruppe von Widerständen, die dadurch charakterisiert sind, daß sie durch lose Berührung guter Leiter entstehen. Eine besondere Eigentümlichkeit bieten solche Kontaktwiderstände, die durch Aufsetzen einer Spitze auf eine Fläche entstehen und die je nach dem verwendeten Material und je nach den Bedingungen in der einen Richtung dem Strom einen sehr viel höheren Widerstand entgegensetzen als in der anderen. Solche Kontaktwiderstände haben also eine Gleichrichterwirkung und spielen eine große Rolle als Detektoren (s. d.) zur Gleichrichtung elektrischer Schwingungen. Viel untersucht sind auch die Kontaktwiderstände, die aus gepulverten Metallen bestehen. Unter den Pulvern ist besonders das Verhalten der Kohle interessant, die bei dem Mikrophon Verwendung findet.

Die Widerstände äußerst dünner Schichten eines Metalls entsprechen auch nicht mehr dem elektrischen Widerstand des betreffenden Metalls, das z. B. durch Elektrolyse oder Kathodenzerstäubung niedergeschlagen wurde.

Man muß vielmehr zur Erklärung „Kontaktwiderstände“ zwischen den einzelnen Metallteilchen annehmen. Über das Wesen des „Kontaktwiderstandes“ ist man noch nicht im klaren. Wenn auch z. T. elektrolytische Wirkung infolge der zwischen den Metallteilchen vorhandenen Flüssigkeitshäute eine wesentliche Rolle spielt, so kommt sicher in vielen Fällen auch noch eine Wirkung der Elektronenemission hinzu, die besonders bei Spitzen und kleinen Pulverkörnern, d. h. also überall dort, wo kleine Krümmungsradien der Leiter auftreten, infolge des Schottkyeffektes auftritt.

R. Jaeger.

Kontinentale Undulationen sind die durch die Massen der Kontinente hervorgerufenen Ausbiegungen des Geoides gegenüber einem Niveausphäroid. Sie werden berechnet nach einer Formel von Stokes. Es sei

$$r = R \left(1 + \frac{1}{578} \left[\frac{1}{3} - \sin^2 \varphi \right] + k_2 + \frac{k_3}{2} + \dots \right)$$

die Polargleichung des Meridianschnittes des Niveausphäroides, in welcher φ die geozentrische Breite,

R der Mittelwert des Radiusvektors und k_2, k_3, \dots die vom Potential der Erde herrührenden Kugelfunktionen zweiter und höherer Ordnung sind.

Es sei ferner

$$g = G \left(1 - \frac{1}{189} \left[\frac{1}{3} - \sin^2 \varphi \right] + k_2 + k_3 + \dots \right)$$

der Ausdruck für den zugehörigen normalen Verlauf der Schwere. Hier ist G der Mittelwert der Schwere.

(Bezüglich der Konstanten s. Clairautsches Theorem.)

Die Stokessche Formel für die Entfernung N zwischen Geoid und Niveausphäroid lautet dann

$$N = \frac{R}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^\pi \frac{\Delta g}{G} \left\{ \operatorname{cosec} \frac{\psi}{2} + 1 - 6 \sin \frac{\psi}{2} - 5 \cos \psi - 3 \cos \psi \log \operatorname{nat} \left(\sin \frac{\psi}{2} \left[1 + \sin \frac{\psi}{2} \right] \right) \right\} \sin \psi d\psi$$

Hier sind χ und ψ die sphärischen Polarkoordinaten eines Punktes der Erde, gemessen von jenem Punkte der Erde, für welchen N bestimmt werden soll; Δg ist die durch die Kontinentalmasse verursachte Schwerestörung, ausgedrückt als Funktion von χ und ψ . Die Integration erstreckt sich über die ganze Erdoberfläche. Die Berechnung des komplizierten Ausdruckes geschieht durch numerische Quadratur. Es ist jedoch nur für die nähere Umgebung des Punktes die genaue Kenntnis des Verlaufes von Δg notwendig.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. II, S. 249.

Kontinentverschiebungen. Nach der Theorie von Alfred Wegener haben die jetzt getrennten Erdteile ursprünglich einen einzigen zusammenhängenden Mutterkontinent gebildet, der durch tiefgehende Spaltenbildung in einzelne Teile zerlegt wurde, die sich dann, den Verschiebungskräften folgend, über die Erdkugel verbreiteten. So erklärt sich u. a. auch der Parallelismus der Ostküste Südamerikas und der Westküste Afrikas, die als Ränder einer Spalte aufzufassen sind, welche sich immer mehr erweiterte und heute den Atlantischen Ozean bildet. Die Fortsetzung der Spaltenbildung nach Norden löste in der Diluvialzeit auch Nordamerika und Grönland von Europa los. Dieser letztere Vorgang erfolgte vor 50 000 bis 100 000 Jahren, so daß Grönland jährlich 18 bis 36 m nach Westen gewandert sein muß. Nach Ortsbestimmungen der dänischen Gradmessung dauert diese Westdrift noch gegenwärtig an. Als verschiebende Kräfte nimmt Wegener die Polflucht, Reibung der Gezeitenwelle, Präzession, Polwanderungen und andere, mit der Erdrotation zusammenhängende Vorgänge in Anspruch. Doch dürften auch die Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit in Betracht kommen, welche Erd-schollen bei isostatischer Hebung und Senkung erfahren.

O. Baschin.

Näheres s. Alfred Wegener, Die Entstehung der Kontinente und Ozeane. 4. Aufl. Braunschweig 1929.

Kontinuitätsgleichung heißt die Beziehung, welche bei Strömung von Flüssigkeiten die Erhaltung der Masse ausspricht: strömt in einen (beliebig kleinen) Flüssigkeitsraum mehr Flüssigkeit ein als aus, so muß die Dichte entsprechend wachsen. Bezeichnet v den Geschwindigkeitsvektor und ρ die Dichte, so gilt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0,$$

für inkompressible Flüssigkeiten ($\rho = \text{const}$) einfacher: $\text{div } v = 0$. Diese Gleichung gibt zusammen mit den Eulerschen oder den Navier-Stokesschen das System der hydrodynamischen Grundgleichungen. Für Potentialbewegungen ($v = \text{grad } \Phi$) nimmt sie die Form $\Delta \Phi = 0$ an und ist mit Hilfe der Methoden der Potentialtheorie lösbar. In der Hydraulik, welche die ganze Strömung wie einen Stromfaden behandelt, lautet die Kontinuitätsgleichung einfach (F Querschnitt der Strömung, v mittlere Geschwindigkeit):

$$F v = \text{const.} \quad L. \text{ Hopf.}$$

Kontinuitätstheorie. Die Kontinuitätstheorie ist die Lehre von dem kontinuierlichen Übergang zwischen Gas und Flüssigkeit. Sie wurde zuerst von van der Waals ausgesprochen. Verkleinert man bei konstanter Temperatur durch Erhöhung des Druckes ständig das spezifische Volumen eines Gases (s. Andrews Diagramm), so kommt man, falls die Temperatur unterhalb der kritischen liegt, schließlich an einen Punkt, wo sich neben dem gasförmigen Bestandteil noch eine flüssige Phase bildet. Der Druck ändert sich dann so lange nicht mit abnehmendem Volumen, bis aller Dampf, bzw. alles Gas in Flüssigkeit verwandelt ist. Erst nachdem dies geschehen, steigt der Druck mit weiterer Volumenverminderung, und zwar sehr beträchtlich. Führt man diesen Prozeß aber bei einer Temperatur oberhalb der kritischen aus, so gelangt man von einem Zustand zweifellos gasförmiger Art, ohne durch das Sättigungsgebiet hindurchzuschreiten, also auf ganz kontinuierlichem Wege, in das Gebiet der Flüssigkeit. Es ist an keiner Stelle dieses Prozesses möglich zu sagen, daß der eine Aggregatzustand verlassen und der andere angenommen wird. So kann man z. B. Sauerstoff von Atmosphärendruck, der bei 0° ein spezifisches Volumen von 700 ccm besitzt, durch isotherme Kompression mit etwa 1000 Atm. auf das spezifische Volumen 0,9 ccm bringen. Mit demselben Recht kann man behaupten, daß in diesem Zustand der Sauerstoff gasförmig oder flüssig ist, denn durch Dilatation auf 700 ccm wird er ohne erkennbare Änderung des Aggregatzustandes wieder zweifellos gasförmig und durch isochore Abkühlung auf -183° , wobei der Druck ebenfalls auf 1 Atm. sinkt, wird der Sauerstoff ohne erkennbare Änderung des Aggregatzustandes zweifellos flüssig. Diese Wesensgleichheit von Flüssigkeit und Gas ist der innere Grund dafür, daß nach dem Vorgange von van der Waals beide Zustände durch dieselbe Zustandsgleichung darstellbar sind, für deren Ableitung nur angenommen werden mußte, daß dieselben anziehenden Kräfte, welche auch durch die Kapillaritätstheorie eingeführt werden, zwischen den einzelnen, eine gewisse räumliche Ausdehnung besitzenden Molekülen wirken.

Auf feste Körper, besonders Kristalle, läßt sich die Kontinuitätstheorie nicht ausdehnen.

Henning.

Kontrabarometer. Zum besseren Sichtbarmachen von Barometerschwankungen hat Huygens ein kombiniertes Barometer konstruiert, das mit zweierlei Flüssigkeit gefüllt ist. Es ist ein Heberbarometer, dessen eigentlich kurzer Schenkel durch ein enges Rohr verlängert ist. Der Raum über dem Quecksilber bis in diese Verlängerung hinein ist mit einer leichten, das Quecksilber nicht angreifenden Flüssigkeit angefüllt. Ist der Querschnitt der engen aufgesetzten Röhre n -mal kleiner

als der der oberen und unteren Quecksilbergefäße der eigentlichen Schenkel, ist ferner die verwendete zweite Flüssigkeit s -mal leichter als Quecksilber, dann ändert sich das Huygensche Barometer um $x = \frac{n \cdot s \cdot y}{2s + n - 1}$, wenn der Barometerstand sich um y geändert hat. *H. Ebert.*

Kontrabaß s. Streichinstrumente.

Kontraktionshypothese s. Strahlungsgleichgewicht der Sterne.

Kontraktionskoeffizient s. Strahl und Ausfluß.

Kontrast s. Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen.

Kontrast (physiologisch). Unter der Bezeichnung Kontrast werden zwei Erscheinungsgruppen zusammengefaßt, die zwar phänomenologisch eine gewisse Verwandtschaft besitzen, aber unter ganz verschiedenen Bedingungen auftreten: Sukzessiv- und Simultankontrast. Beide können sich rein als Phänomene des Lichtsinnes wie auch als solche des Farbensinnes darstellen, d. h. Helligkeits- oder Farbenkontraste sein.

1. Die Erscheinungen des sukzessiven Kontrastes spielen sich an der gereizten Sehfeldstelle selbst ab und treten immer dann auf, wenn nach längerer Belichtung der ganzen Netzhaut oder eines Teiles derselben das Reizlicht stark abgeschwächt oder ganz beseitigt wird. Werden die Beobachtungen mit kleinen farbigen Objekten auf einem homogenen mittelhellen Grunde angestellt und alle störenden Nebenwirkungen ausgeschlossen, so schlägt die während der Reizung bestehende Farbenempfindung (im weitesten Sinne) nach Entfernung des Reizlichtes in die Empfindung der Gegenfarbe um: negatives Nachbild. Ein helles Reizobjekt erscheint im Nachbilde dunkel, an Stelle von Rot wird Grün, an Stelle von Blau wird Gelb, an Stelle einer bunten Mischfarbe wird der aus den Gegenfarben ihrer Komponenten gemischte Farbenton gesehen. Eine lichtlose „schwarze“ Fläche wird mit Netzhautstellen, die zuvor weißem Mischlicht ausgesetzt worden waren, erheblich schwärzer gesehen als mit der Reizung nicht unterworfen gewesen. Auch bunte Farben lassen sich auf diese Weise in einem hohen Grade der Sättigung zur Anschauung bringen. Ihrer Entstehung nach sind die Erscheinungen des sukzessiven Kontrastes als Äußerung einer Art selektiver, praktisch zunächst lokal bleibender Ermüdung des Sehorganes für die im kontrasterzeugenden Reizlicht enthaltenen Reizqualitäten zu verstehen (s. Adaptation, Farbentheorie).

2. Die Erscheinungen des simultanen Kontrastes betreffen nicht das unmittelbar durch den Reiz beeinflusste Gebiet des Sehfeldes, sondern spielen sich außerhalb desselben ab und bestehen, kurz gesagt, darin, daß ein helles Objekt in dunkler Umgebung an Helligkeit gewinnt, in heller verliert, sowie daß die Färbung eines in farbiger Umgebung gesehenen Objektes im Sinne der Gegenfarbe zur Farbe des kontrastgebenden Umfeldes verändert erscheint. So wird ein kleines weißes Papierscheibchen auf lichtlosem, mittelgrauem und weißem Grunde ganz verschieden hell gesehen, und ein mittelgraues Papierscheibchen, das auf ebensolchem Grunde völlig tonfrei erscheint, kann auf rotem, gelbem usw. Grunde einen deutlich grünen, blauen usw. Farbenton annehmen. Diese Erscheinung wird vor allem dann sehr eindrucklich, wenn man das

Beobachtungsfeld mit einem dünnen Seidenpapier bedeckt (Florkontrast). Eine der bekanntesten Methoden, um die Erscheinungen des Simultan-contrastes hervorzurufen, ist die der farbigen Schatten (Goethe). Das Verfahren besteht darin, daß man eine gleichmäßig weiße Beobachtungsfläche von einer gefärbten und einer ungefärbten Lichtquelle aus beleuchtet und einen schattengebenden Körper möglichst so in den Strahlengang bringt, daß die von beiden Lichtquellen entworfenen Schatten dicht nebeneinander liegen. Auf dem von dem Mischlicht beider Lichtquellen beleuchteten Felde hat man (entsprechend dem Schatten der farbigen Lichtquelle) sodann einen Bezirk, der den Farbton des farbigen Reizlichtes in voller Sättigung zeigt, und daneben (entsprechend dem Schatten der farbigen Lichtquelle) einen Bezirk, der rein vom weißen Mischlicht getroffen wird. Dieser letztere erscheint bei geeigneter Abstufung der Lichtstärken überraschend satt gefärbt, und zwar in der Gegenfarbe zu dem verwendeten farbigen Reizlicht. Trifft man die Einrichtung so, daß das farbige Licht während der Beobachtung im Tone nach einer der Nachbarfarben abgewandelt werden kann, so kann man sich alle nur denkbaren Paare von Gegenfarben in rascher Folge zur Anschauung bringen (Heringsches Fenster).

Die Erscheinungen des simultanen Helligkeits- und Farbencontrastes sind in der nächsten Nachbarschaft des kontrastgebenden Feldes am stärksten (Randkontrast) und nehmen mit wachsender Entfernung rasch an Eindringlichkeit ab. Die Kontrastwirkung ist stets eine wechselseitige, d. h. vom kontrastleidenden Felde geht, wenngleich dies bei manchen Anordnungen nicht unmittelbar zu bemerken ist, immer auch eine Wirkung auf das kontrastgebende Feld zurück. Zur Erklärung der simultanen Kontrastwirkungen werden von der Helmholtz'schen Theorie interkortikale Prozesse („Urteilstäuschungen“) herangezogen, während sie die Heringsche Theorie aus der Wechselwirkung der Sehfeldstellen herleitet (s. Farbentheorie). *Dittler.*

Näheres s. Hering, Sechs Mitteilungen über die Lehre vom Lichtsinn. Wien 1872—74.

Kontrastphotometer s. Photometer.

Kontravalenz s. Valenztheorien.

Kontrollbeobachtungsröhre s. Polarisationsröhre.

Kontrollmanometer. Manometer (s. d.), die besonders sorgfältig gearbeitet sind und aus bestem Material zwei Röhrenfedern und dementsprechend auch zwei Zeiger besitzen, heißen Kontrollmanometer. Die Anordnung der Federn ist verschieden; entweder werden sie so eingebaut, daß die Zeiger

mit konzentrischen Achsen über ein und derselben Skale spielen und sich decken, so daß nur die beiden Enden getrennt sichtbar sind (Fig. 1) oder aber in derselben Anordnung zwei getrennte Skalen haben (Fig. 2), oder endlich spiegelbildlich zueinander sich bewegen (s. Fig. 3). Als letzte



Fig. 3. Kontrollmanometer mit 2 Skalen und 2 spiegelbildlich sich bewegenden Zeigern.



Fig. 4. Kontrollmanometer mit 2 Skalen und 2 getrennten, spiegelbildlich gegeneinander sich bewegenden Zeigern.

Möglichkeit sei Fig. 4 erwähnt, bei der die Zeiger getrennte Achse haben und ähnlich wie im vorerwähnten Fall sich bewegen. *H. Ebert.*

Konvektion s. Wärmeübertragung.

Konvektion bezeichnet in der Aerologie im Gegensatz zu Advektion (s. d.) den Transport von Luft, soweit man nur vertikale Bewegungen betrachtet. *Tetens.*

Konvektionsstrom (elektrisch). Ein Konvektionsstrom ist ein Strom, der in der Bewegung elektrisch geladener Teilchen besteht. Die Bedeutung der Konvektionsströme liegt in der Erweiterung der Maxwell'schen Theorie durch den holländischen Physiker H. A. Lorentz. Er stellte die Konvektionsströme den hypothetischen „Verschiebungsströmen zur Seite“. Es ergab sich die seither auch experimentell gefestigte Anschauung, daß jedes elektrisch geladene Teilchen im Zustande der Bewegung genau dieselbe Wirkung hervorruft, wie man sie als Folge eines Leitungsstromes kennt. Durch die Bewegung einer elektrischen Ladung wird also ein Magnetfeld erzeugt; ebenso wird aber auch umgekehrt auf eine in einem Magnetfeld bewegte elektrische Ladung eine Kraft ausgeübt. Daß diese Folgerungen zutreffen, hat zuerst Rowland bewiesen (1876). Typische Konvektionsströme sind z. B. die Kathodenstrahlen, die aus schnell bewegten Elektronen bestehen und alle charakteristischen Eigenschaften eines Stromes zeigen.

Bei der Betrachtung der atmosphärischen Elektrizität spielen Konvektionsströme eine Rolle, die infolge der Luftbewegung auftreten. Ist φ die „Raumdichte der freien Ladung“, μ die Luftgeschwindigkeit, so ist der Konvektionsstrom gegeben durch $i = \varphi \cdot \mu$. Je nach der Richtung der Luftbewegung unterscheidet man horizontale und vertikale Konvektionsströme. Ferner gibt es noch Konvektion durch Niederschläge. In diesem Fall werden die Ladungen der Atmosphäre — im allgemeinen solche positiven Vorzeichens — von Regentropfen und Schneeflocken getragen.

Unter dem elektrolytischen Konvektionsstrom versteht man nach Helmholtz den durch elektrolytische Zellen fließenden Reststrom, der übrigbleibt, wenn die angelegte



Fig. 1. Kontrollmanometer mit einer Skale und 2 konzentrischen Zeigern.



Fig. 2. Kontrollmanometer mit 2 Skalen und 2 konzentrischen Zeigern.

Spannung unterhalb der Polarisationsspannung liegt.
R. Jaeger.

Konvergenzverhältnis s. Gaußsche Abbildung.

Konzentration. Der Definition $\frac{\text{Masse}}{\text{Volum}}$ entspricht die in der physikalischen und analytischen Chemie gebräuchliche Messung von Konzentrationen durch die *Normalität* (s. d.). Bei festen Stoffen und für Lösungen fester Stoffe werden die Konzentrationsverhältnisse praktisch meistens in *Gewichtsprozenten* angegeben, bei Lösungen von Flüssigkeiten in Flüssigkeiten auch häufig in *Volumprozenten*, weil man Flüssigkeitsmengen leichter volumetrisch als gravimetrisch bestimmt. Da aber das Molekulargewicht der Stoffe im Gegensatz zum Molekulargewicht sich bei der Vermischung meistens ändert (Kontraktion bei der Vermischung), so ist die Angabe in Gewichtsprozenten theoretisch vorzuziehen. Speziell für theoretische Überlegungen ist noch die Konzentrationsangabe in *Molekülprozenten* gebräuchlich, d. h. des Verhältnisses der Anzahl der Moleküle einer bestimmten Art zur Anzahl der insgesamt vorhandenen Moleküle. Man erhält die Molekülprozentage, indem man die Gewichtsprozentage jeweils durch die Molekulargewichte der einzelnen Stoffe dividiert und die so erhaltenen Zahlen wieder als Bruchteile von 100 ausdrückt.

Technisch werden Konzentrationen oft nur indirekt durch Nennung des spezifischen Gewichtes angegeben, so bei den Mineralsäuren, Laugen, bei Ammoniaklösungen usw. Und hierbei sind gelegentlich noch besondere Skalen für das spezifische Gewicht im Gebrauch (s. Beaumé, Twaddel).
Günther.

Konzentrationsketten. Die Entstehung galvanischer Ströme schien den älteren Beobachtern an das Zusammenwirken zweier verschiedener Metalle und einer elektrolytischen Flüssigkeit gebunden zu sein. Dagegen beruht die moderne Theorie des Galvanismus auf der Erkenntnis, daß eine Kombination von zwei gleichartigen Metallelektroden in einer Lösung desselben Metalls aber von verschiedener Konzentration eine EK liefert. So wird an einer vorher gleichmäßig konzentrierten Lösung nach der Elektrolyse stets eine Polarisationsspannung beobachtet, falls nicht durch Bodenkörper ungelösten Salzes der Sättigungszustand erhalten blieb. Bei einer derartigen Konzentrationskette z. B.: Zn/ZnSO_4 , verd./ ZnSO_4 konz./ Zn , besteht der den Strom erzeugende Prozeß nicht in chemischen Umwandlungen, sondern lediglich im Ausgleich der Konzentrationsunterschiede der die Elektroden umspülenden Lösungen. Verhindert man den irreversiblen Konzentrationsausgleich durch Diffusion mit Hilfe eines Diaphragmas, so kann Konzentrationsvermehrung nur dadurch stattfinden, daß Metall in Lösung geht. Daher fließt innerhalb des Elements der vom Metallion getragene positive Strom von der verdünnteren zur konzentrierteren Lösung, und zwar werden nach Abscheidung von einem Äquivalent Metall an der (in die konzentriertere Lösung eintauchenden) Kathode a Äq. Salz von der Kathode zur Anode überführt sein, wenn mit a die (Hittorfsche) Überführungszahl des Anions bezeichnet wird.

Das Resultat dieses reversiblen Vorganges kann nun dadurch rückgängig gemacht werden, daß (in einem mit beliebiger Annäherung auch realisierbaren Gedankenexperiment) aus allen Schichten

der Flüssigkeit, wo der Stromdurchgang eine Verdünnung der Lösung bewirkt hat, das überschüssige Lösungsmittel durch Verdampfen entfernt, umgekehrt zu den Schichten mit vergrößertem Salzgehalt Lösungsmittel durch Niederschlag von Dampf hinzugefügt wird.

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik verlangt, daß bei einem isothermen Kreisprozeß die Summe der gewonnenen und verlorenen Arbeit für sich genommen, ebenso wie die zu- und abgeführte Wärmemenge, gleich Null sei. Indem also die vom Strom geleistete Arbeit der bei der Destillation aufgewandten gleichgesetzt wird, kann, wie Helmholtz 1877 zuerst gezeigt hat, die EK der Konzentrationskette bzw. ihre Polarisationsspannung aus dem Dampfdruck p des Lösungsmittels über Lösungen der Konzentration c berechnet werden:

$$EF = -RT \int_{\text{Anode}}^{\text{Kathode}} \frac{a}{c} d \ln p,$$

worin F die Faradaysche Konstante bedeutet.

Diese Formel enthält keine ihre Gültigkeit einschränkende Voraussetzung außer der Annahme, daß der Dampf auch in der Nähe des Sättigungspunktes den Gasgesetzen gehorcht. Um das Integral auswerten zu können, muß Dampfdruck und Überführungszahl in ihrer Abhängigkeit von der Konzentration bekannt sein. Für hinreichend verdünnte Lösungen kann die Überführungszahl als konstant und der Dampfdruck als lineare Funktion des Salzgehaltes angesehen werden. Dann geht obige Formel in den einfacheren Ausdruck über:

$$E = \text{konst.} \cdot \log \frac{c_K}{c_A}$$

Eine anschauliche Deutung dieses Sachverhaltes gab Nernst (1889), indem er die Begriffe des Diffusionspotentials (s. d.) und der elektrolytischen Lösungstension in die Theorie des Galvanismus (s. d.) einführte. Demzufolge ist das Einzelpotential der Elektroden

$$E_K = RT \ln \frac{C_{Zn}}{c_K} \text{ bzw. } E_A = -RT \ln \frac{C_{Zn}}{c_A}$$

und der Potentialsprung in der Berührungsschicht der beiden Lösungen

$$E_D = \frac{u-v}{u+v} RT \ln \frac{c_K}{c_A},$$

wo u und v die Ionenbeweglichkeiten (s. Leitvermögen der Elektrolyte) bezeichnen. Berücksichtigt man die Zweiwertigkeit der Zn-Ionen, so folgt für die Summe dieser drei Großen oder für die EK der Konzentrationskette

$$E = -\frac{2v}{u+v} RT \ln \frac{c_K}{c_A}, \text{ wobei } \frac{v}{u+v} = a.$$

Aus dieser Formel ist die „Lösungstension“ der Elektroden vollkommen herausgefallen, so daß sie in Übereinstimmung mit der thermodynamischen Ableitung kein unbestimmtes additives Glied mehr enthält. Doch auch der konstante „Faktor der Dampfspannung“ in Helmholtz-Formel für verdünnte Lösungen ist in einfacher Art bestimmt. Auf konzentrierte Lösungen ist die Nernstsche Betrachtungsweise allerdings nicht anwendbar.

Zu den Konzentrationsketten gehören ferner die Amalgamketten vom Typus: Metallamalgam, verd./Lösung des Metalls/Metallamalgam konz. und die sog. Konzentrationskette zweiter Art, die nach dem Schema $\text{Ag}, \text{AgCl}/\text{KCl}$ verd. C_1/KCl konz. C_2/AgCl , Ag aufgebaut sind. Bei diesen

Konzentrationsketten wird durch die Anwesenheit eines Bodensatzes von schwerlöslichem Metallsalz das Löslichkeitsprodukt (s. Löslichkeit) $C_{Ag} \cdot C_{Cl}$ an beiden Elektroden gleich erhalten, so daß die Metallionenkonzentration in der verdünnten Lösung höher ist als in der konzentrierten. Der positive Strom fließt daher innerhalb der Zelle von der konzentrierten zur verdünnten Salzlösung, wobei pro F-Coulombs $k = 1 - a$ Aq. des Salzes von der Kathode zur Anode überführt werden. Für die E K ergibt sich der Wert:

$$+ EF = 2 RT k \ln \frac{c_1}{c_2},$$

da die Ag-Ionenkonzentration der Cl-Ionenkonzentration umgekehrt proportional ist. Demgemäß kann diese Konzentrationskette auch als mit Cl beladene Gaskette (s. d.) aufgefaßt werden. Handelt es sich um Lösungen, auf welche die idealen Gesetze des osmotischen Druckes wegen der interionischen Wirkungen keine Anwendung finden, so sind in obigen Formeln die Konzentrationen mit den zugehörigen „Aktivitätskoeffizienten“ zu multiplizieren (s. auch elektrolytische Dissoziation).

H. Cassel.

Näheres s. W. Ostwald, Allgemeine Chemie. Bd. II. Leipzig 1893 und in den Lehrbüchern z. B. in dem von G. Grube, Elektrochemie 1930.

Koordinaten der Bewegung. Die Bewegung eines Massenpunktes oder eines Systems von Massenpunkten (die möglicherweise einen oder mehrere Körper bilden) kann man kinematisch am anschaulichsten dadurch beschreiben, daß man von einem festen Bezugspunkte aus die Fahrstrahlen r nach den Massenpunkten hinzieht und die Vektoren r als Funktionen der Zeit angibt. Braucht man dazu n voneinander unabhängige Parameter q_i , so sagt man, das System habe n *Freiheitsgrade* (s. d.) und nennt die q_i auch die *Lagrangeschen* (*verallgemeinerten*) *Koordinaten* des Systems. (Beispielsweise benützt man bei der Beschreibung eines im Raum frei beweglichen Punktes als Parameter seine kartesischen Raumkoordinaten $x y z$ oder Zylinderkoordinaten $r \varphi z$ oder Kugelkoordinaten $r \vartheta \varphi$ oder allgemein die Parameter dreier, den Raum durchsetzender Flächenscharen, welche die Lage des Punktes definieren. Muß der Punkt auf einer Fläche bleiben, so dienen als Koordinaten die Parameter zweier Kurvenscharen auf der Fläche. Die Lehre von diesen Parameterdarstellungen ist von Gauß entwickelt worden und wird für zweidimensionale Mannigfaltigkeiten in der sog. Flächentheorie, für mehrdimensionale in dem sog. absoluten Differentialkalkül von Ricci und Levi-Civita in ein System gebracht.

Häufig benützt man zur Beschreibung eines Systems von n Freiheitsgraden mehr als n Koordinaten q_i , zwischen denen dann noch so viele Bedingungsgleichungen bestehen, als die Zahl der q_i die Zahl n übersteigt. Wenn es möglich oder wenigstens denkbar ist, alle diese Bedingungsgleichungen durch Entfernen der überschüssigen Koordinaten zu beseitigen, so daß nur noch voneinander freie Koordinaten übrig bleiben, so heißt das System nach H. Hertz *holonom*. Seine kinetischen Gleichungen sind dann besonders einfach (s. Impulssätze). Gelingt diese Reduktion dagegen nicht (wenn die Bedingungsgleichungen ganz oder teilweise in Form von Differentialgleichungen vorgelegt sind, welche nicht integrierbar erscheinen

und auch nicht durch Kombination integrierbar gemacht werden können), so heißt das System *nicht-holonom*. (Beispielsweise sind häufig solche Systeme nicht-holonom, bei denen irgendeine Bedingung des Nichtgleitendürfens oder Nichtbohrendürfens vorkommt.)

Das System heißt ferner *rheonom* oder *skleronom*, je nachdem außer den Parametern q_i in den Fahrstrahlen r die Zeit t noch explizit vorkommt oder nicht, d. h. je nachdem die q_i als die Parameter von festen oder von beweglichen geometrischen Gebilden (z. B. Kurvenscharen, Flächenscharen usw.) angesehen werden können. (Beispielsweise ist ein Pendel als ein skleronomes oder als ein rheonomes System anzusprechen, je nachdem sein Aufhängepunkt ruht oder willkürlich bewegt wird.)

Man nennt die Ausdrücke

$$\dot{q}_i = \frac{d q_i}{d t} \quad (i = 1, 2, \dots n)$$

die (*verallgemeinerten*) *Geschwindigkeitskoordinaten* (oder *Geschwindigkeitskomponenten*). Bildet man die Bewegungsenergie T (s. Energie [mechanische]) als Funktion der q_i und \dot{q}_i , so heißen deren Ableitungen nach den \dot{q}_i die (*verallgemeinerten*) *Impulskordinaten* (oder *Impulskomponenten*) p_i :

$$(*) \quad p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}$$

Diese p_i müssen nicht (wie z. B. noch bei gewöhnlichen kartesischen Koordinaten) einfach proportional mit den \dot{q}_i sein; vielmehr sind im allgemeinen Falle bei holonomen Systemen die p_i lineare Funktionen der \dot{q}_i und umgekehrt, wobei die Koeffizienten noch die Koordinaten q_i selbst enthalten können. (Beispielsweise benützt man bei der auch für die moderne Atomtheorie wichtigen Planetenbewegung als allgemeine Koordinaten den Fahrstrahl r und das Azimut φ des Planeten gegenüber der Sonne und hat als Impulskordinaten $p_1 = m\dot{r}$ und $p_2 = m r^2 \dot{\varphi}$; man kann diese im Sinne des gewöhnlichen Impulsbegriffes (s. Impuls) deuten als radiale Impulskomponente und als Impulsmoment bezüglich der Sonne). Führt man an Stelle der \dot{q}_i die p_i in den Ausdruck für die Bewegungsenergie ein und bezeichnet diese dann mit T_1 , so gilt in bemerkenswerter Analogie zu (*)

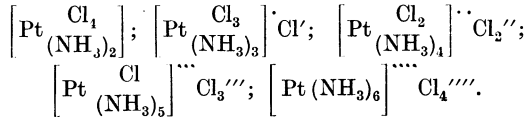
$$\dot{q}_i = \frac{\partial T_1}{\partial p_i}$$

Wenn in dem Ausdruck T eine der Koordinaten q_i nicht selbst, sondern nur die zugehörige Geschwindigkeitskoordinate \dot{q}_i auftritt, so heißt q_i nach Helmholtz eine *zyklische* Koordinate, \dot{q}_i aber die *zyklische Geschwindigkeit* oder die *Intensität*. Das ganze System heißt *zyklisch*, wenn die zyklischen Geschwindigkeiten sämtlich groß sind gegenüber den nichtzyklischen. Je nach der Anzahl der zyklischen Koordinaten spricht man von *monozyklisch*, *dizyklisch* usw. *Isozyklisch* heißt das System, wenn die zyklischen Geschwindigkeiten unveränderlich sind, *adiabatisch* (nach Hertz), wenn die zugehörigen zyklischen Impulskordinaten p_i konstant bleiben. R. Grammel.

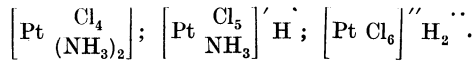
Näheres s. A. Brill, Vorlesungen zur Einführung in die Mechanik raumerfüllender Massen. Leipzig 1909, S. 20 und S. 40 ff.

Koordinaten, sphärische s. Lichtstärken-Mittelwerte.

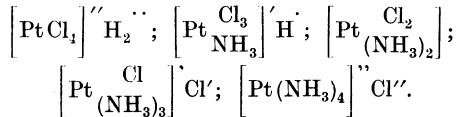
Koordinationslehre. Die von A. Werner begründete Koordinationslehre (s. auch Valenztheorien 8) geht davon aus, daß gewisse Zentralatome nicht nur Hauptvalenzen, sondern auch Nebenvalezen betätigen können. So bindet das im PtCl_4 vierwertige Platin durch Nebenvalezen noch zwei Moleküle NH_3 (Anlagerungsverbindung). Sämtliche Bindungen sind auch in Lösung nicht dissozierbar, zeigen also keine Ionenreaktionen: koordinative Bindungen. Fügt man nach und nach weitere Moleküle NH_3 an, so tritt für jedes neue NH_3 ein Cl aus dem koordinativen Verbands, der also seine sechs Bindungen beibehält, heraus und bildet ein Ion (Einlagerungsverbindungen). Es entsteht so die Reihe:



Nimmt man der Ausgangssubstanz umgekehrt ein NH_3 , so ergänzt es dies durch Aufnahme eines Cl also:



Das zweiwertige Platin bildet eine entsprechende Reihe:



Die Zahl der koordinativen Bindungen heißt die „Koordinationszahl“; sie beträgt bei zwei- und dreiwertigen Atomen vier, bei vierwertigen sechs. Sie braucht indessen nicht immer gesättigt zu sein. Die Stelle des NH_3 oder auch des Cl im Komplex kann durch andere neutrale Atomgruppen vertreten werden, wie Wasser, Pyridin; hierbei ändert sich die Wertigkeit nicht. Die in Klammern geschlossenen Gruppen nennt man auch „komplexe Ionen“. (Komplexsalze, s. d.) Auch alle Verbindungen wie $[\text{NH}_4] \cdot \text{Cl}$, $[\text{SO}_4] \cdot \text{H}_2$ sind nach Werner in der Weise aufzufassen. Die Koordinationszahl läßt sich nach Kossel rein elektrostatisch errechnen. Nach Werner soll die Zahl 4 auf Tetraeder-, die Zahl 6 auf Oktaederstruktur des Komplexes schließen lassen. *Bennowitz.*

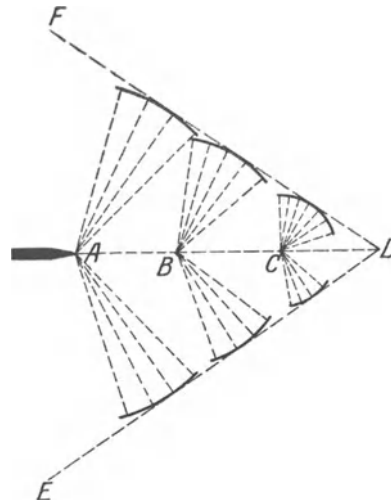
Koordinationszahl s. Koordinationslehre.

Kopflastigkeit eines Flugzeugs nennt man die Neigung eines Flugzeugs, ohne Betätigung des Höhensteuers sich mit der Spitze nach unten zu drehen. Sie kann von falscher Einstellung der Höhenflosse und von falscher Schwerpunktlage herrühren; im letzteren Falle ist sie im Gleitflug stärker fühlbar als im Motorflug. *L. Hopf.*

Kopfwelle. Eine der Hauptursachen des Luftwiderstandes auf fliegende Geschosse liegt in den Verdichtungsstößen, welche durch den Anprall des Geschosses auf die vor ihm liegenden Luftteilchen erzeugt werden. Jeder einzelne Verdichtungsknoten breitet sich als Kugelwelle nach allen Seiten mit Schallgeschwindigkeit aus. Liegt die Geschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit, so zerstreuen sich alle diese Kugelwellen im Raume, in dem die Störung einen sich dauernd

erweiternden Raum um das Geschöß herum erfüllt. Ist dagegen die Geschößgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit, so bildet die gemeinsame Einhüllfläche sämtlicher von der Geschößspitze ausgehenden Kugelwellen einen Kegelmantel verdichteter Luft, den man als Kopfwelle bezeichnet.

Um die Verhältnisse besser zu durchschauen, betrachte man mehrere Punkte A, B, C, D der Geschößbahn. Die Strecke ABCD werde mit als konstant anzusehender Geschwindigkeit v durchmessen. Dann braucht das Geschöß zur Zurücklegung von AD die Zeit $\frac{AD}{v}$ sec, zur Zurücklegung von BD $\frac{BD}{v}$ sec, zur Zurücklegung von CD $\frac{CD}{v}$ sec. Man fixiere die Verhältnisse im Augenblick, wo das Geschöß sich im Punkte D befindet. Die Verdichtungswelle, welche vom Punkt A ausging, be-



Kopfwelle fliegender Geschosse.

findet sich jetzt auf einer Kugeloberfläche um A vom Radius $\frac{AD}{v} \cdot v_{s_1}$, wobei v_{s_1} die Schallgeschwindigkeit bedeutet. Die von B ausgehende auf einer Kugeloberfläche um B vom Radius $\frac{BD}{v} \cdot v_{s_2}$; die von C ausgehende auf einer Kugeloberfläche um C vom Radius $\frac{CD}{v} \cdot v_{s_3}$. Hierbei ist v_{s_1} die mittlere Schallgeschwindigkeit auf dem Radius $\frac{AD}{v}$; v_{s_2} diejenige auf dem Radius $\frac{BD}{v}$, und es ist zu

beachten, daß die Schallgeschwindigkeit bei adiabatischer Ausbreitung von Verdichtungsstößen mit der Größe der Verdichtung etwas wächst bzw. mit kleiner werdender Verdichtung auf die gewöhnliche Schallgeschwindigkeit herabsinkt. Die Enveloppe aller Kugelwellen bildet die Kopfwelle EDF, die einen vorne abgerundeten Kegel bildet, der um so spitzer wird, je größer die Geschößgeschwindigkeit ist. In einiger Entfernung von der Geschößspitze sind die Kugelwellen so weit von ihrem Erregungs-

zentrum entfernt, daß der Verdichtungsstoß bezüglich seiner Druckhöhe stark abgenommen hat und daß die Schallgeschwindigkeit der gewöhnlichen Schallgeschwindigkeit nahezu gleich geworden ist; in diesen Gegenden ist dann der Kegel eines mit konstanter Geschwindigkeit fliegenden Geschosses als ein gerader Kreisbogen anzusehen, dessen Winkel

aus der Gleichung $\sin \alpha = \frac{v_s}{v}$ gefunden wird. Über

die Messung der Geschößgeschwindigkeit v aus dem Winkel der Kopfwelle und Schwanzwelle vgl. Cranz, Lehrb. d. Ballistik, Berlin 1925, S. 40—42.

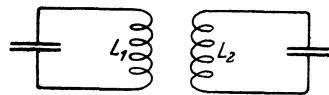
Die Kopfwelle macht sich dem Ohr als der vom Geschöß mitgeführte Kopfwellenknall bemerkbar. Beobachtet man die Zeiten des Eintreffens der Kopfwelle an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche unter Berücksichtigung der Transportgeschwindigkeit durch den Wind, so lassen sich aus den Differenzen dieser Zeiten in Verbindung mit der Kenntnis der Orte, an denen die Kopfwelle aufgenommen wird, mathematisch Rückschlüsse auf Bahn und Geschwindigkeit des Geschosses ziehen. Der Kopfwellenknall bringt es mit sich, daß bei Geschossen, die mit Überschallgeschwindigkeit fliegen, zwei, sogar drei Knalle gehört werden: der Knall der Kopfwelle, der Abschußknall des Geschützes und der Detonationsknall des Geschosses.

Hinter der ersten Kopfwelle gehen von anderen vorspringenden Teilen des Geschosses ebenfalls Verdichtungswellen aus, so daß das Geschöß von einer ganzen Anzahl Kegelmänteln umhüllt ist, die sichtbar gemacht werden können, wenn man im Dunkeln das an einem Hohlspiegel vorbeifliegende Geschöß mit einem elektrischen Funken derart beleuchtet, daß man das Licht auf den Hohlspiegel wirft und von diesem auf die Objektivmitte eines photographischen Apparates konzentriert. Blendet man das direkte Licht mittels einer Schlierenblende ab, so werden die Luftverdichtungen, welche das Licht ablenken, sichtbar. Benutzt man ein Interferenzrefraktometer, so können die Luftdichten in den Kopfwellen quantitativ gemessen werden.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

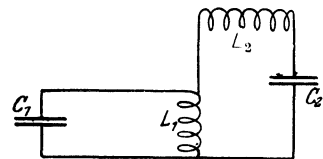
Betr. Literatur s. Ballistik.

Kopplungen elektromagnetischer Systeme sind eine Wechselbeziehung zwischen Kreisen, welche die Übertragung von Schwingungsenergie aus einem Kreis in einen andern bedingt (Fig. 1, 2, 3).



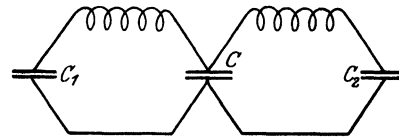
$$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Fig. 1. Magnetische Kopplung.



$$k = \sqrt{\frac{L_1^2}{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$$

Fig. 2. Galvanische Kopplung.



$$k = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{(C + C_1)(C + C_2)}}$$

Fig. 3. Kapazitive Kopplung.

Fig. 1 stellt eine magnetische Kopplung dar.

„ 2 „ „ galvanische „ „
 „ 3 „ „ kapazitive „ „

Ein Maß der Kopplung ist der Kopplungskoeffizient k , gegeben durch die in Fig. 1, 2, 3 bezeichneten Werte. Bei fester Kopplung gelten für die zwei Kreise die folgenden Beziehungen:

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} + W_1 i_1 = V_1$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + L_{12} \frac{di_1}{dt} + W_2 i_2 = V_2$$

$$i_1 = C_1 \frac{dV_1}{dt} \quad i_2 = C_2 \frac{dV_2}{dt}$$

$$\frac{d^2 V_1}{dt^2} + 2\delta_1 \frac{dV_1}{dt} + (\omega_1 + \delta_1)^2 V_1 + p_1 \frac{d^2 V_2}{dt^2} = 0$$

$$\frac{d^2 V_2}{dt^2} + 2\delta_2 \frac{dV_2}{dt} + (\omega_2 + \delta_2)^2 V_2 + p_2 \frac{d^2 V_1}{dt^2} = 0$$

Die Lösungen sind von der Form $V_1 = A_1 e^{\beta t}$, $V_2 = A_2 e^{\beta t}$, $\beta = -\delta + i\omega$. Für ω , die Schwingungszahl, ergibt sich eine Gleichung 4. Grades $\omega^4 \cdot (1 - k^2) - \omega^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = 0$.

ω_1 und ω_2 sind die Eigenschwingungen der ungekoppelten Systeme; die Lösung sind zwei neue Schwingungen ω_I, ω_{II} , $\omega_I > \omega_1 > \omega_2 > \omega_{II}$, d. h. die schnellere der beiden Eigenschwingungen des gekoppelten Systems ist schneller, die langsamere langsamer als jeder der beiden Eigenschwingungen der ungekoppelten Systeme. Ist $\omega_1 = \omega_2$, d. h. bestand Resonanz, so ist

$$\omega_I = \frac{\omega}{\sqrt{1 - k}} \quad \omega_{II} = \frac{\omega}{\sqrt{1 + k}}$$

oder angenähert

$$\omega_I = \omega \left(1 + \frac{k}{2} \right) \quad \omega_{II} = \omega \left(1 - \frac{k}{2} \right)$$

k ist der Kopplungskoeffizient; das Maß der

$$\text{Kopplung} = \sqrt{\frac{L_{12} \cdot L_{21}}{L_1 L_2}} = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}$$

ω_1, ω_2 werden Partial-Schwingungen bzw. -Wellen genannt und werden leicht bestimmt, indem man z. B. das eine System mit Summer erregt und mit dem Wellenmesser (Detektor und Telephon) die Resonanzen abhört. Umgekehrt kann auch nach dieser Beobachtung k bestimmt werden, gleich

$$k = \frac{\omega_I - \omega_{II}}{\omega} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda}$$

Das logarithmische Dekrement der beiden Schwingungen = $\left(\frac{\beta}{\omega} \right)$

$$\text{ist für } \omega_1 = \delta_1 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \cdot \frac{\omega_I}{\omega_{II}}$$

$$\text{für } \omega_2 = \delta_{II} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \cdot \frac{\omega_{II}}{\omega_I}$$

d. h. die größere Frequenz hat demnach auch die größere Dämpfung. Die Spannung an dem System ist

$$V_1 = \frac{V_0}{2} (\cos \omega_I t + \cos \omega_{II} t) =$$

$$V_0 \cos \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right) \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t$$

$$V_2 = \frac{V_0}{2} \sqrt{\frac{C_I}{C_{II}}} (\cos \omega_I t - \cos \omega_{II} t) =$$

$$V_0 \sqrt{\frac{C_I}{C_{II}}} \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t,$$

das sind Schwingungen der Schwingungszahl ω mit periodischer veränderlicher Amplitude, d. h. das System zeigt Schwebungen.

Die Spannung im Sekundärkreis ist gleich der im Verhältnis der Wurzel aus den Kapazitäten verkleinerten primären Spannung; sie ist um 90° gegen die Primärspannung verschoben. Die Energie des ersten Kreises $\frac{C_I V_1^2}{2}$ findet sich nach einer Schwebung im zweiten Kreis und umgekehrt. Im Schwebungsminimum ändert sich die Phase der Spannung plötzlich um 180° . Die Anzahl der halben Schwingungen bis zum ersten Schwebungsminimum ist $= \frac{1}{k}$.

Durch Verstimmung der beiden Kreise steigt die Maximalamplitude des Sekundärkreises um so mehr, je größer der Dämpfungsunterschied ist.

Bei $d_1 = d_2$ ist die Steigerung = 0. Je fester die Kopplung und je größer d_2 ist, desto größer ist die günstigste Verstimmung und desto größer die Spannungssteigerung (max. 30%).

Ist die Kopplung sehr schwach, so ist

$$V_1 = V_0 \cos \omega t \quad V_2 = V_0 \sqrt{\frac{C_1 k \cdot \omega}{C_2}} (\sin \omega_2 t)$$

$$= V_0 \frac{\omega}{2} \frac{L_{12}}{L_1} \sin \omega t,$$

d. h. im sekundären Kreise ist nur eine Schwingung vorhanden. Die Dämpfung in beiden Kreisen ist

$$d_1 = d_{10} + \frac{\pi^2 \cdot k^2}{d_{20} - d_{10}} \quad d_2 = d_{20}$$

d. h. ist d_{10} sehr groß, k^2 klein, so ist $d_2 = d_{20}$ = der Dämpfung des ungekoppelten Kreises.

Für Dämpfungsmessungen muß

$$k^2 \ll 1 < \frac{d_{01} \cdot d_{02}}{\pi^2} < 5 \cdot 10^{-6} \text{ sein.}$$

A. Meißner.

Kopplungsfaktor, gleichbedeutend mit Kopplungskoeffizient s. Kopplungen elektromagnetischer Systeme.

Kopplungsgrad, eine vom Kopplungskoeffizienten sich nur wenig unterscheidende Größe, die ebenfalls als ein Maß der Kopplung dienen kann. Sind die Dämpfungsdekrementen der beiden miteinander gekoppelten elektrischen Schwingungskreise ϑ_1 und ϑ_2 und ist k der Kopplungskoeffizient, so bezeichnet man als Kopplungsgrad den Ausdruck:

$$k' = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2\pi} \right)^2}.$$

Der Kopplungsgrad wird vielfach in Prozenten angegeben. Ein Kopplungsgrad von einem Prozent bedeutet z. B., daß $k' = 0,01$ ist. E. Alberti.

Kopplungskoeffizient s. Kopplungen elektromagnetischer Systeme.

Koppsche Regel. Sie sagt aus, daß die Molekularwärme (Produkt aus spezifischer Wärme und Molekulargewicht) einer festen Verbindung gleich der Summe der Atomwärmen (Produkt aus spezifischer Wärme und Atomgewicht) der im Molekül enthaltenen Atome ist. Nach Nernst (Theoretische Chemie) sind für die Atomwärmen folgende Werte anzusetzen: C = 1,8; H = 2,3; B = 2,7; Si = 3,8; O = 4,0; P = 5,4; Ge = 5,5 und für alle übrigen Elemente etwa 6,4. Als Beispiel sei angeführt, daß die Molekularwärme des Eises zu $18 \times 0,474 = 8,5$ beobachtet wurde und daß sie sich nach der Koppischen Regel, entsprechend der Konstitution H_2O , zu $2 \times 2,3 + 1 \times 4,0 = 8,6$ ergibt. Henning.

Kornett s. Zungeninstrumente.

Kornsche Bildtelegraphie s. Bildtelegraphie.

Kornzählung s. Photographie, Wissenschaftliche Arbeitsmethoden.

Korona. Eine Entladungsform, die an Leitern, insbesondere an Leitungsdrähten in atmosphärischer Luft, bei sehr hoher Spannung erscheint. Sie überzieht Leiter mit glatter Oberfläche in Gestalt einer Lichthaut, rauhe Oberflächen in einer Reihe diskreter leuchtender Pünktchen, manchmal auch in Gestalt eines strahlen- oder aureolenartigen Hofes unter summendem oder sausendem Geräusch. Eine Sonderform ist die Spitzenentladung (s. Spitzenstrom), die an Stellen starker Oberflächenkrümmung, also an Spitzen und scharfen Kanten, ansetzt. In der Natur kommt sie unter dem Namen Elmsfeuer vor. Die zur Koronabildung erforderliche Spannung liegt um so niedriger, je kleiner der Durchmesser der Leitungen und je geringer der Gasdruck ist. Bei Wechselstrom ist der Scheitelwert der Wechselspannung maßgebend. Für Sinusstrom wird die effektive Wechselspannung, bei der Koronabildung bei 760 mm Luftdruck und $25^\circ C$ beginnt, durch die Formel

$$V = a_1 \cdot a_2 \cdot 21,1 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{r}} \right) r \ln \frac{D}{r}$$

gegeben. Dabei ist D der Abstand, r der Radius der Leitungen, a_1 und a_2 Konstanten und zwar hat a_1 den Wert 1 für einen Draht in einem koachsialen Zylinder, den Wert 2 für zwei parallele Drähte und den Wert $\sqrt{3}$ für ein Dreileitersystem; a_2 hängt von der Oberflächenbeschaffenheit der Drähte ab und ist für glatte Drähte gleich 1, für rauhe Drähte geht er bis 0,03 herunter.

Da die Korona den Leitungen Energie entzieht, die bei den großen Längen moderner Freileitungen gewaltige Beträge erreichen kann, müssen die Leitungen so bemessen werden, daß diese Verluste in engen Grenzen bleiben. Das heißt, es müssen sowohl D als vor allem r um so größer sein, je höher die Wechselspannung ist. 200000 V effektiv bilden heute die Grenze der Wirtschaftlichkeit. Im Hochgebirge bildet die Korona wegen des verringerten Luftdruckes und der sie außerordentlich vergrößernden Störungen durch Reif und Schneefall eine ernste Schwierigkeit für die Übertragung hochgespannten Wechselstromes. Da die Verluste der Frequenz proportional sind, werden neuerdings Hoffnungen auf die Einführung hochgespannten Gleichstromes gesetzt. Eine geringfügige Koronabildung ist ein ebenso einfaches wie sicheres Mittel

gegen die Ausbildung von gefährlichen Überspannungen und Wanderwellen, die sich durch Verstärkung der Korona sofort selbst erschöpfen.

Güntherschulze.

Korona der Sonne ist nur bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar, wenn der Mond die Photosphäre verdeckt. Die Gesamthelligkeit der Korona ist etwa halb so groß wie die des Vollmonds. Die Flächenhelligkeit des perlgrauen Koronalichtes, die nach außen rasch abnimmt, ist selbst in ihrem innersten Teile ein so kleiner Bruchteil der Helligkeit des diffusen Himmelslichtes, daß eine Beobachtung außerhalb von Sonnenfinsternissen mit den heute bekannten Hilfsmitteln unmöglich ist. Die äußere Korona hat ein kontinuierliches Spektrum mit denselben Intensitätsverhältnissen wie die Photosphäre; das Auftreten der Fraunhoferschen Linien und die Polarisation des Lichtes der äußeren Teile sprechen ebenfalls für die Annahme, daß die Korona Photosphärenlicht reflektiert. Die innere Korona gibt ein kontinuierliches Spektrum ohne Absorptionslinien und außerdem ein Spektrum von hellen Emissionslinien, dessen Ursprung noch völlig unbekannt ist. Über die Konstitution der Korona und über die Ursachen ihrer strahligen Struktur bestehen noch keine gesicherten Anschauungen. Die Gestalt der Korona ändert sich mit der Sonnenfleckenperiode; zu den Zeiten der Sonnenfleckenmaxima umgibt sie die Sonne ziemlich gleichmäßig, die Minima sind durch starke und weitreichende Strahlen im Äquatorgürtel gekennzeichnet. Die Korona nimmt an der Sonnenrotation teil.

W. Kruse.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Koronaverluste s. Glimmverluste.

Koronium ist der Name für ein hypothetisches Element, das im Emissionsspektrum der Sonnenkorona erscheint, vor allem in der Linie λ 5303. Wahrscheinlich handelt es sich um unter normalen Anregungsbedingungen „verbotene“ Linien bekannter Elemente, vielleicht des Ca + oder Ca ++.

Bottlinger.

Korpuskularstrahlung. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Strahlung jede Strahlung, die in der strahlartigen Fortbewegung schneller Teilchen besteht. Die wichtigsten Korpuskularstrahlen sind die Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, Anodenstrahlen, α -Strahlen, β -Strahlen, Atomstrahlen (s. d.).

Güntherschulze.

Korrasion. Eine Art der Erosion (s. d.), die darin besteht, daß durch die mechanische Arbeit der erosiven Agenzien, insbesondere durch die von ihnen mitgeführten Gesteinsbrocken grübster bis feinsten Art, kleine Partikelchen des noch anstehenden, festen Gesteins abgebrochen, abgeschliffen oder auf andere Weise aus dem Zusammenhange losgelöst und fortgeschafft werden. Die Korrasion tritt besonders intensiv bei starkem Gefälle von Wasser in Stromschnellen und bei Wasserfällen, sowie bei der Meeresbrandung auf. In Wüstengebieten entfaltet auch der Wind eine starke korradierende Tätigkeit (s. Winderosion).

O. Baschin

Korrektion und Fehler. Der Begriff Fehler hat in der Meßkunde vielfach recht arge Verwirrungen hervorgerufen, wenn nicht genügend beachtet wurde, daß ein Fehler notwendigerweise mit einem Vorzeichen behaftet ist. Ist ein Metermaßstab

zu kurz, hat er also die Gleichung (s. den Artikel Längenmessungen):

$$A = 1 m - a,$$

so ist + a der Fehler des Maßstabes, denn dieser Betrag fehlt dem Maßstab an seiner Soll-Länge. Benutzt man jetzt diesen Maßstab als Längennormal bei der Vergleichung mit einem noch unbekanntem Maßstab, so findet man, weil man ja eine zu kleine Maßeinheit zugrunde legt, für den neuen Maßstab einen zu großen Wert, man muß also von dem Messungsergebnis etwas abziehen und zwar, wie man leicht sieht, eben jenen Fehler + a, oder man muß den Fehler mit umgekehrten Vorzeichen, d. h. - a addieren. Dieser Vorzeichenwechsel des Fehlers hat oft zu falschen Überlegungen geführt, besonders dann, wenn die Verhältnisse weniger einfach liegen als beim Maßstabe.

Man hat deshalb in der Meßkunde den Begriff Fehler ganz fallen lassen und statt dessen den Begriff der Korrektion eingeführt. Korrektion wird allgemein als der Betrag definiert, den man algebraisch zu dem Nominalwert oder zu dem abgelesenen Wert addieren muß, um den wahren Wert zu erhalten. In diesem Sinne ist also gemäß obiger Gleichung - a die Korrektion des Meterstabes A, denn man muß - a zu dem Nominalwert 1 m des Stabes addieren, um den wahren Wert A zu erhalten. — Hat ein Thermometer in der Nähe des Teilstriches - 20° die Korrektion - 0,2°, so entspricht einer Ablesung 20,1° die wahre Temperatur 20,1 - 0,2 = 19,9°. *Scheel.*

Korrektionsfassung s. Mikroskop.

Korrespondenzprinzip s. Bohrsches Korrespondenzprinzip.

Korrespondierende Zustände s. Übereinstimmende Zustände.

Korrosion. Die Zerstörung von Metallen durch andauernde Einflüsse von Luft, Feuchtigkeit und elektrischen Vorgängen. Die meisten Roherze enthalten die Metalle in Sauerstoffverbindungen. Durch die Verhüttung wird diesen der O entzogen und dadurch der Gleichgewichtszustand dem O gegenüber gestört. Die Metalle haben daher mehr oder weniger das Bestreben, wiederum in den stabileren Zustand der Metall-Sauerstoffverbindungen überzugehen. Diese Erscheinung wird meistens durch chemische oder elektrolytische Vorgänge eingeleitet und unterstützt. Sie ist stets mit Verlust von metallischem Material verbunden und wird als Korrosionsvorgang bezeichnet. Es gibt eine ganze Reihe von Theorien, die sich mit der Korrosion beschäftigen, doch hat heute wohl nur noch die elektrolytische eine Bedeutung. Die Korrosion spielt in der Fernmeldetechnik eine Rolle. Wenn Kabel in der Nähe von elektrischen Bahnen liegen, so tritt, durch die vagabundierenden Erdströme unterstützt, eine starke Korrosion der Kabelmäntel auf. Zum Schutz vor Korrosion kann man die entsprechenden Metalle durch Legierungen veredeln oder sie mit einer Schutzschicht überziehen (Anstrich).

Klingsporn.

Näheres s. Zeitschrift; Korrosion und Metallschutz Leipzig.

Kosinusbedingungen (Optik). Die Sinusbedingung (s. d.) gibt an, daß bei einem achsensymmetrischen optischen Instrument die Bedingung bestehen muß:

$$\sin u' : \sin u = n \cdot \beta / n', \quad (1)$$

wenn nicht nur ein Dingpunkt O auf der Achse in O', sondern ein achsensenkrecht Linien- oder Flächenstückchen OO₁ in O'O₁ scharf abgebildet

werden soll. u, u' sind die Neigungen eines beliebigen Strahles durch O, O' auf der Ding- und auf der Bildseite; n, n' die beiden Brechungsverhältnisse, β die Vergrößerung in O . Setzt man $OO_1 = d \eta$, $O'O'_1 = d \eta'$, so ist $\beta = d \eta' / d \eta$, und man kann für (1) schreiben:

$$n d \eta \sin u - n' d \eta' \sin u' = 0. \quad (2)$$

Diese Gleichung muß unabhängig von u, u' gelten.

Bei dem Bestreben, allgemeinere Gesetze aufzustellen, erkannte man, daß es im Grunde nicht auf den Winkel mit der (bei allgemeineren Folgen nicht vorhandenen) Achse, sondern mit dem abzubildenden Linienstückchen ankommt, und daß die Gesetze nicht Sinus-, sondern Kosinusform haben. Solche Kosinusbedingungen wurden in Sonderfällen von H. Bruns und M. Thiesen aufgestellt. Eine bedeutend allgemeinere Fassung, wobei auch der Fall berücksichtigt ist, daß O schon nicht scharf in O' abgebildet wird, ist von T. Smith angegeben worden. — Beschränkt man sich auf den Fall, daß O' ein scharfes Bild von O ist, so ist die Bedingung dafür, daß $O'O'_1 = d l'$ ein scharfes Bild von OO_1 sei:

$$n d l \cos \varepsilon - n' d l' \cos \varepsilon' = \text{const}, \quad (3)$$

wo $\varepsilon, \varepsilon'$ die Winkel eines beliebigen Strahles mit $d l, d l'$ bezeichnen. Die Konstante ist nur in Ausnahmefällen Null.

H. Boegehold.

Kosmische Absorption. Eine allgemeine oder teilweise Extinktion des Lichtes im Weltraum würde unsere Anschauungen über die Leuchtkraft der Sterne, die Ausdehnung unseres Sternsystems und die Verteilung der Sterne in ihm bestimmend beeinflussen, da diese Vorstellungen im wesentlichen auf der Anwendung des einfachen Gesetzes beruhen, daß die scheinbare Helligkeit einer Lichtquelle dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional ist. Dieser Frage ist deshalb in den letzten Jahren große Aufmerksamkeit gewidmet worden.

Durch visuelle und photographische Beobachtungen ist bekannt, daß in begrenzten Arealen des Himmels Absorption auftritt. Sie wird durch kosmische Gaswolken hervorgerufen, die in unserem Sternsystem liegen und je nach ihrer Dicke und Dichte eine Schwächung des durchgehenden Sternlichtes bewirken. Daß auch außerhalb dieser sichtbaren (dunklen) Wolken absorbierende Materie vorhanden ist, zeigt das Auftreten der sog. „ruhenden“ Linien in den Spektren mancher Sterne (s. Kosmische Kalziumwolken). Theoretische Überlegungen machen jedoch wahrscheinlich, daß infolge der außerordentlich geringen Dichte der interstellaren Materie (etwa 10^{-24}) keine merkbare allgemeine Absorption zustande kommt. Im Einklang mit den praktischen Erfahrungen erscheint es daher berechtigt, die Existenz einer allgemeinen kosmischen Absorption zu verneinen. Es ist aber bei allen stellarstatistischen Untersuchungen nötig, die absorbierenden Nebelfelder abzugrenzen und auszuschließen.

W. Kruse.

Kosmische Kalziumwolken. Eine Reihe von Sternen der Spektraltypen von O bis B3 zeigt bei sonst stark verwachsenen Spektrallinien die dem ionisierten Kalzium angehörenden Linien H und K des Sonnenspektrums (3968,5 und 3933,7) in auffälliger Schärfe. Ist der Stern zudem ein spektroskopischer Doppelstern mit periodischer Linienverschiebung, so zeigt sich, daß H und K diese Verschiebungen meist gar nicht, gelegentlich mit stark verminderter Amplitude mitmachen. Bei

den übrigen Spektraltypen bis M sind diese Linien überall vorhanden, aber sie zeigen von etwa B5 ab keinerlei besonderes Verhalten mehr. Diese ruhenden Kalziumlinien ergeben auch eine wesentlich andere Radialgeschwindigkeit als die aus den Sternlinien abgeleitete Schwerpunktgeschwindigkeit. Sterne mit ruhenden Kalziumlinien treten in gewissen Himmelsgegenden gehäuft auf und die aus den Kalziumlinien abgeleitete Radialgeschwindigkeit ist für die Sterne innerhalb eines jeden solchen Gebietes nahezu konstant. Deshalb vermuteten J. S. Plaskett und O. Struve, daß diese Linien durch Kalziumwolken hervorgerufen werden, die im Raume verstreut sind und in die diese Sterne nur zufällig eingebettet sind. Die starke ultraviolette Strahlung der heißesten Sterne ionisiere die Kalziumatome auch in der weiteren Umgebung der Sterne und befähige sie so zur Absorption von H und K. Dieselben Eigenschaften wie H und K zeigen in einzelnen Fällen auch die D-Linien des Natriums (vielleicht überall, denn bisher wurden nur einige Sterne untersucht), so daß man, wenn die Wolkentheorie sich bestätigt, nicht an reine Kalziumwolken zu denken hat, sondern an gemischte Materie. Plaskett zeigte atomtheoretisch, daß man innerhalb des photographischen und visuellen Spektralgebiets kaum weitere ruhende Linien erwarten dürfe.

Bottlinger.

Kosmische Strahlung = Durchdringende, Heßsche-, Höhen- und Ultragamma-Strahlung (s. d.).

Kosmischer Staub. Neben den Ablagerungen der aus irdischen Stoffen zusammengesetzten Sedimentgesteine (s. Geologie) schlagen sich auch Bestandteile anderer Weltkörper auf der Erdoberfläche nieder, von denen die Meteoriten die bekanntesten sind. In weit ausgedehnterem Maße jedoch macht sich der aus kleinsten Partikelchen bestehende, meist stark eisenhaltige kosmische Staub bemerkbar, den man auch in Tiefseeablagerungen nachgewiesen hat. Bei vielen ausgedehnten Staubfällen (s. d.) jedoch, denen man einen kosmischen Ursprung zuschrieb, hat sich bei näherer Untersuchung herausgestellt, daß der Niederschlag aus Wüstenstaub oder vulkanischer Asche bestand.

O. Baschin.

Kosmogonie. Drei Arten von kosmogonischen Fragen haben wir zu unterscheiden: 1. Lebenslauf der Einzelsterne. 2. Die Entstehung unseres Sonnensystems. 3. Die Entstehung des ganzen Fixsternsystems.

Zu 1 siehe Strahlungsgleichgewicht der Sterne.

2. Die von Kant und Laplace aufgestellten Nebularhypothesen beziehen sich auf Gebilde von der Art unseres Sonnensystems. Dieses soll ursprünglich ein langsam rotierender Gasball gewesen sein, der über die Neptunbahn hinausreichte. Infolge von Kontraktion durch Abkühlung beschleunigte sich seine Rotation und es lösten sich von Zeit zu Zeit am Äquator Ringe ab, die zerrissen und sich dann zu den Planeten zusammenballten. Anlaß zu dieser Auffassung bildete der übereinstimmende Drehsinn der damals bekannten Planeten und Trabanten und ihre nahe übereinstimmenden Bahnebenen. (Die Trabanten von Uranus und Neptun sind rückläufig.) Die Hauptschwierigkeit, die heute viel zu langsame Rotation der Sonne suchte man dadurch zu beseitigen, daß man annahm, schon damals sei die Hauptmasse des Nebels nahe dem Schwerpunkt vereinigt ge-

wesen und es habe sich etwa nur so viel Masse außerhalb der Merkurbahn befunden, wie jetzt die Gesamtmasse der Planeten und Trabanten beträgt.

Theoretische Überlegungen haben dagegen gezeigt, daß eine rotierende homogene Masse keineswegs am Äquator einen Ring abwirft, sondern zunächst aus dem abgeplatteten Ellipsoid in ein dreiaxiges, dann in eine Birnfigur übergeht und schließlich eine Zweiteilung eintritt, wobei das Massenverhältnis nie von der Einheit sehr verschieden ist. Bei den zahlreichen bekannten Doppelsternen herrschen diese Massenverhältnisse (1:1 bis 1:3) vor. Ganz andere Verhältnisse herrschen in unserem Sonnensystem, wo Mond: Erde = 1:80 schon exzeptionell ist und Jupiter: Sonne = 1:1000 noch groß ist. Wir müssen also für das Sonnensystem ganz andere Teilungsvorgänge annehmen. Moulton und Chamberlin möchten explosionsartige Vorgänge, die von Zeit zu Zeit auf der Ursonne auftraten und bei denen jedesmal Materie ausgeschleudert wurde, für die Entstehung der Planeten verantwortlich machen (Planetesimalhypothese). Jeans denkt sich die Entstehung des Sonnensystems derart, daß der noch weit ausgedehnte Sonnenball durch nahen Vorübergang eines anderen Körpers gezeitenartig gestört wurde, und sich dabei kleinere Massen, die Planeten, abspalteten.

3. Ist die Masse des rotierenden Körpers nahezu vollständig in einem kleinen Kern vereinigt, so daß die Masse der Hülle klein ist, dann nimmt bei Rotationsbeschleunigung die Hülle linsenförmige Gestalt an mit einer scharfen Kante am Äquator, an der Materie abgeschleudert wird. Gebilde dieser Art scheinen die Spiralnebel zu sein, die unserem Milchstraßensystem oder Teilen desselben koordinierte Systeme sind, so daß wir uns von der Entstehung unseres ganzen Fixsternsystems wenigstens eine gewisse Vorstellung machen können.

Böttlinger.

Kosselsche Valenztheorie s. Valenztheorie.

Kovariante s. Invariante.

Kovolumen. Während bei einem idealen Gas (s. d.) der Druck bei konstanter Temperatur und auch die Temperatur bei konstantem Druck proportional der Größe des Gasvolumens v ist, muß man bei wirklichen Gasen von dem Volumen v einen gewissen Betrag b in Abzug bringen, um ähnlich einfache Verhältnisse zu erzielen. Nach van der Waals (s. Zustandsgleichung) ist die Größe b konstant, und zwar gleich dem 4fachen Volumen der Moleküle. Er bezeichnet b als Kernvolumen. Später ist statt dessen von anderen Forschern der Name Kovolumen eingeführt, der jetzt fast allgemein gebräuchlich ist. Für genaue Berechnungen ist b nicht als konstant anzusehen, doch ist die Art seiner Abhängigkeit von Druck und Temperatur nicht eindeutig festzustellen, da in der Zustandsgleichung noch eine zweite unbekannte Größe, die von den Kohäsionskräften herrührt, auftritt.

In der Clausiusschen Zustandsgleichung $p = \frac{RT}{v-a} - \frac{K}{Tn(v+\beta)^2}$ werden die beiden Größen a und β , die subtraktiv bzw. additiv zum spezifischen Volumen hinzutreten, Kovolumina genannt.

Henning.

Kräftefunktion s. Konservativ.

Kräftepaar s. Moment einer Kraft.

Kräfteparallelogramm. Greifen an einem Massenpunkte zwei Kräfte \mathfrak{K}_1 und \mathfrak{K}_2 gleichzeitig an, so ist ihre Wirkung erfahrungsgemäß die gleiche, wie wenn an ihrer Stelle eine Kraft gleich ihrer geometrischen Summe $\mathfrak{K} = \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2$ angreifen würde (Satz vom Kräfteparallelogramm). Unter Beachtung der Definition des Moments einer Kraft folgt daraus unmittelbar gleiches auch für Kräftepaare: Kräfte und Kräftepaare werden wie Vektoren addiert.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912.

Kräfte-Reduktion. Zwei auf einen starren Körper wirkende Kräftesysteme \mathfrak{K}_m und \mathfrak{K}_n sind *gleichwertig* oder *äquivalent*, wenn sie von dem gemeinen Anfangszustand aus gleiche Beschleunigungszustände zur Folge haben. Dies ist der Fall, wenn die beiden Systeme \mathfrak{K}_m und $(-\mathfrak{K}_n)$ zusammen ein Gleichgewichtssystem bilden (s. Gleichgewichtsbedingungen). Somit haben zwei gleichwertige Kräftesysteme gleiche Ersatzkräfte (Resultanten)

$$\mathfrak{R} = \sum_m \mathfrak{K}_m = \sum_n \mathfrak{K}_n$$

und gleiche Momente in bezug auf beliebige Punkte O

$$\mathfrak{M}_O = \sum_m [\mathfrak{f}_m \mathfrak{K}_m] = \sum_n [\mathfrak{f}_n \mathfrak{K}_n],$$

wenn \mathfrak{f} und l die vom Nullpunkte O aus gerechneten Ortsvektoren der Angriffspunkte der Kräfte \mathfrak{K} bzw. \mathfrak{Q} bedeuten. Den Ersatz eines allgemeinen Kräftesystems durch ein gleichwertiges spezielles System (das im allgemeinen ein einfacheres sein wird) nennt man *Kräfte-Reduktion*.

Ein räumliches Kräftesystem kann reduziert werden auf:

a) Eine *Ersatzkraft* $\mathfrak{R} = \sum_i \mathfrak{K}_i$, die in einem

beliebigen Punkt O angreift und ein *Kräftepaar* $\mathfrak{M}_O = \sum_i [\mathfrak{f}_i \mathfrak{K}_i]$, das dem Moment des Kräftesystems bezüglich des Punktes O gleich ist.

b) Eine *Kraftschraube*. Unter Kraftschraube oder *Dynama* versteht man die besonderen Fälle der Reduktionen a), daß $\mathfrak{M}_O = \kappa \mathfrak{R}$. Hat das Kräftesystem eine von Null verschiedene Ersatzkraft \mathfrak{R} , so kann man dies stets durch geeignete Wahl des Bezugspunktes O erreichen. Alle Punkte O , für welche dies gilt, liegen auf einer Geraden, die man *Zentralachse* nennt. κ heißt der Parameter der Kraftschraube.

c) Zwei Kräfte mit windschiefen Angriffsgeraden. Die eine Angriffsgerade ist (allerdings mit gewissen Einschränkungen) frei wählbar, die Größe der in dieser Geraden wirkenden Kraft, sowie Lage, Richtung und Größe der zweiten Kraft sind dann eindeutig bestimmt. Stehen die Richtungen der Angriffsgeraden aufeinander senkrecht, so nennt man die beiden Kräfte ein *Kraftkreuz*.

d) Sechs Kräfte, deren Angriffsgerade keinem sog. Nullsystem angehören dürfen, sonst aber willkürlich gewählt werden können.

Ein ebenes Kräftesystem kann man reduzieren auf:

a) Eine Ersatzkraft $\mathfrak{R} = \sum \mathfrak{K}_i$ in einer ganz bestimmten Angriffsgeraden (*Zentrallinie*) oder ein Kräftepaar $\mathfrak{M} = \sum [\mathfrak{f}_i \mathfrak{K}_i]$, wenn \mathfrak{R} verschwindet.

b) Drei Kräfte von vorgegebenen Angriffsgeraden, welche sich nicht in einem Punkte schneiden und nicht alle drei parallel sein dürfen, sonst aber beliebig in der Ebene wählbar sind.

c) Zwei Kräfte, deren vorgegebenen Angriffsgeraden sich auf der Zentrallinie des Kräftesystems schneiden (Sonderfall von b).

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912; über die graphischen Reduktionsmethoden für ebene Kräftesysteme s. W. Ritter, Anwendungen der graphischen Statik. Zürich 1888—1906.

Krängung eines Schiffes ist die durch die Größe des Neigungswinkels zu messende seitliche Überneigung durch Drehung um eine horizontale Längsachse. Zur vertikalen Längsmittlebene ist ein Schiff im Entwurfszustand im allgemeinen symmetrisch. Über den Zusammenhang mit Stabilitätsfragen s. Metazentrum.

Eisner.

Kraftfluß. Unter Kraftfluß versteht man die Anzahl der durch die Flächeneinheit senkrecht hindurchtretenden Kraftlinien. S. auch Induktionsfluß.

R. Jaeger.

Kraftkreuz s. Kräfte-Reduktion.

Kraftlinien s. Feld, Elektrostatisches und Induktionsfluß.

Kraftlinien, magnetische s. Feld, Magnetisches.

Kraftliniendichte (Feldstärke) bezeichnet die Anzahl der Kraftlinien je Quadratcentimeter, also bei gleichmäßiger Verteilung der Kraftlinien den Quotienten aus dem gesamten Kraftlinienfluß durch den Querschnitt in Quadratcentimeter (beispielsweise zwischen den Polen eines Magneten usw.). Bei ungleichmäßiger Verteilung ändert sich natürlich auch die Dichte von Punkt zu Punkt.

Gumlich.

Kraftschraube s. Kräfte-Reduktion.

Krarpupkabel (Krarpupwicklung). Zur Erhöhung der Übertragungsweite von Fernspreleitungen muß die Dämpfung (s. d.) vermindert werden. Man erreicht dies durch Vergrößerung der Induktivität und umwickelt zu diesem Zwecke nach Krarup die Leiter mit dünnem Eisendraht von 0,2—0,3 mm Durchmesser. Neuerdings verwendet man dabei eine Speziallegierung (Permalloy), welche eine besonders hohe Anfangspermeabilität besitzt. Krarpupkabel finden in erster Linie als Seekabel Verwendung. Denselben Zweck der Erhöhung der Induktivität kann man auch durch Pupinisieren (s. Pupinleitung) erzielen, jedoch treten beim Krarpupkabel keine Grenzfrequenzen auf. Es eignet sich daher besonders für die Schnelltelegraphie.

K. Pohlhausen.

Näheres s. F. Ollendorff, Hochfrequenztechnik 1926, Berlin, J. Springer.

Krater s. Lichtbogen

Kratzen des Violinbogens s. Saitenschwingungen.

Kreis, magnetischer. Eine gleichmäßige Magnetisierung findet man, außer im Ellipsoid, nur noch in einem mit Magnetisierungswicklung umgebenen, im Verhältnis zum Durchmesser sehr schmalen Ring, also in einem idealen magnetischen Kreis, während die Magnetisierung eines Stabes in einer Spule um so ungleichmäßiger wird, je kleiner das Verhältnis von Länge zum Querschnitt ist; die durch die Mitte des Stabes gehenden Induktionslinien erreichen zum großen Teil nicht das Ende des Stabes, sondern treten bereits vorher seitlich aus. Da diese Streuung namentlich auch bei der Feststellung der magnetischen Eigenschaften außerordentlich störend ist, sucht man sie dadurch zu vermeiden, daß man den Stab zu einem magnetischen Kreis ergänzt, d. h. ihn durch ein Joch (s. d.) schließt, welches den Kraftlinien einen möglichst geringen magnetischen Widerstand entgegengesetzt

und sie daher veranlaßt, wenigstens zum größten Teil innerhalb des Stabes zu bleiben. In entsprechender Weise wird auch der Hufeisenmagnet oder die Dynamomaschine durch den Anker zu einem magnetischen Kreis ergänzt; der Kraftlinienfluß, der sonst von einem Schenkel zum anderen in Form von Streulinien durch die Luft übergeht, nimmt nun den Weg durch den Anker und zieht ihn dabei an.

In einem magnetischen Kreis läßt sich auch der Induktionsfluß Φ nach Hopkinson leicht berechnen; er ist nämlich gleich $0,4\pi NJ/R$, wobei N die Anzahl sämtlicher Windungen, J die Stromstärke in Ampere, NJ also die sog. Durchflutung und R den gesamten magnetischen Widerstand (s. auch dort) bezeichnet (sog. Ohmsches Gesetz). Hierbei braucht der Kreis nicht aus Material derselben Art zusammengesetzt zu sein, es können sogar, wie bei der Dynamomaschine, den Transformatoren usw. schmale Luftspalte eingeschaltet sein. Umgekehrt gibt die obige Gleichung auch die Möglichkeit, die Anzahl von Amperewindungen zu berechnen, welche notwendig ist, um einen bestimmten Induktionsfluß durch den magnetischen Kreis zu treiben und zu ermitteln, wie sich diese magnetomotorische Kraft auf die einzelnen Teile des Kreises verteilt. Wegen der unvermeidlichen Streuung bei einem derartigen ungleichmäßigen Kreis gilt allerdings die Hopkinsonsche Regel nur angenähert.

Gumlich.

Kreisel. 1. Begriffsbestimmung und Einteilung. Das Wort Kreisel wird in sehr verschiedenen Bedeutungen benützt. Während man dabei im gewöhnlichen Leben in der Regel an einen rasch um eine Symmetrieachse umlaufenden Körper denkt, der mit einer Spitze auf einer Ebene tanzt, so versteht man in der theoretischen Mechanik unter einem *Kreisel* einen beliebig gestalteten starren Körper, der sich irgendwie (nicht notwendig schnell) um einen festen oder wenigstens festgehalten gedachten Punkt unter der Einwirkung irgendwelcher äußeren Kräfte drehen kann. In diesem Sinne ist die Kreiseltheorie nichts anderes als die explizite Theorie des Satzes vom Drehimpuls $\mathfrak{M} = d\mathfrak{C}/dt$ (s. Impulssätze). Zum Unterschied hiervon nennt man den auf einer (waagerechten) Ebene tanzenden Kreisel einen *Spielkreisel* (F. Klein und A. Sommerfeld). Als *Kreisel* haben zu gelten: die um einen festen Stützpunkt freischwingenden Körper (ebenes und Raumpendel einschließlich Kegelpendel), alle Schwungräder und Radsätze, die rotierenden Himmelskörper, die rotierenden Elektronen, die geworfenen Körper, und zwar je für einen die Schwerpunktsbewegung mitmachenden Beobachter.

Man teilt die Kreisel einerseits nach der Form ihres auf den Stützpunkt bezogenen Trägheitsellipsoides (s. Trägheitsmoment) ein. Ist dieses dreiaxig, so heißt der Kreisel ein *unsymmetrischer*, ist es rotations-symmetrisch, so heißt er ein *symmetrischer*, ist es kugelförmig, so heißt er ein *Kugelkreisel*. Die axiale bzw. kugelige Symmetrie braucht dabei keineswegs geometrisch zu sein; es gibt sehr allgemeine Massenverteilungen, deren Trägheitsellipsoid in bezug auf den Stützpunkt axial- bzw. kugelsymmetrisch ist; man spricht dann wohl von *dynamischer* Symmetrie. Der symmetrische Kreisel heißt *gestreckt* oder *abgeplattet*, je nachdem sein Trägheitsellipsoid gestreckt oder abgeplattet ist. Dessen Symmetrie-

achse heißt die *Figurenachse* des Kreisels, die darauf senkrechte Stützpunkzebene die *Äquatorebene*. Ist der Kreisel auch seiner Massenverteilung nach symmetrisch und in bezug auf den Schwerpunkt als Stützpunkt ein abgeplatteter, so gibt es auf der Figurenachse zu beiden Seiten des Schwerpunkts allemal zwei Punkte, in bezug auf welche als Stützpunkte der Kreisel ein (dynamischer) Kugelkreisel wird; die Abstände dieser Punkte vom Schwerpunkt sind

$$s = \sqrt{\frac{A-B}{m}},$$

wenn m die Masse, A das sog. axiale (d. h. auf die Figurenachse bezogene) Trägheitsmoment, B aber das äquatoriale (d. h. auf eine Äquatorachse bezogene) Trägheitsmoment bedeuten. Häufig vergleicht man zwei symmetrische Kreisel von gleichem äquatorialem Trägheitsmoment (aber möglicherweise verschiedenen axialen Trägheitsmomenten) und gleichem Drehimpuls \mathfrak{S} (s. Impuls) miteinander und nennt sie *homolog*.

Andererseits unterscheidet man die Kreisel als *astatische* oder *schwere*, je nachdem der Stützpunkt mit dem Schwerpunkt zusammenfällt oder nicht.

2. Die beiden Hauptaufgaben. Die Kreiseltheorie befaßt sich mit der Beantwortung zweier Fragestellungen.

a) Erste Fragestellung: Welches Drehmoment \mathfrak{M} ist nötig, um einen Kreisel in vorgeschriebener Weise zu bewegen? Diese Frage läßt sich vollständig beantworten. Man hat nämlich auf Grund des Satzes vom Drehimpuls lediglich die Änderungsgeschwindigkeit $d\mathfrak{S}/dt$ des Drehimpulsvektors \mathfrak{S} zu verfolgen; diese gibt dann der Größe, der Achse und dem Drehsinne nach das gesuchte Moment \mathfrak{M} an. Beim Kugelkreisel fallen zufolge seiner dynamischen Isotropie die augenblickliche Drehachse und die augenblickliche Drehimpulsachse stets zusammen. Faßt man die Winkelgeschwindigkeit ω als axialen Vektor \mathfrak{v} auf (d. h. als eine in die Drehachse fallende Strecke von der Länge ω und solem Richtungssinne, daß zusammen mit dem Drehsinn eine Rechtsschraube markiert wird), und ist B das Trägheitsmoment, so ist der axiale Vektor des gesuchten Momentes

$$\mathfrak{M}_0 = B \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = B \mathfrak{e},$$

wo der Vektor \mathfrak{e} die Winkelbeschleunigung, d. h. der Richtung und Größe nach die Geschwindigkeit bedeutet, mit welcher der Endpunkt des Vektors \mathfrak{v} wandert. Bei einem zu diesem Kugelkreisel homologen symmetrischen Kreisel läßt sich das erforderliche Moment \mathfrak{M} aus \mathfrak{M}_0 ohne Schwierigkeit berechnen. Man findet beispielsweise für den besonders wichtigen Fall, daß die vorgeschriebene Bewegung eine *erzwungene reguläre Präzession* (s. d.) mit den Parametern μ, ν, ϑ ist, für den absoluten Betrag M des gesuchten Momentes

$$(*) \quad M = \mu \sin \vartheta [A\nu + (A - B)\mu \cos \vartheta].$$

Die Richtung des axialen Vektors \mathfrak{M} ist senkrecht auf der Ebene, die durch die Präzessionsachse (μ) und durch die Figurenachse (Achse der Eigendrehung ν) gelegt werden kann; und der Vektor \mathfrak{M} besitzt den Drehsinn, der den axialen Vektor der Präzessionsdrehung μ auf kürzestem Wege mit dem axialen Vektor der Eigendrehung ν der Richtung nach zur Deckung brächte. Man nennt

die Richtung des Vektors \mathfrak{M} die *Knotenachse*; diese läuft mit der regulären Präzession um. Das Moment \mathfrak{M} sucht demnach, soweit sein Betrag (*) positiv ist, den Erzeugungswinkel ϑ der regulären Präzession zu vergrößern. Das scheinbar Unnatürliche besteht nun darin, daß der Kreisel diesem Zwang nicht einfach nachgibt, wie er es im Ruhezustande täte, sondern senkrecht dazu ausweicht. In Wirklichkeit jedoch zeigt sich sein durchaus vernünftiges Verhalten in dem Bestreben, seine Eigendrehung ν , wie man seit L. Foucault zu sagen pflegt, in *gleichstimmigen Parallelismus* mit dem Moment \mathfrak{M} zu bringen, indem sich seine Figurenachse alsbald gegen die Knotenachse zu neigen beginnt. Sie kommt ihr nur deswegen nicht näher, weil sich das Moment \mathfrak{M} selbst inzwischen im gleichen Sinne weitergedreht haben muß. Es ist wichtig, zu beachten, daß ein nur mit einer Eigendrehung ν begabter Kreisel durch das Moment \mathfrak{M} allein noch keineswegs zu einer regulären Präzession veranlaßt wird, ebenso wie ein Massenpunkt durch eine Zentralkraft allein noch nicht zu einer Kreisbewegung gezwungen wird, wenn er nicht noch einen ganz bestimmten tangentialen Impuls mitbekommt. So ist denn auch zur Einleitung der regulären Präzession ein zusätzlicher Drehimpuls erforderlich, der in die Figurenachse und in die zur Knotenachse senkrechte, der Äquatorebene angehörende *Querachse* die Komponenten $A\mu \cos \vartheta$ und $A\mu \sin \vartheta$ wirft; die Querachse soll dabei durch eine Drehung um 90° im Sinne der Eigendrehung ν aus der Knotenachse hervorgehen. Dann aber unterhält das Moment \mathfrak{M} die reguläre Präzession und zwar ohne Arbeitsleistung, also ohne den Energieinhalt des Kreisels zu ändern.

Auch beim unsymmetrischen Kreisel läßt sich das Moment \mathfrak{M} stets ausrechnen, welches zu einer erzwungenen Bewegung gehört. Ist diese insbesondere wieder eine erzwungene reguläre Präzession, wobei irgend eine Hauptachse die Rolle der „Figurenachse“ spielt, die darauf senkrechte Stützpunkzebene die Rolle der „Äquatorebene“, so besitzt \mathfrak{M} eine Komponente M' in der Knotenachse, eine zweite M'' in der Querachse und eine dritte M''' in der Figurenachse, und zwar findet man

$$M' = M_1 + M_2 \cos 2\varphi,$$

$$M'' = M_2 \sin 2\varphi,$$

$$M''' = M_3 \sin 2\varphi.$$

Hiebei ist zur Abkürzung gesetzt

$$M_1 = \mu \sin \vartheta \left[A\nu + \left(A - \frac{B+C}{2} \right) \mu \cos \vartheta \right],$$

$$M_2 = \frac{1}{2} (B - C) (\mu \cos \vartheta + 2\nu) \mu \sin \vartheta,$$

$$M_3 = \frac{1}{2} (C - B) \mu^2 \sin^2 \vartheta,$$

und es bedeuten A, B, C die Trägheitsmomente um die Figurenachse und um die beiden anderen („äquatorialen“) Hauptachsen, φ den festen Winkel der B- bzw. C-Achse gegen die Knoten- bzw. Querachse, positiv von den letzteren aus im Sinne der Eigendrehung ν gerechnet; und die Komponente M''' ist positiv gezählt in derjenigen Richtung, die mit der Eigendrehung eine Rechtsschraube bildet.

Nach dem Wechselwirkungsgesetz äußert sich die Massenträgheit des Kreisels gegenüber einer

solchen erzwungenen regulären Präzession in einem Gegenmoment

$$\mathfrak{K} = -\mathfrak{M},$$

für welches die Namen *Kreiselmoment*, *Deviationmoment*, *Gyralmoment* (manchmal auch, etwas ungenau, *Deviationskraft*, *Gyralkraft*) im Gebrauch sind. Der Begriff des Kreiselmomentes ist vom gleichen Range wie der Begriff der Fliehkraft eines Massenpunktes. Ebenso wie diese „Kraft“ nicht an dem (etwa vermittels eines Fadens im Kreise geschwungenen) Massenpunkte angreift, sondern von ihm als Äußerung seiner Trägheit auf seine Umgebung (den Faden) ausgeübt wird, so bedeutet auch \mathfrak{K} ein Moment, welches der Kreisel auf seine Umgebung ausübt, wenn diese ihn zu einer regulären Präzession μ zwingt. Dieses Moment \mathfrak{K} ist es, welches man als „Störrigkeit“ des Kreisels empfindet, wenn man seine Figuren-achse irgendwie schwenkt. Gleichwie der im Kreise geschwungene Massenpunkt, wenn man nicht durch eine zentripetale Kraft für einen Ausgleich gegen die „Fliehkraft“ sorgt, dieser Äußerung der Trägheit hemmungslos nachgibt (man stelle sich etwa vor, der Massenpunkt liege reibungslos in einer Röhre, die um einen festen Punkt gedreht wird), so gibt auch der Kreisel, wenn er ohne ein ausgleichendes Moment \mathfrak{M} zu einer regulären Präzession gezwungen wird, sofort dem Kreiselmoment \mathfrak{K} ungehemmt nach und sucht seine Figuren-achse (v) in die Achse der Zwangsdrehung (μ) einzustellen. (Zweite Fassung der *Regel vom gleichstimmigen Parallelismus*.)

Beim symmetrischen Kreisel setzt sich das Kreiselmoment \mathfrak{K} zusammen aus zwei Teilen, nämlich dem *Kreiselmoment im engeren Sinne* vom Betrag

$$K_1' = A \mu v \sin \vartheta$$

(sog. *sphärischer* Teil, weil charakteristisch für den Kugelkreisel) und dem *Schleudermoment* vom Betrag

$$K_1'' = (A - B) \mu^2 \sin \vartheta \cos \vartheta$$

(sog. *ellipsoidischer* Teil), der einfach das Moment der Fliehkräfte darstellt, welche durch die Drehung μ geweckt werden. Das Schleudermoment sucht die Figuren-achse beim gestreckten Kreisel quer zur Präzessionsachse zu stellen, beim abgeplatteten dagegen in die Präzessionsachse hineinzuziehen. Wenn die Eigendrehgeschwindigkeit v groß gegen die Zwangsdrehgeschwindigkeit μ ist, so heißt der Kreisel wohl auch ein *schneller*, und dann ist das Schleudermoment gegenüber dem Kreiselmoment im engeren Sinne klein, und für das ganze Kreiselmoment darf man jetzt angenähert schreiben

$$K = |\mathfrak{K}| \mu \sin \vartheta,$$

wo $|\mathfrak{K}|$ den Betrag des dem Kreisel mitgegebenen Drehimpulses bedeutet.

Beim unsymmetrischen Kreisel tritt in K_1'' der Ausdruck $\frac{1}{2}(B + C)$ an die Stelle von B , und es kommen noch drei weitere Teile hinzu, die mit der doppelten Frequenz der Eigendrehung v pulsieren, nämlich die durch

$$K_1''' = -M_2 \cos 2\varphi \quad K_2 = -M_2 \sin 2\varphi \\ K_3 = -M_3 \sin 2\varphi$$

gegebenen in der Knotenachse, Querachse und „Figuren-achse“. Man kann daraus folgern, daß, ohne Eigendrehung um die „Figuren-achse“, die größere der beiden „äquatorialen“ Hauptachsen bei einer Zwangsdrehung μ in der Knotenachse stabil, in der Querachse labil ist, und daß überhaupt ein um eine raumfeste Achse rotierender

Körper immer das Bestreben hat, die Achse des größten Trägheitsmomentes in die Drehachse einzustellen.

b) Zweite Fragestellung: Wie bewegt sich ein Kreisel unter dem Einfluß eines beliebig vorgeschriebenen Drehmomentes \mathfrak{M} ? Diese Frage läßt sich bis heute nicht allgemein beantworten. Die bis jetzt streng gelösten Fälle beziehen sich entweder auf besonders einfache Momente \mathfrak{M} (insbesondere das Moment der Schwerkraft) oder auf besondere Massenverteilung oder auf besondere Anfangsbedingungen. Es sind im wesentlichen die folgenden:

a) Der *kräftefreie* Kreisel (d. h. ein reibungsfrei im Schwerpunkt gestützter starrer Körper) vollzieht stets eine Poinsotbewegung (s. d.). Besondere Unterfälle: reguläre Präzession (s. d.), falls der Kreisel außerdem symmetrisch ist; gleichförmige Drehung um eine Hauptträgheitsachse, und zwar stabil um die Achse des größten oder des kleinsten Hauptträgheitsmomentes, labil um die Achse des mittleren bzw. beim symmetrischen Kreisel, um die Äquatorachsen. Die stabilen Achsen heißen auch *freie* oder *permanente Achsen*. Unter dem Einfluß der Lager- und Luftreibung ist beim symmetrischen Kreisel die Figuren-achse nur noch dann eine freie Achse, falls er abgeplattet ist.

β) Der *schwere symmetrische* Kreisel (d. h. ein reibungsfrei gestützter Körper, der in bezug auf den Stützpunkt ein symmetrischer Kreisel ist und dessen Figuren-achse den Schwerpunkt trägt) vollzieht eine Bewegung, deren analytische Darstellung (und zwar durch elliptische Funktionen) bekannt ist, und die sich qualitativ wie folgt beschreiben läßt: Die Figuren-achse schwankt periodisch zwischen zwei um die Lotlinie beschriebenen Kreiskegelmänteln hin und her, und außerdem dreht sich der Körper um die Figuren-achse mit einer ebenfalls periodisch schwankenden Geschwindigkeit. Homologe Kreisel unterscheiden sich lediglich durch eine additive Konstante in der Eigendrehgeschwindigkeit. Besondere Fälle: reguläre Präzession (s. d.) um die Lotlinie, falls die Anfangsbedingungen geeignet gewählt sind; pseudoreguläre Präzession (s. d.), falls der Kreisel eine sehr große Eigendrehgeschwindigkeit hat (sog. *schneller* Kreisel).

γ) Der *symmetrische Spielkreisel* vollzieht qualitativ ganz ähnliche Bewegungen wie der schwere symmetrische Kreisel, wenn man von der Reibung absieht. In der Projektion auf die waagerechte Ebene haben Schwerpunkt und Stützpunkt jetzt ihre Rollen gegenüber dem gewöhnlichen Kreisel gerade vertauscht.

δ) Der *schwere unsymmetrische* Kreisel kann gleichförmige (permanente) Drehungen um gewisse lotrecht gestellte Achsen ausführen, die teils stabil, teils labil sind; er kann bei bestimmten Anfangsbedingungen einfache Pendelungen vollziehen, die für den Fall gewisser Einschränkungen über die Massenverteilung bekannt sind. Ferner vermag er um die stabilen permanenten Drehachsen Schwingungen zu beschreiben, die in erster Annäherung aus zwei elliptisch polarisierten Teilen bestehen; desgleichen bei rascher Eigendrehung um eine Hauptachse, welche nicht die mittlere sein darf, eine Art pseudoregulärer Präzession mit vier übereinandergelagerten Nutationen. Ermittelt sind weiterhin die allgemeinen Bewegungen für einige besondere, immer noch unsymmetrische

Massenverteilungen, dann die Bewegungen des nahezu symmetrischen schweren Kreisels in erster Annäherung, sowie endlich einige Bewegungsformen mit verallgemeinertem Kraftgesetze. Die *allgemeine* Form der Bewegung des unsymmetrischen schweren Kreisels dagegen ist noch unbekannt.

R. Grammel.

Die Literatur über den Kreisel ist zusammengestellt bei R. Grammel, *Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen*. Braunschweig 1920. Vgl. auch die Artikel *Barygyroskop*, *Gyroskop*, *Gyrost*, *Kreiselkompaß*, *Kreiselpendel*, *Kurvenkreisel*, *Poinsotbewegung*, *Präzession*, *Schiffskreisel*, *Stabilisierung* (gyroskopische).

Hinsichtlich der experimentellen Seite sei namentlich auf die Kreisel von Maxwell (vgl. M. Winkelmann, *Diss. Göttingen* 1904) sowie von Prandtl (vgl. F. Pfeiffer, *Z. f. Math. u. Phys.* 60, 337 (1912)) hingewiesen.

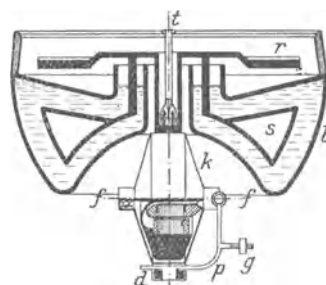
Kreiselektron. Die Vorstellung, daß das Elektron als ein quasi punktförmiges Kraftzentrum aufzufassen sei, welches durch zwei Größen: seine Ruhmasse m_0 und seine elektrische Ladung $-e$, das negative Elementarquantum der Elektrizität, erschöpfend gekennzeichnet wird, hat anlässlich der quantentheoretischen Deutung vieler Eigentümlichkeiten der Serienspektren und ihrer anomalen Zeemaneffekte zu Schwierigkeiten geführt, welche Goudsmit und Uhlenbeck 1925 durch die Annahme zu beheben vermochten, daß jedem Elektron überdies noch ein Drehimpuls von der universellen Größe $h/2\pi$ zukommt, wo h das Plancksche Wirkungsquantum (s. d.) bedeutet. Der gewöhnlichen Anschauung eines rotierenden Körpers entsprechend, hat man ein solches Elektron als „Kreiselektron“, „rotierendes Elektron“, „spinning electron“, „Spinnelektron“ usw. bezeichnet, ohne damit im übrigen ein genaueres Bild, etwa eine bestimmte räumliche Struktur für das Elektron behaupten zu wollen. Ein experimenteller Nachweis für die Existenz dieses Elektronendrehimpulses bei freien Elektronen, wie er etwa nach der Methode der Richtungsquantelung (s. d.) von Stern und Gerlach denkbar wäre, steht noch aus. An Elektronen, welche in irgendeiner Quantenbahn eines Atoms (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell) gebunden sind, äußert sich das Vorhandensein des Drehimpulses jedoch darin, daß die Quantengesetze nur ganz bestimmte diskrete Einstellungen der Achsenrichtung des Elektronendrehimpulses gegen die übrigen im Atom vorhandenen Drehimpulse zulassen, welche die Mannigfaltigkeit der Energiestufen (s. d.), bzw. der Spektralmerkmale des Atoms maßgebend beeinflussen. Dem universellen Elektronendrehimpuls entspricht ein universelles magnetisches Elektronenmoment („Elektronenmagnet“) von der mit dem Bohrschen Magneton (s. d.) übereinstimmenden Größe $eh/4\pi m_0 c$ (c Lichtgeschwindigkeit). Anzahl und Richtungen der Elektronenmagnete sind von entscheidendem Einfluß auf das Verhalten der Atome in verschiedenen starken äußeren Magnetfeldern, auf die besondere Struktur ihrer anomalen Zeemaneffekte.

Das Kreiselektron stellt somit nicht nur wie das alte, impulslose Elektron, das negative Elektrizitätsatom dar, sondern auch noch eine bestimmte Art eines Elementarmagneten. Die Annahme, daß auch dem positiven Elektrizitätsatom oder Proton (s. d.) ein universeller Drehimpuls $h/2\pi$ zukommt, führt auf eine zweite Art von Elementarmagneten, deren Moment, entsprechend der 1847mal größeren Protonenruhmase nur den 1847ten Teil eines

Bohrschen Magnetons beträgt („Kernmagneton“). Die magnetischen Wechselwirkungen der in den Atomkernen vorhandenen Protonen und Elektronen dürften für Aufbau und Stabilität dieser Gebilde von entscheidender Bedeutung sein (s. Atomkern).

Kreiselkompaß. Wo (wie z. B. auf Kriegsschiffen) das magnetische Erdfeld starken und zudem zeitlich veränderlichen Störungen durch große Eisenmassen ausgesetzt ist, kann seine nordweisende Kraft für Kompaßzwecke trotz guter Kompensationsvorrichtungen unbrauchbar werden. Man hat hier mit großem Erfolg Kreisel und Kreiselaggregate zu Hilfe genommen, um ohne astronomische Beobachtung die Nordrichtung mit der für nautische Bedürfnisse erforderlichen Genauigkeit feststellen zu können. Die geographische Nordrichtung ist definiert als die Projektion des Vektors ω der Erddrehung auf die Horizontalebene. Die Stellung dieser Ebene ist auf unbeschleunigtem Fahrzeug jederzeit durch die alsdann wohlbekannte Lotlinie gegeben. Ein Kreisel, dessen Figuren-achse (s. Kreisel) durch die Vermittlung der Schwerkraft genau oder wenigstens angenähert in die Horizontalebene gefesselt ist, wird — eben durch die Schwere — gezwungen, die waagerechte Komponente $\omega \cos \varphi$ (φ die geographische Breite = Polhöhe) der Erddrehung mitzumachen, und zeigt dann nach der Regel vom gleichstimmigen Parallelismus der Drehachsen (s. Kreisel) das Bestreben, sich in die Nordrichtung einzudrehen. Das nordweisende Drehmoment hat angenähert den Betrag $\mathcal{S} \omega \cos \varphi \sin \psi$, wenn \mathcal{S} der Drehimpuls des Kreisels (s. Impuls) und ψ die azimutale Winkelentfernung der Figuren-achse von der Nordrichtung ist. Der Gedanke, auf diese Weise einen Kreiselkompaß herzustellen, geht zurück auf Foucault, ist dann von vielen (so z. B. von Lord Kelvin) weiter verfolgt worden, hat aber erst in neuester Zeit eine in allen Teilen brauchbare Lösung gefunden. Die technischen und theoretischen Schwierigkeiten, die dabei zu überwinden waren, rühren einerseits her von der Kleinheit des nordweisenden Moments, andererseits von den Beschleunigungen des Aufstellungspunktes, der sich ja in der Regel auf einem bewegten Fahrzeug befindet.

Der *Einkreiselkompaß* von Anschütz-Kaempfe, der als die Grundlage der weiteren Entwicklungsstufen hier zuerst zu erwähnen ist, enthält als wesentlichsten Teil einen etwa 5 kg wiegenden Kreisel, welcher in einer (in der Figur unten ge-



Anschütz'scher Einkreiselkompaß.

öffneten) Kapsel (k) gelagert ist und als Drehstrommotor auf 20000 minutliche Umdrehungen angetrieben wird. Die Kapsel ist an einem Schwimmer (s) befestigt, der die Kompaßrose (r) trägt und

in einem mit Quecksilber gefüllten, in Kardanringen möglichst stoßfrei aufgehängten Becken (b) ruht. Die Zentrierung des Schwimmers und zugleich die Stromzuführung besorgt ein am Becken (b) angebrachter Stift (t). Der Schwerpunkt des schwimmenden Systems vom Gewicht G liegt um eine kleine Strecke a tiefer als der Zentrierungspunkt, so daß die Figurenachse (f) im Ruhezustand wagerecht zeigt. Außerdem sind Dämpfungsvorrichtungen vorhanden, welche jede Schwingung des schwimmenden Systems zu vernichten streben. Beispielsweise kann an der Kapsel ein Pendel p angehängt sein, dessen Stellung durch ein kleines Laufgewicht (g) sich so einstellen läßt, daß eine am Pendelende sitzende kleine Platte eine aus dem Kapselinnern wagerecht sich öffnende Düse (d) im Ruhezustande symmetrisch zur Hälfte deckt. Ist in der Nähe der Kapselachse eine weitere Öffnung in der Kapsel, so wird durch den umlaufenden Kreisel ein dauernder Luftstrom durch die zweite Öffnung eingesogen und durch die Düse ausgestoßen. Insofern, wie sogleich festzustellen ist, jede azimutale (um die Lotachse erfolgende) Schwingung des schwimmenden Systems von einer Elevationsschwingung um eine waagerechte Achse senkrecht zur Figurenachse begleitet wird, verschiebt sich die Düse gegen das Pendelplättchen; der austretende Luftstrahl besitzt ein Drehmoment um die Lotachse, und die Anordnung läßt sich so treffen, daß dieses Drehmoment der azimutalen Schwingung entgegenarbeitet. Das Pendel ist übrigens nicht sehr wesentlich und kann auch wegbleiben.

Wenn man von den geringfügigen Nutationen (s. Präzession) absieht, so stellt sich die Figurenachse, aus einem beliebigen Azimut ψ_1 gegen die Nordrichtung losgelassen, in solcher Weise ein, daß ihr nördlicher Endpunkt eine ganz flache, elliptische Spirale beschreibt, deren Pol das Azimut ψ_0 und die Elevation ϑ_0 besitzt, wo

$$(1) \quad \psi_0 = \frac{D}{aG} \operatorname{tg} \varphi,$$

$$(2) \quad \vartheta_0 = \frac{\mathfrak{E} \omega \sin \varphi}{aG}$$

ist, unter D eine Dämpfungskonstante verstanden, die mit dem logarithmischen Dekrement λ und der Schwingungsdauer t_0 zusammenhängt durch die Beziehung

$$\lambda = \frac{D t_0}{2 \mathfrak{E}}.$$

Das logarithmische Dekrement kann bis auf den Wert 3 gesteigert werden, so daß der Ausschlag nach einer Vollschiwingung auf den einundzwanzigsten Teil abgenommen hat. Die Schwingungsdauer

$$(3) \quad t_0 = 2 \pi \sqrt{\frac{\mathfrak{E}}{aG \omega \cos \varphi - \frac{D^2}{4 \mathfrak{E}}}}$$

muß zur Verringerung der nachher zu besprechenden Fahrtfehler möglichst groß gewählt werden. Durch Steigerung des Drehimpulses \mathfrak{E} ist man bis zu etwa $1\frac{1}{2}$ Stunden gekommen. Die Einstellung erfordert also unter Umständen mehrere Stunden. Die neben der geringfügigen Elevation ϑ_0 von wenigen Bogenminuten vorhandene Mißweisung ψ_0 des Kompasses nach vollendeter Einstellung ist von der geographischen Breite φ abhängig und kann an Hand von beigegebenen Tafeln oder auch

automatisch leicht ausgeglichen werden; sie beträgt unter Umständen mehrere Bogengrade.

Neben diesem unbedenklichen Einstellungsfehler ist der Kreiselkompaß Fahrtfehlern unterworfen. Jede westliche (östliche) Fahrtkomponente verkleinert (vergrößert) scheinbar die Erddrehgeschwindigkeit ω und damit die Richtkraft des Kompasses; jede nördliche (südliche) Fahrtkomponente v verlagert die Erdachse (genauer den Vektor ω) scheinbar um einen kleinen Winkel nach Westen (Osten) und bedingt so eine kleine westliche (östliche) Mißweisung ψ' , wo mit dem Erdhalbmesser R

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{v}{R \omega \cos \varphi}$$

ist; sie kann ebenfalls einige Bogengrade betragen, aber gleichfalls tabellarisch ausgeglichen werden. Die westlichen oder östlichen Schiffsbeschleunigungen sind ohne Einfluß auf die Nordweisung. Die nördlichen (südlichen) Beschleunigungen geben Veranlassung zu einem ballistischen Ausschlag; dessen Betrag stimmt genau mit der Vergrößerung der Mißweisung ψ' überein, die dem Geschwindigkeitszuwachs der Fahrt zugeordnet ist, wenn, wie zuerst M. Schuler erkannt hat, die Schwingungsdauer

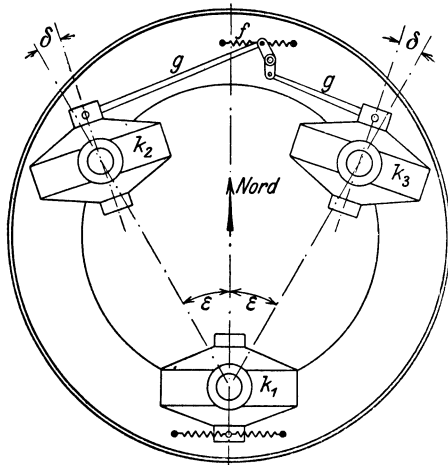
$$t_0' = 2 \pi \sqrt{\frac{\mathfrak{E}}{aG \omega \cos \varphi}}$$

des ungedämpften Schwimmersystems mit derjenigen eines mathematischen Pendels sich deckt, dessen Länge gleich dem Erdhalbmesser ist. Sie beträgt 83,7 min.

Dem bis dahin gediehenen Einkreiselkompaß, welcher befriedigend genau zu sein schien, ist in den Schlingerbewegungen des Schiffes ein Widersacher erwachsen, dessen Überwindung einen außerordentlichen Erfolg der Theorie bedeutete. Das schwimmende System verhält sich hinsichtlich seiner Schwingungen um die zur Figurenachse parallele (oder nahezu parallele) Nordsüdachse wie ein gewöhnliches Pendel von wenigen Sekunden Schwingungsdauer, hinsichtlich der Schwingungen um die Ostwestachse jedoch im wesentlichen wie ein Pendel von der ungeheuer großen Schwingungsdauer t_0' . Setzt man den Aufhängepunkt eines solchen Systems erzwungenen Schwingungen in anderer als nordsüdlicher oder ostwestlicher Richtung aus, so tritt, wie die Theorie zeigt, ein dynamisch nicht ausgeglichenes Drehmoment um die Lotachse auf; und dieses vermag das schwache nordweisende Moment des Kompasses völlig zu übertönen. Abhilfe ist dadurch gelungen, daß man auch die Dauer der Schwingungen um die Figurenachse auf die Größenordnung von t_0' steigerte, indem weitere Kreisel, mindestens einer, zweckmäßigerweise jedoch zwei hinzugenommen wurden.

So entstand der Anschützsche Dreikreiselkompaß. (Die Figur zeigt schematisch die Anordnung der Kreisel am Schwimmersystem im Grundriß.) Neben einem nordweisenden Hauptkreisel (k_1) sind zwei Nebenkreisel (k_2, k_3) an den Schwimmer gehängt; alle drei Kreisel laufen, von Süden gesehen, im Uhrzeigersinne um. Der Hauptkreisel ist mit einer kleinen, durch starke Federn gebändigten Drehfreiheit gegen den Schwimmer ausgestattet; die Nebenkreisel sind durch ein Gestänge (g) so geführt, daß ihre Figurenachsen mit der Nordachse des Schwimmers entgegen-

gesetzt gleiche Winkel bilden müssen; eine Feder (f) sucht diese Winkel auf einem festen Betrag $\varepsilon = 30^\circ$ zu halten. Bei jeder Schwingung des Systems um die Nordsüdachse werden zufolge bekannter



Anschütz'scher Dreikreiselkompaß.

Kreiselwirkungen azimutale Drehungen δ der Nebenkreisel erzeugt. Die hierbei geweckten Kreiselmomente verlangsamen jene Schwingungen in der erforderlichen Weise, so daß das Schwimmersystem nun nicht nur um die Nordsüdachse, sondern auch um die Ostwestachse mit einem scheinbaren — nämlich dynamisch begründeten — Trägheitsmoment behaftet ist, welches ein Vieltausendfaches der tatsächlichen (statischen) Trägheitsmomente ausmacht.

Ein merklicher Schlingerfehler ist jetzt nicht mehr vorhanden. Und überhaupt wird jede Art von Störung weiterhin dadurch herabgemindert, daß einerseits auch das ganze Kardangehänge wenigstens gegen die Schlingerbewegungen noch durch einen vierten Kreisel gestützt wird, und daß man den ganzen Kompaß an einer möglichst geschützten Stelle im Schiffsinnern unterbringt. Die Anzeige dieses Mutterkompasses wird dann durch elektrische Koppelung auf beliebig viele Tochterrosen übertragen, die über das ganze Schiff verteilt sein können, neuerdings sogar auf einen automatischen Koppeltisch, der den ganzen Schiffskurs anzeigt.

Bei einer neuen Bauart, die für Feinmessungen bestimmt ist und zugleich als horizontanzeigendes Gerät dient, ist das Schwimmersystem (das hier nur zwei Kreisel trägt) als Kugel geformt und schwebt in einer zweiten es konzentrisch umhüllenden und mit angesäuertem Wasser gefüllten Kugel. Eine Wechselstromspule hält durch ihr Magnetfeld die Kreiselkugel in der Schwebe und besorgt ihre Zentrierung. Die drei Phasen des die Kreisel antreibenden Drehstromes treten vermittels korrespondierender Metallbeläge der beiden Kugeln durch das Wasser auf kürzestem Wege und ohne wesentliche Stromverluste über. Durch eine ebenso sinnreiche Vorrichtung löst jede Vertikal- oder Horizontalrotation der Kreiselkugel gegen die Hüllkugel in einer Wheatstoneschen Brücke einen Brückenstrom aus, der verstärkt wird und die kardanisch aufgehängte Hüllkugel sowie die Tochterinstrumente sofort nachdreht.

Die Anzeigegenauigkeit des Meridians und des Horizontes können so auf 1 Bogenminute gesteigert werden.

Außer dem Anschütz'schen Kreiselkompaß gibt es noch einige andere, die auf ähnlichen Grundsätzen beruhen, aber im einzelnen starke Abweichungen zeigen; es seien erwähnt die Apparate von Sperry, Ach und Martienssen. Über ihre praktische Bewährung ist wenig bekannt.

R. Grammel.

Näheres s. R. Grammel, Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen. Braunschweig 1920, § 19 und S. 344.

Kreiselmoment s. Kreisel.

Kreiselpendel (gyroskopisches Pendel). Man versteht darunter einen schweren symmetrischen und überdies schnellen Kreisel (s. d.), dessen Figurenachse in der Ruhelage wie ein mathematisches Pendel lotrecht herabhängt. Während ein gewöhnliches Pendel einen Kreisbogen um die Lotlinie lediglich als singuläre Bewegung (d. h. bei geeignetem Anfangsstoß) beschreiben kann, so vollzieht das Kreiselpendel als schneller Kreisel, aus einer beliebigen Stellung losgelassen, stets eine pseudoreguläre Präzession (s. d.) um die Lotlinie. Handelt es sich darum, auf einem bewegten System die Lotlinie unabhängig von astronomischen oder terrestrischen Beobachtungen möglichst genau zu ermitteln, so ist dazu grundsätzlich zwar das gewöhnliche und das Kreiselpendel gleich gut geeignet, vorausgesetzt, daß beide die gleiche Schwingungs- bzw. Präzessionsumlaufsdauer haben, die auf alle Fälle sehr groß gegen die Periode aller Systembeschleunigungen sein muß. Aber es ist klar, daß das Ziel praktisch mit einem Kreiselpendel viel leichter zu erreichen ist als mit einem gewöhnlichen Pendel. Aus den Formeln für die Schwingungsdauer t_0 des Pendels (s. d.) und die Präzessionsdauer t_1 des Kreisels (s. Präzession)

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad t_1 = 2\pi \frac{A}{aG} \nu$$

(l = Pendellänge, G = Kreiselgewicht, a = Entfernung zwischen Aufhängepunkt und Kreisel-schwerpunkt, A = axiales Trägheitsmoment des Kreisels, ν = Eigendrehgeschwindigkeit des Kreisels um seine Figurenachse) folgt, daß man beispielsweise eine Dauer $t_0 = t_1 = 20$ min nur mit einem Pendel von etwa 360 km Länge erreichen könnte, wogegen ein Kreisel üblicher Bauart (5 kg Gewicht, 20000 Umläufe in der Minute) dasselbe bei einer Exzentrizität von etwa $a = 2$ mm leistet (eine Exzentrizität, die die unvermeidlichen Reibungsmomente gerade noch gut übertönt). Eine so lange Dauer t_0 bzw. t_1 erscheint aber nötig, wenn die Lotlinie in einem System mit einer Störungsperiode von 20 sek auf etwa 2% genau verlangt ist.

Die Störungstheorie eines solchen Kreiselpendels ist unter der Voraussetzung, daß die Ausschläge dauernd klein bleiben, entwickelt worden und hat folgendes ergeben: Der Kreisel heißt *rechts-* oder *linksdrehend*, je nachdem seine Eigendrehung von oben gesehen im Uhrzeigersinn erfolgt oder im entgegengesetzten; im ersten Fall sei der Drehimpuls \mathcal{E} (s. Impuls) positiv, im zweiten negativ gezählt. Eine erste Mißweisung ϑ_0 des Kreiselpendels wird von der Erddrehung verursacht, und es ist (s. Barygyroskop) mit der Erddrehgeschwindigkeit ω und der geographischen Breite φ

$$\operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{\varepsilon \omega \cos \varphi}{\varepsilon \omega \sin \varphi \pm a G};$$

ϑ_0 bedeutet beim rechtsdrehenden Kreisel einen Ausschlag nach Norden, beim linksdrehenden einen übrigens wesentlich kleineren nach Süden, und zwar gerechnet von der Lotlinie als der Resultanten der Vektoren der Schwerebeschleunigung und der Fliehbeschleunigung der Erddrehung. Nennt man die so angezeigte Richtung das *Kreisellot*, so sind an diesem von vornherein noch diejenigen Verbesserungen anzubringen, die von der Geschwindigkeit des Systems herrühren: eine östliche (westliche) Fahrtkomponente wirkt wie eine Vergrößerung (Verkleinerung) von ω und hat dementsprechend eine kleine Veränderung von ϑ_0 zur Folge, eine nördliche (südliche) Fahrtkomponente v wirkt wie eine Verlagerung der Erdachse, also wie eine Drehung der Meridianebene, in welcher ϑ_0 zu messen ist, um einen kleinen Winkel $\arctg(\sqrt{R} \omega \cos \varphi)$, wo R den Erdradius bedeutet.

Die gefährlichsten Störungsquellen sind offenbar: einerseits periodische Erschütterungen des Aufhängepunktes in waagerechter Richtung und andererseits wagerechte Kreisbewegungen des Aufhängepunktes mit heftigen Fliehbeschleunigungen. (Senkrechte Beschleunigungskomponenten sind nahezu ganz unschädlich.) Was zunächst die periodischen Erschütterungen betrifft, die mit einer Amplitude b und der Frequenz α (Schwingungszahl in 2π sek.) erfolgen mögen, so bleibt die Abweichung ϑ der Kreisellachse vom Kreisellot kleiner als

$$\arctg \left| 2 \alpha \mu \frac{b}{g} \right|,$$

wenn mit $\mu = 2\pi/t_1$ die Winkelgeschwindigkeit der ungestörten Präzession bezeichnet wird, und wenn α und μ weit von der Resonanz entfernt sind. Im Falle der Resonanz dagegen nimmt, wenn keine Dämpfung vorhanden ist, jener Ausschlag so zu wie der Ausdruck

$$\arctg \left| \frac{1}{6} \alpha^2 \mu^3 \frac{b}{g} t^3 \right|,$$

also wie der Quotient t^3/t_1^3 .

Was sodann die Kreisbewegungen des Aufhängepunktes betrifft, die mit der Geschwindigkeit v und mit der Winkelgeschwindigkeit ε erfolgen mögen, so bleibt die Abweichung ϑ kleiner als

$$\arctg \left| \frac{2 \varepsilon \mu}{\varepsilon + \mu} \frac{v}{g} \right|.$$

Der Anzeigefehler ist also gegenüber der Mißweisung $\arctg(\varepsilon v/g)$ eines gewöhnlichen, rasch folgsamen Pendels verkleinert etwa im Verhältnis $2\mu:(\varepsilon + \mu)$, und zwar ergibt sich die merkwürdige Tatsache, daß die Fehler des Kreiselpendels kleiner ausfallen, wenn der Aufhängepunkt seine Kurve im Sinne der Eigendrehung des Kreisels durchläuft, als wenn er es im umgekehrten Sinne tut. Im Falle der Resonanz $\varepsilon = -\mu$, d. h. wenn Kreiseldrehung und Kreisbewegung synchron, aber von ungleichem Sinne sind, erhebt sich die Figurenachse, so wie der Ausdruck

$$\arctg \left| \varepsilon \mu \frac{v}{g} t \right|$$

wächst, falls keine Dämpfung vorhanden ist.

Wenn es sich um die Angabe der Lotlinie auf Fahrzeugen (Schiffen, Flugzeugen usw.) handelt, so lassen sich mit dem Kreiselpendel die vorgenannten Mißweisungen in der Regel unter dem zulässigen Maße halten. Es genügt dazu eine Präzessions-

dauer von der Größenordnung 60—80 Minuten, welche technisch mit sehr feinen Mitteln erreichbar erscheint (vgl. Kreisellotkompas). Dem Kreiselpendel kommt dabei als wesentlicher Vorteil zustatten die Tatsache, daß Erschütterungen von hoher Frequenz nur kleine Amplituden besitzen, ferner daß bei rasch durchfahrenen oder sehr engen Kurven auch die Fliehbeschleunigung ihre Richtung rasch ändert, bei langsam durchfahrenen oder sehr weiten Kurven dagegen ihrem Betrage nach klein bleibt. Für gute Dämpfung der Bewegung des Kreiselpendels ist Sorge zu tragen.

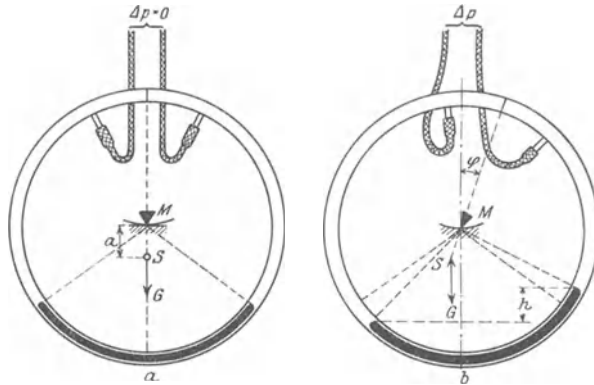
Von den vielen *künstlichen Lotlinien* und *künstlichen Horizonten*, die mit Hilfe von Kreiselpendeln gebaut worden sind, seien nur die folgenden genannt: Zur geographischen Ortsbestimmung auf Schiffen die Apparate von Serson (1751), Troughton (1819) und Fleuriais (1886), die Oszillographen (zur Aufzeichnung der Schiffsschwüngen) von Piazz Smith (1863) und Paris (1867) sowie der Fliegerhorizont von Anschütz (1915) und die Flugzeugstabilisatoren von Maxim (1889), Regnard (1910) und Drexler (1915). *R. Grammel*. Näheres s. R. Grammel, *Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen*, Braunschweig 1920, § 20 und S. 345.

Kreiselpumpe s. Pumpe.

Kreisellräder sind die Laufräder von Kreiselpumpen und Francisturbinen (s. unter Pumpen und Turbinen). *Eisner*.

Kreisfrequenz s. Wechselströme.

Kreismanometer. Das Kreismanometer (s. Fig. 1a), wird von einem kreisförmig gebogenen Rohr gebildet, das im oberen Teil eine innere Trennungslinie und zugleich die Ansätze für die Zuleitungen zu



Kreismanometer.

den Drucken hat. Im unteren Teil ist eine beliebige Sperrflüssigkeit. Das Ganze ruht mittels einer Schneide im Mittelpunkt M , um den das Ganze gedreht werden kann. Entsteht jetzt eine Druckdifferenz (s. Fig. 1 b), so dreht sich infolge der Schwerpunktsverlagerung das Instrument um den Winkel φ . Zwischen diesem und der Druck-

differenz Δp besteht die Beziehung $\sin \varphi = \frac{2R \cdot q \cdot \Delta p}{G \cdot a}$

wo q der lichte Querschnitt des nach einem Kreisradius R gebogenen Rohres, G das Gewicht des beweglichen Systems, dessen Schwerpunkt S um die Strecke a unter M liegt. *H. Ebert*.

Kreisprozeß. Unter einem Kreisprozeß versteht man eine solche Zustandsänderung eines Körpers, daß dieser sich nach Ablauf des Prozesses wieder in genau demselben Zustand wie zu Anfang befindet,

daß also die Summen aller Änderungen seines Volumens, seiner Temperatur, seiner Energie usw. Null sind. Indessen ist zu bemerken, daß der Kreisprozeß nicht aus zwei entgegengesetzt gleichen Zustandsänderungen bestehen darf; sondern der Körper soll von einem Anfangszustand A zu einem Zustand B auf einem anderen Wege gelangen, als im Anschluß hieran von B nach A zurück. Ein System kann als Ganzes nur dann einen Kreisprozeß durchmachen, wenn außerhalb des Systems in anderen Körpern Änderungen zurückbleiben.

Die Größe dieser Änderungen läßt sich berechnen, wenn der Prozeß umkehrbar erfolgt, d. h. derartig, daß er in allen seinen Teilen auch in der entgegengesetzten Richtung durchlaufen werden kann. Derartige idealer Kreisprozesse bedient man sich häufig in der Thermodynamik zur Herleitung wichtiger Folgerungen. Der wichtigste dieser Prozesse ist der Carnotsche Kreisprozeß (s. d.). S. auch Clapeyronscher Kreisprozeß.

Henning.

Kreisprozeß, magnetischer. Man beschreibt einen vollständigen magnetischen Kreisprozeß, wenn man die Feldstärke vom Höchstwert bis zu Null abnehmen läßt, die Richtung umkehrt, sie dann wieder bis zum Höchstwert ansteigen und wieder auf Null abnehmen läßt und nach nochmaliger Richtungsänderung wieder bis zum anfänglichen Höchstwert zunehmen läßt. Der in einer Magnetisierungsspule pulsierende Wechselstrom (Transformator und dgl.) verursacht in jeder Periode einen derartigen magnetischen Kreisprozeß. *Gumlich.*

Kreisteilungen. Für Winkelmessungen sind genaue Kreisteilungen Voraussetzung. Bis zur Mitte des 18. Jahrhunderts mußte für jedes Instrument die Teilung des Kreises original d. h. von Grund aus erfolgen. Später baute man Kreisteilmaschinen, deren einmal mit größter Sorgfalt hergestellte Mutterteilung auf andere Kreise kopiert wurde. Die erste brauchbare Maschine baute Ramsden (1774). Er benutzte nach Hookes Vorgang die Schraube ohne Ende als Teilmittel. Das gleiche System ist in neuester Zeit von Gustav Heyde zu hoher technischer Vollendung gebracht worden.

Besondere Förderung fand das Kreisteilverfahren durch Georg von Reichenbach (1800).

Göpel.

Näheres s. A. Mitzscherling, Das Problem der Kreisteilung. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner 1913; Walter van Dyck, G. von Reichenbach, Lebensbeschreibungen und Urkunden des Deutschen Museums. München 1912.

Kreuzwicklung. Wicklung für bifilare, kapazitätsfreie Widerstände derart, daß zwei Lagen Widerstandsdraht parallel geschaltet und im entgegengesetzten Sinne übereinander gewickelt sind.

A. Meißner.

Kristalldetektoren (s. Detektoren) dienen in der Funkentelegraphie dazu, modulante oder gedämpfte Hochfrequenzschwingungen gleichzurichten, um sie auf diese Weise im Telephon hörbar zu machen. Diese Gleichrichtung wird durch die Berührungsstelle zwischen zwei Metallkristallen oder zwischen einem Kristall und einer Spitze bewirkt. Als Kristalle sind gebräuchlich:

Künstlicher Bleiglanz	Galma	Pb S
Rotzinkerz	Zincite	(Zn Mn) O
Eisenkies	Pyrit	Fe S ₂
Natürlicher Bleiglanz	Bleiglanz	Pb S

Silizium	Silicon	Si
Psilomelom	—	Mn O (O H)
Molybdänglanz	—	Mo S ₂
Karborund	—	Si C

Für harte Metallkristalle verwendet man auch harte Metallspitzen (für Si, SiC; Fe S₂, Stahl- und Phosphorbronze), für weiche dagegen Gold, Silber, Platin (P₂S). Je härter die Metalle sind, desto größer muß der gegenseitige Druck sein. Auf diese Weise erhält man auch stabilere Verhältnisse, d. h. der D. verstellt sich dann nicht so leicht.

Klingsporn.

Kristalle, flüssige s. Flüssige Kristalle.

Kristalle, Ausbildung. Ideale und reelle Kristallausbildung. Ein ideal ausgebildeter Kristall muß sowohl in seiner äußeren Erscheinungsform wie im inneren Aufbau vollkommen sein. Dazu ist notwendig, daß der Kristall ringsherum von Wachstumsflächen begrenzt ist, daß dieselben eben und glatt, daß alle Kanten und Ecken scharf und gut ausgebildet sind, daß die physikalisch gleichwertigen Flächen einer Kristallform (z. B. des Würfels), gleiche Größe und Umrisse haben und daß die Winkel entsprechender Flächen konstant sind. Ferner soll der Kristall überall homogen und gleichmäßig sein, d. h. jeder Teil des Kristalles soll dieselbe physikalische und chemische Natur haben wie ein benachbarter. Dazu soll der Kristall keine Einschlüsse enthalten. Vom praktischen Standpunkt ist schließlich noch eine gewisse Minimalgröße der Kristalle erforderlich, um eine sichere Bestimmung zuzulassen.

Äußere Ausbildung der reellen Kristalle. Die genannten Voraussetzungen sind in der Natur nur in den seltensten Fällen erfüllt. Die reellen Kristalle weisen vielmehr Unvollkommenheit in Gestalt und Aufbau auf. Ihre Ursache liegt in den komplizierten Verhältnissen des Kristallwachstums. Die Wechselwirkung zwischen Kristall und Mutterlauge ist einerseits von der Kristallstruktur, andererseits von dem physikalisch-chemischen Zustand der Lösung abhängig. Der Einfluß dieser Faktoren soll in folgendem kurz erläutert werden. Eigene Begrenzung der Kristalle. Der Kristall wird nur in den Fällen ringsum von Wachstumsflächen umgeben sein, wenn er nach allen Seiten genügenden Raum zur Ausbildung hat. Dazu muß er in einer Mutterlauge schwebend gebildet sein, die nur wenige zum gleichzeitigen Wachstum befähigte Kristallkeime enthält. Ringsherum vollständig ausgebildete Kristalle heißen idiomorph bzw. automorph. Durch Absinken der Kristalle während der Bildung oder durch Kristallisation vom Rande aus entstehen aufgewachsene Kristalle, die wenigstens in einer Richtung im Wachstum begrenzt sind (hypidiomorphe bzw. autallotriomorphe Kristalle). Sind dagegen viele Keime in der Lösung enthalten, so hindern sich die entstehenden Kriställchen gegenseitig beim Wachstum und es kommt nicht oder nur unvollständig zur Ausbildung eigener Kristallformen (xenomorphe, allotriomorphe Kristalle). Größe der Kristalle. Sind viele Keime in der Lösung, so muß sich die zur Verfügung stehende Stoffmenge sehr verteilen, so daß die Einzelkristalle klein bleiben, da sie bald an den Korngrenzen zusammenstoßen. Da die Keimzahl von der Übersättigung bzw. Temperatur der Lösung oder Schmelze abhängt, bedeutet dies, daß bei starker Übersättigung bzw. rascher Abkühlung kleine Kristalle, im anderen Falle große Kristalle gebildet

werden. Solche „Pegmatite“ entstehen besonders gern in Schmelzlösungen, die an leichtflüchtigen Stoffen angereichert sind (Mineralisatoren).

Die Kristallgröße ist außerordentlich schwankend. Von Kriställchen in Größenordnung einer Lichtwellenlänge und darunter gibt es alle Übergänge bis zu meterlangen Kristallen, z. B. Lithiumangite der Black Hills, Dakota. Daher die Ausdrücke Phanerokristallin, Mikrokristallin und Kryptokristallin (Ultramikrokristallin). Mikroskopische Kriställchen mit nadelförmiger bzw. langgestreckter Säulenform und kolbigen Verdickungen an den Enden heißen nach H. Vogelsang Mikrolithe.

Ausbildung der Flächen und Kanten. Die Kristallflächen erscheinen nicht eben und glatt, sondern vielfach uneben oder gar gekrümmt, gerieft, fein gezeichnet, matt, rauh, drusig. Dies rührt von den Umständen bei der Bildung der Kristalle her. Die Riefung besteht in vielfacher Wiederholung von feinen Kanten (Kombinationskanten, Zwillingskanten). Die feine Zeichnung, Körnigkeit, Strichelung, Täfelung und Parkettierung, welche die Kristallflächen oft aufweisen, sind graduelle Unterschiede von Vertiefungen und Erhabenheiten der Oberfläche, die durch Aufbau von regelmäßig orientierten kleinen Kriställchen (Subindividuen nach Sadebeck) zustande kommen. Im extremen Falle ist überhaupt keine einheitliche Ebene mehr erkennbar (Kristallstock).

Die Krümmung der Kristallflächen ist durch verschiedene Ursachen bedingt. Einmal kann sie bei vollkommen einheitlichem Bau des Kristalles durch Vizinalflächen hervorgerufen sein, die manchmal noch merkbar gegeneinander absetzen, bisweilen aber zu einer kontinuierlich gekrümmten Fläche verschmelzen (Gips, Diamant), oder sie ist durch nachträgliche Biegung oder Torsion des Kristalles durch äußere Kräfte entstanden (Gips, Antimonblau). Die mikroskopische Betrachtung und vor allem die Röntgenuntersuchung hat ergeben, daß die Kristalle in den seltensten Fällen vollkommen einheitlich sind, in der Regel sind sie aus einer Anzahl von nahezu parallelorientierten Teilkristallen aufgebaut. Die Kristallflächen sind dann durch das Zusammentreffen zahlreicher Facetten entstandene Scheinflächen (z. B. Flußpat). Krumme und unebene Flächen sind oft nur Bruchflächen, die durch den Gesteinsdruck zustandekommen. Unehnte Flächen entstehen durch submikroskopische Riefung oder durch Abformungen an anderen Kristallen. Die Abrundung der Kanten und Ecken ist eine Erscheinung der Kristallauflösung.

Verzerrungen der Kristallform. Oft erscheinen die gleichartigen Flächen einer Form am Kristall außerordentlich verzerrt. Ihre Größe wie auch Umrisse sind verschieden, was rein geometrisch auf die wechselnde Zentralsdistanz der Flächen in Kombination mit den übrigen Kristallflächen zurückzuführen ist. Diese Verzerrungen kommen durch die Diffusions- und Konzentrationsströme in der Mutterlauge zustande, welche die Materialzufuhr in unberechenbarer Weise verändern. Infolgedessen wird auf den einzelnen Flächen mehr Material abgesetzt, als auf den ungünstiger gelegenen. Dadurch verändern sich

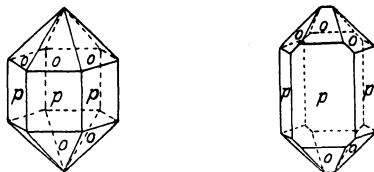


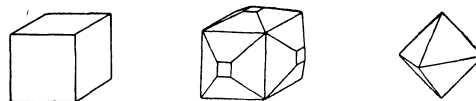
Fig. 1. Ideale und verzerrte Ausbildungsweise eines Quarzkristalles.

die Zentralsdistanzen, die bei gleichwertigen Flächen am idealen Kristalle gleiche Größe haben. Die physikalische Gleichheit zusammengehöriger Flä-

chen und die Konstanz der Neigungswinkel bleibt dabei erhalten. Vgl. Fig. 1. Quarzkristall ideal und verzerrt.

Kristallskelette. Mit der Art der Materialzufuhr steht die vorherrschende Ausbildung der Kanten und Ecken beim Wachstum der Kristalle in Zusammenhang. Um jeden Kristall bildet sich ein Kristallisationshof aus verdünnter Lösung, in welchen hinein fortwährend frische, konzentriertere Lösung diffundiert, aus der der Kristall das Material zur Ablagerung entnimmt. Weist man jedem Kristallelement ein bestimmtes Gebiet dieses Kristallisationshofes zu, so sind, rein geometrisch betrachtet, die scharfen Elemente: Kanten und Ecken, gegenüber den Flächen im Vorteil, da ihr Ernährungsgebiet viel größer ist. Infolgedessen setzt sich in der Zeiteinheit auf Kanten und Ecken eine dickere Schicht in Form kleiner Kriställchen ab, als auf den Flächen, die im Wachstum zurückbleiben. Bei rascher Kristallisation kommen auf diese Weise treppenförmige Kristalle und skelettartige Bildungen zustande, wie man dies an den Schneesternern sehr schön beobachten kann. Baumförmige, moos-, draht- und haarförmige Gerippe sind namentlich bei den Metallen Gold, Silber und Eisen an der Tagesordnung. Bei langsamer Kristallisationsgeschwindigkeit und mäßiger Übersättigung werden durch allmähliche Ausfüllung der Lücken ebene Flächen gebildet.

Die verschiedenen Habitusbilder der Kristalle. Hinge die Ausbildung der Kristalle nur von ihrem Feinbau und dem gesetzmäßigen Einfluß der physikalisch-chemischen Faktoren in der Lösung ab, so wäre allein das Verhältnis der Wachstumsgeschwindigkeiten in den verschiedenen Richtungen maßgebend, ob eine Fläche am fertigen Kristall groß oder klein oder überhaupt nicht ausgebildet ist. Unterscheiden sich die relativen Wachstumsgeschwindigkeiten nur wenig voneinander, so würden tropfenähnliche Kristallgebilde entstehen, es gibt in der Tat solche kubischen Granatkristalle. Säulige, stengelige und nadelförmige Kristalle kommen zustande, wenn die Wachstumsgeschwindigkeit in einer Richtung relativ groß; tafelige, blättchenförmige Gebilde, wenn sie in einer Richtung besonders klein ist. Die wahre Erscheinungsform der Kristalle tritt aber nur bei Kristallisation aus reiner Lösung zutage. Bei Anwesenheit von Lösungsgenossen, wie es in natürlichen Lösungen und Schmelzflüssen die Regel ist, werden die relativen Wachstumsgeschwindigkeiten in zum Teil noch völlig unbekannter Weise abgeändert.



a) Würfel b) Würfel mit Pyramidenwürfel c) Oktaeder
Fig. 2. Beeinflussung des Kristallhabitus durch die Lösungsgenossen bei Steinsalz. a) Kristallisation aus reiner, b) aus glykokollhaltiger, c) aus formamidhaltiger wässriger Lösung.

Nach R. Marc ist die Habitusbeeinflussung durch die Lösungsgenossen besonders groß, wenn die betreffenden Stoffe, z. B. Farbstoffe vom Kristall adsorbiert werden. Die Fig. 2 zeigt, wie sich der Habitus von Steinsalzkristallen ändert, wenn sie aus reiner, glykokollhaltiger, oder formamidhaltiger wässriger Lösung kristallisieren. Es entstehen Würfel, Pyramidenwürfel und Oktaeder. Dieses Verhalten findet sich bei vielen natürlich gebildeten Mineralien, wie z. B. Calcit, der sich als ein wahrer Proteus in seiner mit dem Fundort in charakteristischer

Weise wechselnden Gestalt zeigt. Da die Verhältnisse in dieser Hinsicht noch sehr wenig erforscht sind, ist es z. Z. unmöglich, aus der äußeren Formentwicklung eines Kristalles mit Sicherheit seine Struktur abzuleiten.

Innere Beschaffenheit der Kristalle. Auch die Forderung der Homogenität ist bei den reellen Kristallen nur angenähert erfüllt. Es kommen alle Grade der Abweichung von der idealen Ausbildungsweise vor. Die meisten makroskopischen Kristalle sind aus mehr oder minder gut parallelorientierten Subindividuen (Gitterbereichen) aufgebaut, an deren Grenzen sich oft Fehlstellen finden. Das physikalische Verhalten der reellen Kristalle, z. B. die Festigkeit, Leitfähigkeit, Phosphoreszenz, Lumineszenz usw., wie auch die Röntgenuntersuchung zeigen, daß in scheinbar optisch vollkommenen Kristallen die einheitlichen Raumgitterbereiche nur klein sind (Größenordnung etwa $0,1-1\mu$). Dazu kommt bei vielen Mineralien noch einfache oder vielfache Zwillingsbildung, die oft bis ins Feinste geht. Fremde Einschlüsse sind in Mineralien sehr häufig, im extremen Falle stellt der betreffende Kristall ein hochdisperses System dar. (Blaues Steinsalz, Rauchquarz.) Gesetzmäßige Inhomogenitäten führen zur Zonenstruktur, sie ist bei Mischkristallen physikalisch-chemisch begründet. Die einzelnen Zonen zeigen wechselndes Mischungsverhältnis des isomorphen Materials (isomorphe Schichtung). Ändert sich während der Kristallisation die Zusammensetzung der Mutterlauge etwa durch Zufluß fremder Stoffe, dann entstehen Umrundungen bzw. Zonen chemisch nichtisomorpher Zusammensetzung.

Die verschiedenen, von der zufälligen Art der Materialzufuhr abhängigen Ausbildungsweisen der Kristalle, werden als Kristalltrachten bezeichnet, während die gesetzmäßige Beeinflussung der physikalisch-chemischen Größen auf die Wachstumsminima den Kristallhabitus bedingt (R. Groß).

E. Schiebold.

Näheres s. unter Kristallwachstum und -auflösung, sowie Naumann-Zirkel, Elemente der Mineralogie, Leipzig 1898. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie, Berlin 1920. F. Rinne, Das feinauliche Wesen der Materie nach dem Vorbilde der Kristalle, Berlin Gebr. Borntraeger 1922.

Kristalle, physikalische Eigenschaften der —. Die physikalischen Eigenschaften des Körpers kommen im allgemeinen dadurch zur Geltung, daß auf die Körper ausgeübte Einwirkungen an ihnen bestimmte Effekte hervorrufen. Das Gesetz, welches die Bestimmungsstücke der Einwirkungen mit denjenigen der Effekte verknüpft, kann als die exakte Darstellung der betreffenden Eigenschaft angesehen werden (W. Voigt).

Als homogene Eigenschaften werden solche bezeichnet, die im Kristallkörper räumlich konstant sind, so daß sowohl die Einwirkung wie der Effekt in allen Punkten des Kristalls gleiche Werte haben.

Bei den inhomogenen Eigenschaften wechseln Einwirkung und Effekt im Kristall von Ort zu Ort, in diesem Falle dürfen die Vorgänge nur in differentiellen Bereichen als homogen angesehen werden.

Zwischen den Einwirkungen und ihren Effekten bestehen oft reziproke Beziehungen (physikalische Wechselwirkungen), indem zum Vorgang $A \rightarrow B$ der Vorgang $B \rightarrow A$ eintritt, wobei Effekt und Einwirkung ihre Rolle tauschen. (Beispiel: Piezoelektrizität und Elektrostriktion, Pyroelektrizität und elektrokalorischer Effekt usw.)

Hinsichtlich ihrer Anisotropie lassen sich die Eigenschaften der Kristalle in zwei Gruppen ein-

teilen: 1. die skalaren Eigenschaften, 2. die gerichteten Eigenschaften.

Die skalaren Eigenschaften sind von der Richtung unabhängig und werden durch einen einzigen (+ oder —) Zahlenwert erschöpfend charakterisiert. Gewisse Skalare, wie Volumen, Masse, spez. Gewicht beziehen sich auf den Kristall als Ganzes, andere wie z. B. die Temperatur, gehören einzelnen Kristallbereichen an. Eine skalare Eigenschaft kann symbolisch durch eine Kugel dargestellt werden, deren Radius gleich dem absoluten Wert ist. Mathematisch wird das skalare Feld durch eine Potentialfunktion als Ortsfunktion wiedergegeben.

Die gerichteten Eigenschaften erfordern zur eindeutigen Charakterisierung außer einem Zahlwert noch die Angabe der Beobachtungsrichtung. Dabei kann ein stetiger oder ein unstetiger Wechsel der Eigenschaften bei differentieller Richtungsänderung eintreten. (Ersteres z. B. bei den optischen Eigenschaften, letzteres z. B. bei den Wachstums- und Lösungseigenschaften.) Wenn beim Wechsel von Richtung und Gegenrichtung ein verschiedener Absolutwert der physikalischen Eigenschaft beobachtet wird, heißt diese nach W. Voigt vektoriell (einseitig), anderenfalls bivectoriell oder tensoriell (zweiseitig). Sowohl die Vektoren wie die Bivektoren (Tensoren) sind zweierlei Art, deren Unterschiede in der Kristallphysik eine bedeutende Rolle spielen, da sie wesentlich verschiedene Symmetrieeigenschaften besitzen. Die polaren Vektoren (Verschiebungsvektoren) und Bivektoren (Tensoren) werden geometrisch durch Strecken dargestellt, deren Länge dem Zahlwert, deren Richtung der Verschiebungsrichtung entspricht. Die axialen Vektoren (Drehungsvektoren) und Bivektoren (Tensoren) werden dagegen durch Strecken parallel zur Drehungsachse dargestellt, deren Länge die Größe der Drehung bzw. die Winkelgeschwindigkeit angibt.

In der Natur ist es die Regel, daß die Bivektoren (Tensoren) zu je dreien auftreten, die aufeinander senkrecht stehen (Tensortripel, gewöhnlich auch einfach als Tensor bezeichnet).

Ein solches Tensortripel ist durch sechs Tensorkomponenten bestimmt, nämlich die absoluten Beträge der drei rechtwinkligen Haupttensoren T_{11} , T_{22} , T_{33} und die drei unabhängigen Winkelgrößen T_{12} , T_{23} , T_{31} , die das Tensorenachsenkreuz gegen ein im Raume festes Achsenkreuz x , y , z festlegen. Trägt man in jeder Richtung (q) von einem Anfangspunkt den Radiusvektor $r_q = 1/\sqrt{\pm \varphi}$ auf ($\pm \sqrt{\varphi}$ stets reell zu nehmen), wobei

$$\varphi = T_{11} \cos^2(qx) + T_{22} \cos^2(qy) + T_{33} \cos^2(qz) + 2T_{23} \cos(qy) \cos(qz) + 2T_{31} \cos(qz) \cos(qx) + 2T_{12} \cos(qx) \cos(qy)$$

und berücksichtigt, daß: $x = r_q \cos(qx)$, $y = r_q \cos(qy)$, $z = r_q \cos(qz)$ ist, so liegen die Endpunkte der Radiusvektoren r_q auf einer Fläche zweiten Grades, der Tensorfläche.

Sind alle Haupttensoren mit gleichen (+ oder —) Vorzeichen behaftet, so ist die Tensorfläche ein Ellipsoid. Man bezeichnet deshalb, wenn auch nicht immer zutreffend, die Eigenschaften, die sich durch ein Tensortripel darstellen lassen, als Ellipsoideigenschaften. Beispielsweise werden die Lichtgeschwindigkeit und der Brechungsindex bzw. die Dielektrizitätskonstante in einem (anisotropen) Kristallmedium durch ein Tensortripel (Ellipsoid) dargestellt, woraus alle Gesetzmäßigkeiten der Lichtfortpflanzung in Kristallen und ihre Symmetrieeigenschaften formal ableitbar sind.

Die Symmetrie einer Kristalleigenschaft ist nur z. T. durch die Eigensymmetrie des physikalischen Vorgangs bedingt. Durch das anisotrope Verhalten der Kristalle und die speziellen Symmetrieelemente des zugrundeliegenden Kristallraumgitters wird eine Anpassung der Vorgänge an die Kristallsymmetrie verlangt und falls dies nicht möglich ist, das Auftreten der betreffenden Erscheinung verhindert.

Ganz allgemein ergeben sich aus diesem Prinzip einige wichtige Folgerungen. 1. Ein azentrischer (polarer) Vorgang kann niemals in einem Kristalle mit Symmetriezentrum eintreten. Somit bleiben von den 32 Kristallklassen nur noch 21 nicht

dessen kommt ein etwaiges Fehlen des Symmetrie-zentrums im Kristall nicht zur Geltung und die 32 Kristallklassen zerfallen für solche Eigenschaften in nur elf zentrosymmetrische Gruppen, die in der Tab. 1 aufgeführt sind.

Es sei bemerkt, daß sich bei der Untersuchung der Kristalle mit Röntgenstrahlen wegen der Zentrosymmetrie des Röntgeneffekts im Laue-, Debye-, Drehkristalldiagramm im allgemeinen nur diese elf Gruppen unterscheiden lassen.

Auch tensorielle Eigenschaften, welche durch ein polares Tensortripel charakterisiert sind, sind stets zentrosymmetrisch, eine azentrische Beschaffenheit des Kristalls kommt somit nicht

Tabelle 1.
Zentrosymmetrische Kristallgruppen.

Kristall-system	Zusammengehörige Kristallklassen		Bezeichnung der Gruppen nach Schoenflies-Niggli	Symmetrie der Gruppe
	(Bezeichnung nach A. Schoenflies)	(Bezeichnung nach F. Rinne)		
Triklin . . .	C_1, C_i	p, pi	Triklone Gruppe	$C_i = pi$
Monoklin . .	C_2, C_s, C_{2h}	$s, d, (sd)$	Monokline Gruppe	$C_{2h} = (sd)$
Rhombisch .	V, C_{2v}, V_h	$2s, 2d, 2(sd)$	Rhombische Gruppe	$V_h = 2(sd)$
Trigonal . .	$\begin{matrix} < C_3, C_{3i} \\ < D_3, C_{3v}, D_{3d} \end{matrix}$	$\begin{matrix} < 3p, 3pi \\ < 3s, 3d, 3(sd) \end{matrix}$	Pararhomboedr. Gruppe Holorhomboedr. Gruppe	$C_{3i} = 3pi$ $D_{3d} = 3(sd)$
Tetragonal .	$\begin{matrix} < C_4, C_{4h}, S_4 \\ < D_4, C_{4v}, D_{4h}, V_d \end{matrix}$	$\begin{matrix} < 4p, 4pi, 4p \\ < 4s, 4d, 4(sd), 4s \end{matrix}$	Paratetragonale Gruppe Holotetragonale Gruppe	$C_{4h} = 4pi$ $D_{4h} = 4(sd)$
Hexagonal .	$\begin{matrix} < C_6, C_{6h}, C_{3h} \\ < D_6, D_{6v}, D_{6h}, D_{3h} \end{matrix}$	$\begin{matrix} < 6p, 6pi, 6p \\ < 6s, 6d, 6(sd), 6s \end{matrix}$	Parahexagonale Gruppe Holohehexagonale Gruppe	$C_{6h} = 6pi$ $D_{6h} = 6(sd)$
Kubisch . .	$\begin{matrix} < T, T_h \\ < O, T_d, O_h \end{matrix}$	$\begin{matrix} < tp, tpi \\ < ts, td, t(sd) \end{matrix}$	Parakubische Gruppe Holokubische Gruppe	$T_h = tpi$ $O_h = t(sd)$

zentrosymmetrische Klassen übrig, die in der Bezeichnung von Schoenflies (vgl. Kristallklassen) lauten: $C_1^*, C_2^*, C_3^*, C_3^*, V, C_{2v}^*, C_3^*, C_{3v}^*, D_3, C_4^*, D_4, C_{4v}^*, S_4, V_d; C_6^*, D_6, C_{6v}^*, C_{3h}, D_{3h}; T^*, O, T_d$.

Bei polar vektoriiellen Vorgängen fallen hiervon noch alle Klassen aus, in denen keine einzi- gartigen Richtungen auftreten, deren Symmetrie mit der eines polaren Vektors verträglich ist. Kristallographisch sind die möglichen zehn Klassen durch das Auftreten von Einzelflächen (Pedien = p) ausgezeichnet. (In der obigen Zusammenstellung mit * versehen.) Zu diesen Eigenschaften gehören z. B. die vektorielle Pyroelektrizität, das polare elektrische Moment (dielektrische Polarisation).

Axial vektorielle Vorgänge (z. B. das Auftreten eines dauernden magnetischen Moments) können ebenfalls nur in Kristallen mit einzi- gartigen Richtungen auftreten, die keine senkrechten Digyren und keine zum Vektor parallelen Symmetrie-ebenen aufweisen, dagegen können Symmetrie-ebenen senkrecht zur Achse vorhanden sein, so daß 13 Klassen bleiben. In den Klassen C_1, C_i ist jede Richtung einzi- gartig, in den übrigen Klassen: $C_s, C_2, C_{2h}; C_3, C_{3i}, C_{3h}; C_4, C_{4h}, S_4; C_6, C_{6h}$ ist die Richtung des axialen Vektors durch die Symmetrieachse bestimmt.

Vorgänge, die sich durch polare Bivektoren darstellen lassen, wie z. B. eine Translation oder die gleichförmige Dehnung eines Kristalls in einer Richtung sind stets zentrosymmetrisch. Infolge-

zur Geltung. Die Einpassung der Tensorfläche (Ellipsoid) an die Kristallsymmetrie ist nur möglich, wenn jede Symmetrieachse des Kristalls mit einer Hauptachse, des Ellipsoids, jede Symmetrieebene des Kristalls mit einer Symmetrieebene des Ellipsoids zusammenfällt. Im einzelnen werden die Verhältnisse durch die Tab. 2 dargestellt.

Die Lage und Größe des Tensor- ellipsoids sind, soweit nicht durch die Symmetrieverhält- nisse bedingt, durch äußere Faktoren, z. B. Temperatur, Druck und den besonderen un- abhängigen Variablen des physikalischen Vorgangs stetig veränderlich (allgemeine Dispersion).

Aus der Tabelle 2 geht hervor, daß sich in Betreff der Ellipsoideigenschaften die 32 Kristallklassen in nur fünf Gruppen: die triklone, monokline, rhombische, wirtelige und kubische Gruppe vereinigen lassen, die jeweils gleichartiges, physikalisches Verhalten zeigen. Insbesondere gilt dies für die optischen Eigenschaften durchsichtiger optisch nicht drehender (optisch inaktiver) Kristalle, weshalb sie auch oft als „optische Kristallgruppen“ bezeichnet werden.

Falls sich ein Vorgang durch ein axiales Ten- sortripel darstellen läßt, fallen von vornherein alle zentrischen Klassen aus. Von den übrig- bleibenden 21 Klassen fallen diejenigen wirteligen fort, in denen Symmetrieebenen parallel oder senk- recht zur Hauptachse stehen. Nach Voigt vereinigen sich die verbleibenden Klassen hinsichtlich der Symmetrie in sieben Gruppen: Triklin: $C_1 = p$.

Monoklin: $C_2 = s$ und $C_s = d$. Rhombisch: $C_{2v} = 2d$. Trigonal: $C_3 = 3p$, $D_3 = 3s$. Hexagonal: $C_6 = 6p$, $D_6 = 6s$. Tetragonal: $C_4 = 4p$, $D_4 = 4s$. Tetragonal: $S_4 = 4p$, $V_d = 4s$. Kubisch: $T = tp$, $O = ts$, $T_d = td$. Die Gestalt des Tensorellipsoid, seine Lage zu den kristallographischen Achsen, sowie die Lagendispersion ist die gleiche wie beim polaren Tensortripel.

Bei Kombination mehrerer gerichteter Größen kann die Anpassung an die kristallographische Symmetrie und die Auswahl der mög-

elektrischen Leitvermögens sechs Symmetriegruppen der Kristalle unterschieden werden können. Kürzer ausgedrückt: die Paragruppen der Tab. I trennen sich von den Hologruppen und treten als besondere sechste höhere Symmetriegruppe auf. Prinzipiell ähnliches Verhalten sollte man bei der Wärmeleitung der Kristalle erwarten, doch sind bisher hier keine rotatorische Effekte mit Sicherheit nachgewiesen worden.

Andererseits ist z. B. das piezoelektrische Verhalten der Kristalle (nach Voigt) durch drei

Tabelle 2.
Übersicht über die durch Ellipsoideigenschaften unterscheidbaren Kristallgruppen.

Kristall-system	Kristallklassen		Gestalt des Tensorellipsoids	Lage des Tensorellipsoids zu den kristall. Achsen	Dispersion	Symmetrie der Gruppe	Bezeichnung der Gruppe
	(Bezeichnung nach Schoenflies)	(Bezeichnung nach Rinne)					
Triklin . .	C_1, C_i	p, pi	dreiaxsiges Ellipsoid	Alle Ellipsoidhauptachsen in beliebiger Lage	Alle Ellipsoidachsen veränderlich	$C_i = pi$	Trikline Gruppe
Monoklin .	C_2, C_s, C_{2h}	s, d	dreiaxsiges Ellipsoid	1 Ellipsoidhauptachse parallel zur kristallograph. b-Achse, die beid. anderen in (010)	1 Ellipsoidachse b fest, die beid. ander. beliebig veränderlich	$C_{2h} = (sd)$	Monokline Gruppe
Rhombisch	V, C_{2v}, V_h	$2s, 2d, 2(sd)$	dreiaxsiges Ellipsoid	Alle drei Ellipsoidhauptachsen parallel zu den kristallograph. Achsen a, b, c	Keine Lagendispersion der Ellipsoidachs. (ev. 90°)	$V_h = 2(sd)$	Rhombische Gruppe
Trigonal .	$C_3, C_{3i}, D_3, C_{3v}, D_{3d}$	$3p, 3pi, 3s, 3d, 3(sd)$	Rotationsellipsoid	Hauptachse des Rotationsellipsoids kristallograph. Hauptachse (Wirtelachse)	Keine Lagendispersion der Ellipsoidachsen	Symmetrie eines Rotationsellipsoids	Wirtelige (rotations-symmetrische) Gruppe
Tetragonal	$C_4, C_{4h}, D_4, C_{4v}, D_{4h}, S_4, V_d$	$4p, 4pi, 4s, 4d, 4(sd), 4p, 4s$					
Hexagonal	$C_6, C_{6h}, D_6, C_{6v}, D_{6h}, C_{3h}, D_{3h}$	$6p, 6pi, 6s, 6d, 6(sd), 6p, 6s$					
Kubisch .	T, T_h, O, T_d, O_h	$tp, tpi, ts, td, t(sd)$	Kugel	Lage der Kugel zum Achsenkreuz beliebig	Keine Lagendispersion	Symmetrie einer Kugel	Kubische (isotrope) Gruppe

lichen Gruppen durch gesonderte Betrachtung der einzelnen Größen vorgenommen werden.

Beispielsweise wird das elektrische Leitvermögen in Kristallen allgemein durch Kombination eines axialen Vektors mit einem polaren Tensortripel hinsichtlich seiner Symmetrieeigenschaften dargestellt. Es treten somit rotatorische Effekte der Stromleitung auf, indem die von einem Quellpunkt ausgehenden Stromlinien von der Geraden abweichen und schraubenartig gekrümmt sind (Halleffekt). Dieser rotatorische Anteil verschwindet wegen der axialen Vektornatur streng in 19 von den 32 Kristallklassen, nämlich 1. in den Klassen des rhombischen Systems ($2s, 2d, 2[sd]$), 2. in den Klassen des kubischen Systems ($tp, tpi, ts, td, t[sd]$) und 3. in elf Klassen des trigonalen ($3s, 3d, 3[sd]$), tetragonalen ($4s, 4d, 4(sd), 4s$) und hexagonalen ($6s, 6d, 6(sd), 6s$) Systems. Von den übrigbleibenden 13 Klassen vereinigen sich 4. die triklinen (pi), 5. die monoklinen ($s, d, (sd)$) und 6. die wirteligen Klassen ($3p, 3pi; 4p, 4pi, 4p; 6p, 6pi, 6p$) wegen der Zentrosymmetrie des polaren Tensortripels je in eine Gruppe, so daß hinsichtlich des

gerichtete Größen: 1. Ein Trivektorsystem, 2. ein axiales Tensortripel, 3. einen polaren Vektor dargestellt. 1. und 3. veranlassen das Ausfallen aller zentrisch-symmetrischen Kristallklassen, von den verbleibenden 21 Klassen erhalten die piezoelektrischen Parameter von Null verschiedene Werte nur in den 16 verschiedenen Symmetriegruppen. Gruppen: Triklin: p . Monoklin: s, d . Rhombisch: $2d$. Trigonal: $3p; 3s; 3d$. Tetragonal und Hexagonal: $4p, 6p; 4s, 6s; 4d, 6d$. Tetragonal: $4p; 4s$. Hexagonal: $6p; 6s$. Kubisch: tp, td .

Auch die elektrooptischen Erscheinungen folgen diesem Symmetrieschema, sie ermöglichen durch rein physikalische Betrachtungen eine große Zahl von Kristallklassen zu unterscheiden. (Weitere Beispiele s. Drehvermögen, Optisches).

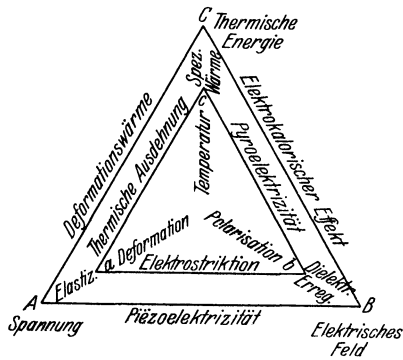
Im allgemeinen sind diejenigen physikalischen Eigenschaften zur Bestimmung der Kristallsymmetrie am besten geeignet, die selbst die niedrigste Eigensymmetrie aufweisen. Dies sind die durch polare Vektoren dargestellten Eigenschaften. Je kleiner der Wirkungsbereich derselben im Kristall ist, desto schärfer wird seine Anisotropie hervortreten. Erfahrungsgemäß trifft dies für die Wachs-

tums- und Lösungsvorgänge zu, deren Wirkungssphäre von atomarer Größenordnung ist und es so ermöglicht, die 32 Kristallklassen an ihrem morphologischen Verhalten zu erkennen.

Die Kristallphysik ist eines der interessantesten Kapitel der Physik und hat daher bereits frühzeitig die bedeutendsten Physiker zum näheren Studium angeregt. Die Anisotropie der Feinbauteilchen und ihrer Kraftfelder kommt allein in den Kristallen klar zur Wirkung, während sie in den Gasen, Flüssigkeiten und amorphen Körpern durch räumlich-zeitliche Mittelwerte verdeckt wird. Die Untersuchungen an Kristallen sind daher für die Physik der Atome und Moleküle von grundlegender Bedeutung. Hat man erst einmal die Gesetzmäßigkeiten klar erkannt, welche das Zusammentreten zum Kristallgebäude der Feinbauteilchen und dessen Stabilität beherrschen, so werden sich die physikalischen Eigenschaften aus dem Feinbau der Kristalle ohne weitere Hypothesen ableiten lassen, wozu bereits vielversprechende Anfänge vorliegen. (Born, Ewald, Bragg, Niggli, Grimm, Goldschmidt, Debye, Heisenberg.)

Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der Kristalle werden im einzelnen unter den Kapiteln: 1. Kristallmechanik. 2. Elektrisch (magnetische) und optische Eigenschaften der Kristalle. 3. Thermische Eigenschaften der Kristalle behandelt.

Die formalen Zusammenhänge zwischen den physikalischen Eigenschaften dieser drei Gruppen lassen sich am besten mit Hilfe des Schemas der Figuren erläutern (Born). An den Ecken des



Schema der Wechselwirkung physikalischer Eigenschaften in Kristallen.

äußeren Dreiecks stehen die intensiven Größen (Spannung [A], elektrisches Feld [B], thermische Energie [C]) an den Ecken des inneren Dreiecks die extensiven Größen (Deformation [a], Polarisation (elektr. Moment) [b], Temperatur [c]), als deren primäre Wechselwirkung die Elastizität [Aa], die dielektrische Erregung [Bb] und die spezifische Wärme [Cc] erscheinen. Als sekundäre Wechselwirkungen zwischen je zwei extensiven bzw. intensiven Größen ergeben sich danach: a) die thermische Ausdehnung [ca] und die Deformationswärme [AC], b) die Elektrostriktion [ba] und die Piezoelektrizität [AB], c) die Pyroelektrizität [cb] und der elektrokalorische Effekt [BC].

E. Schiebold.

Näheres s. Th. Liebisch, Physikalische Kristallographie, Leipzig 1891 und 1896. P. Groth, Physikalische Kristallographie, Leipzig 1905. W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, 1910. Genthoff, Lehrbuch der Technischen Physik, III. Artikel

Schiebold, Leipzig 1928. M. Born, Dynamik der Kristallgitter, Leipzig 1915. — Atomtheorie des festen Zustands, Leipzig 1923. E. Grüneisen, Zustand des festen Körpers, Handbuch der Physik Bd. X, Berlin J. Springer.

Kristallformen. Das Vorhandensein makroskopisch physikalisch gleichwertiger Richtungen in einem Kristall ist durch die linearen Symmetrieeoperationen der Drehung, Spiegelung und Drehspiegelung sowie ihre Kombinationen bedingt. Die Gesamtheit aller gleichwertigen Richtungen bildet einen gleichwertigen Komplex. Insbesondere faßt man alle Flächen eines Kristalles, die als Begrenzungselemente gleichwertigen Richtungen zugeordnet sind als gleichwertigen Flächenkomplex oder als einfache Flächenform zusammen.

Bei gegebener Symmetrie ist durch die Lage einer einzigen Fläche am Achsenkreuz der Gesamtkomplex der gleichwertigen Flächen eindeutig bestimmt. Diese Gleichwertigkeit kommt kristallgeometrisch dadurch zum Ausdruck, daß die Achsenschnitte bzw. Indizes gleichwertiger Flächen stets durch dieselben Zahlen $m:n:p$ bzw. $h:k:l$ festgelegt sind, welche nur entsprechend der Flächenlage in den acht Oktanten des Achsenkreuzes ihre Vorzeichen ändern und ihre Reihenfolge vertauschen (Fig. 1).

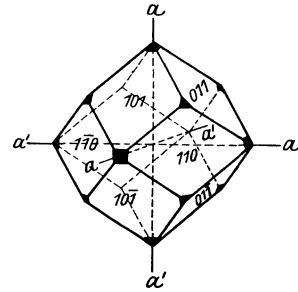


Fig. 1. Rhombendodekaeder als Komplex kristallographisch gleichwertiger Flächen (110).

Z. B. sind die 12 Flächen des in Fig. 1 gezeichneten Flächenkomplexes (Rhombendodekaeder) durch Anwendung der Symmetrieeoperationen der kubisch-hexakisoktaedrischen Klasse $O_h = t$ (sd) auf die Fläche (110) entstanden. Die Flächen (110), $(10\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}0)$, (101) z. B. entsprechen einer von vorn nach hinten verlaufenden tetragonalen Achse a, bzw. der horizontalen und vertikalen Symmetrieebene (parallel zu den Ebenen aa). Die Flächen (110), (101) und (011) z. B. gehören durch die Drehung um die Trigyre [111] zusammen. Die Indizes der parallelen Gegenflächen der hinteren Hälfte der Figur entstehen aus den angeschriebenen Indizes durch Multiplikation mit -1 .

Je nach der allgemeinen oder besonderen Lage der Einzelflächen eines Komplexes zu den Symmetrieelementen erhält die entstehende Flächenform eine charakteristische Art. Bei gegebener Symmetrie einer Kristallklasse weist der Flächenkomplex, dessen erzeugende Elemente allgemeine Lage zu den Symmetrieelementen besitzen, die maximale Flächenzahl (Zähligkeit) auf.

Bei spezieller Flächenlage am Achsenkreuz erniedrigt sich die Zähligkeit des Flächenkomplexes, indem die einzelnen (gleichwertigen) Flächen solcher Formen selbst der Symmetrie der zu ihnen senkrecht verlaufenden Symmetrieelemente gehorchen müssen. Diese Flächensymmetrie kann in allen Kristallklassen nur: monogyrisch, digyrisch, trigyrisch, tetragyrisch, hexagyrisch sowie monosymmetrisch, disymmetrisch, trisymmetrisch, tetrasymmetrisch und hexasymmetrisch (d. h. spiegelsymmetrisch) sein bzw. eine Kombination dieser Symmetrieelemente aufweisen.

Während die Flächenform allgemeiner Lage eine bestimmte Kristallklasse eindeutig charakterisiert, sind die Flächenformen spezieller Lage vieldeutig, d. h. sie können jeweils in mehreren

Kristallklassen auftreten. Z. B. tritt der Würfel in allen fünf Klassen des kubischen Systems auf, jedoch mit verschiedener Flächensymmetrie. Durch geeignete Methoden, die die physikalische Unterschiedlichkeit von Kristallflächen erweisen, wie z. B. pyroelektrische und piezoelektrische Versuche, optische Aktivität und besonders das Ätzverfahren (Baumhauer) lassen sich die ihrer Gestalt nach vieldeutigen Flächenformen in der Regel einer bestimmten Kristallklasse zuordnen.

In jeder Kristallklasse können entsprechend den sieben Fällen charakteristischer Flächenlage am Achsenkreuz höchstens sieben der Art nach ver-

als der Nachschub durch das Gas erlaubt. Daraus schließt Volmer, daß die an anderen Flächen auftreffenden Moleküle auf diesen zu gleiten vermögen und sich zu den bevorzugten Flächen verschieben. *Bennewitz.*

Kristallite s. Erstarrungsvorgang metallischer Körper.

Kristallklassen. Als Kristallklasse oder Symmetrieklasse bezeichnet man eine Gruppe von Symmetrieelementen, die durch eine Kombination von Drehung, Spiegelung und Drehspiegelung erzeugt wird. Zwei Kristallklassen sind verschieden, falls verschiedenartige Deckoperationen auftreten

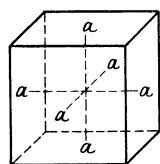


Fig. 2 a.
Würfel {100}

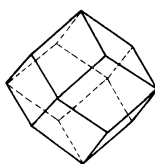


Fig. 2 b.
Rhombendodekaeder {110}

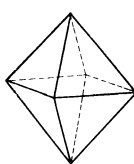


Fig. 2 c.
Oktaeder {111}

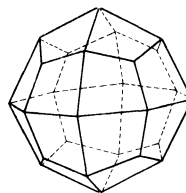


Fig. 2 d.
Ikositetraeder {211}

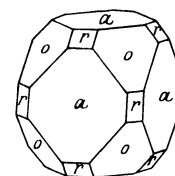


Fig. 2 e.
Kombination von
Würfel (a) mit
Rhombendodekaeder (r) und
Oktaeder (o) Bleiglanz.

schiedene Flächenformen auftreten. (Vgl. Artikel: Kristallographische Symbole, Fig. 5). Diese Flächenformen sind z. T. allseitig konvex geschlossen, z. T. aber auch offene Formen, die den Raum nur teilweise begrenzen. Eine geschlossene Form kann in höher symmetrischen Kristallen allein schon eine Kristallgestalt verkörpern, wie z. B. der Würfel (Fig. 2a), das Oktaeder (Fig. 2b), das Rhombendodekaeder (Granatoeder) (Fig. 2c), das Ikositetraeder (Leucitoeder) (Fig. 2d) usw. Im allgemeinen treten aber an den Kristallen Formen verschiedener Art miteinander kombiniert auf, wie z. B. in Fig. 2e.

Die Flächenformen haben in der Kristallmorphologie bestimmte Namen entsprechend ihrer Lage am Achsenkreuz und ihrer geometrischen Gestalt. Die allgemeinen Flächenformen in jeder Kristallklasse in der Bezeichnungsweise von P. Groth sind im Abschnitt: Kristallklassen in der Tabelle letzte Spalte namentlich aufgeführt.

E. Schiebold.

Näheres s. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Berlin. Borntraeger 1920. P. v. Groth, Elemente der physikalischen und chemischen Kristallographie, München und Leipzig 1920. F. Rinne, Anleitung zur kristallograph. Formenlehre, Leipzig 1922. E. Schiebold, in Gehlhoff, Lehrbuch der technischen Physik. III. Bd. Allgemeine Kristallphysik.

Kristallisationsgeschwindigkeit. Die Bildung eines Kristalls aus einer Schmelze, Lösung oder dem Dampfe erfolgt in zwei Phasen, der Keimbildung und dem Kristallwachstum. Die Keimbildungsgeschwindigkeit wird im allgemeinen um so größer, je tiefer die Schmelze unterkühlt wird; zugleich aber wird die Wachstumsgeschwindigkeit immer kleiner. Daraus folgt, daß die Kristallisationsgeschwindigkeit mit zunehmender Unterkühlung zuerst ansteigt und nach einem Maximum wieder abfällt. Das kann so weit gehen, daß sie bei großer Unterkühlung auf 0 sinkt, und ein amorpher Körper entsteht (Tammann). Die Untersuchung der Kristallisation aus gasförmiger Phase erlaubt quantitative Schlüsse (nach Art der Verdampfungsgeschwindigkeit, s. d.). Es ergibt sich, daß gewisse Kristallflächen (Hg) wesentlich schneller wachsen,

oder die Symmetrieelemente verschiedene Winkel miteinander bilden. Es gibt insgesamt 32 verschiedene Kristallklassen, deren vollständige Ableitung erstmalig von Hessel (1830) auf geometrischem Wege gegeben wurde.

Die Beschränkung aller möglichen Kombinationen der kristallographischen Symmetrieelemente auf 32 verschiedene Klassen der Gruppierung wird durch gewisse regulierende Prinzipien bedingt. Diese sind 1. die Gruppeneigenschaften der linearen Deckoperationen, 2. der Raumgitterfeinbau der Kristalle (Niggli).

Die Gruppeneigenschaften der linearen Symmetrieeigenschaften bedingen, daß durch die Kombination irgendwelcher verschiedenen Symmetrieelemente von selbst neue gleichwertige oder ungleichwertige Symmetrieelemente entstehen. Eine Minimalzahl erzeugender führt zu einer Maximalzahl resultierender Symmetrieelemente, deren Gesamtheit eine Gruppe bildet.

Z. B. ergibt die Kombination einer Hexagyre (6-zähligen Achse) mit einer Digyre senkrecht zu ersterer im ganzen 6 (allgemein 2n) Digyren, welche Winkel von 60° miteinander einschließen. Die Umkehrung dieses Satzes verlangt, daß zwei unter einem Winkel von 60° (allgemein 360°/2n) zueinander geneigte Digyren eine auf beiden senkrechte Hexagyre (allgemein n-zählige) Achse und weitere vier mit ihnen gleichwertige Digyren erzeugen.

Verschiedene erzeugende Kombinationen von Symmetrieelementen führen demnach zu gleichen Endergebnissen, wodurch bereits die Zahl der verschiedenen Kombinationen verringert wird.

Eine weiteres spezifisch kristallgeometrische Einschränkung wird dadurch bedingt, daß von den gruppentheoretisch verschiedenen Kombinationen von Symmetrieelementen nur solche zulässig sind, die mit dem dreifach periodischen Aufbau der Kristallgitter, bzw. der lückenlosen Raumerfüllung durch Parallelepipede der Nichtidentität verträglich sind.

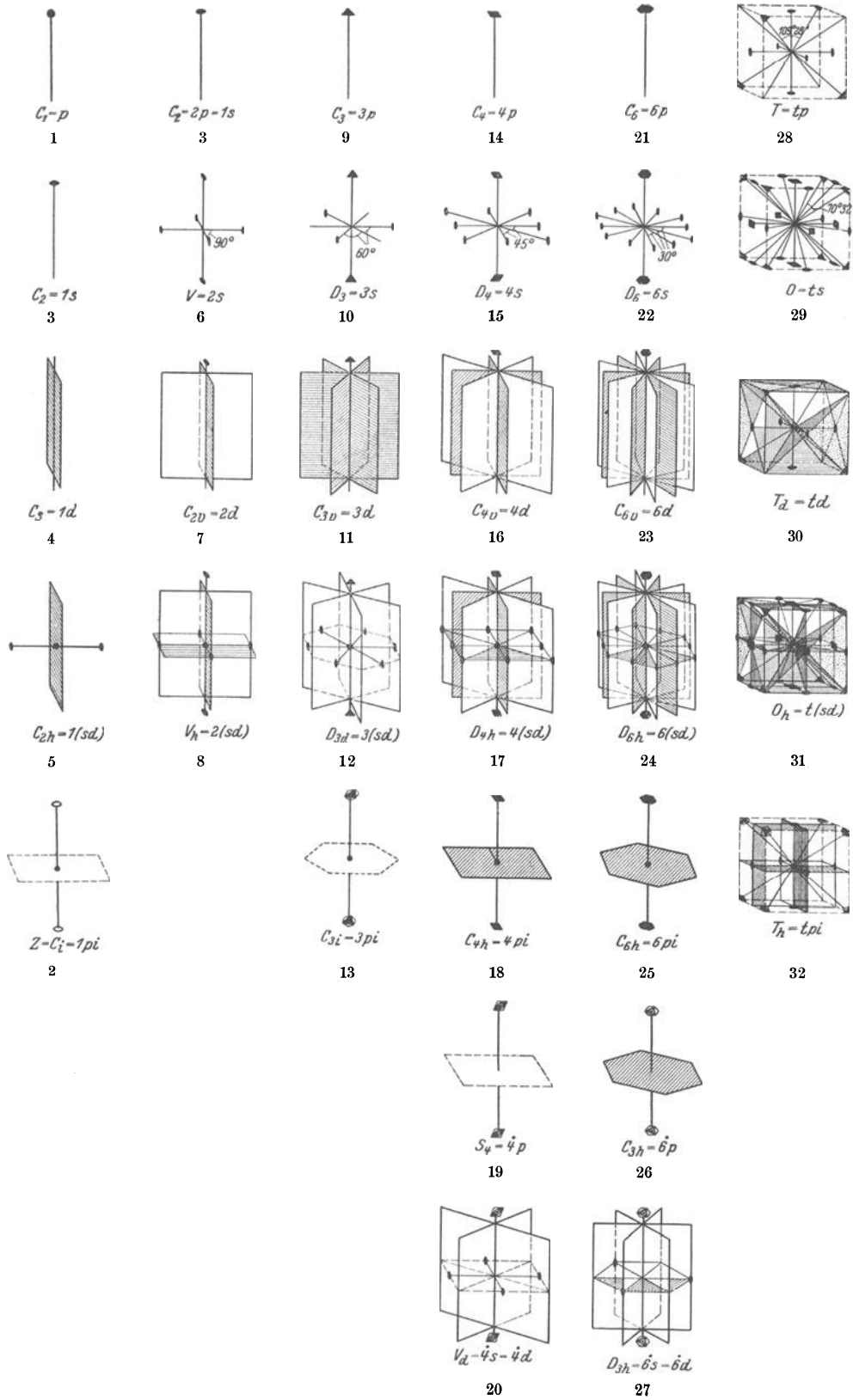
Dies läuft auf die Aufgabe hinaus, die möglichen Winkel gleichwertiger zwei-, drei-, vier- und sechszähliger Drehachsen zu bestimmen. Die mathe-

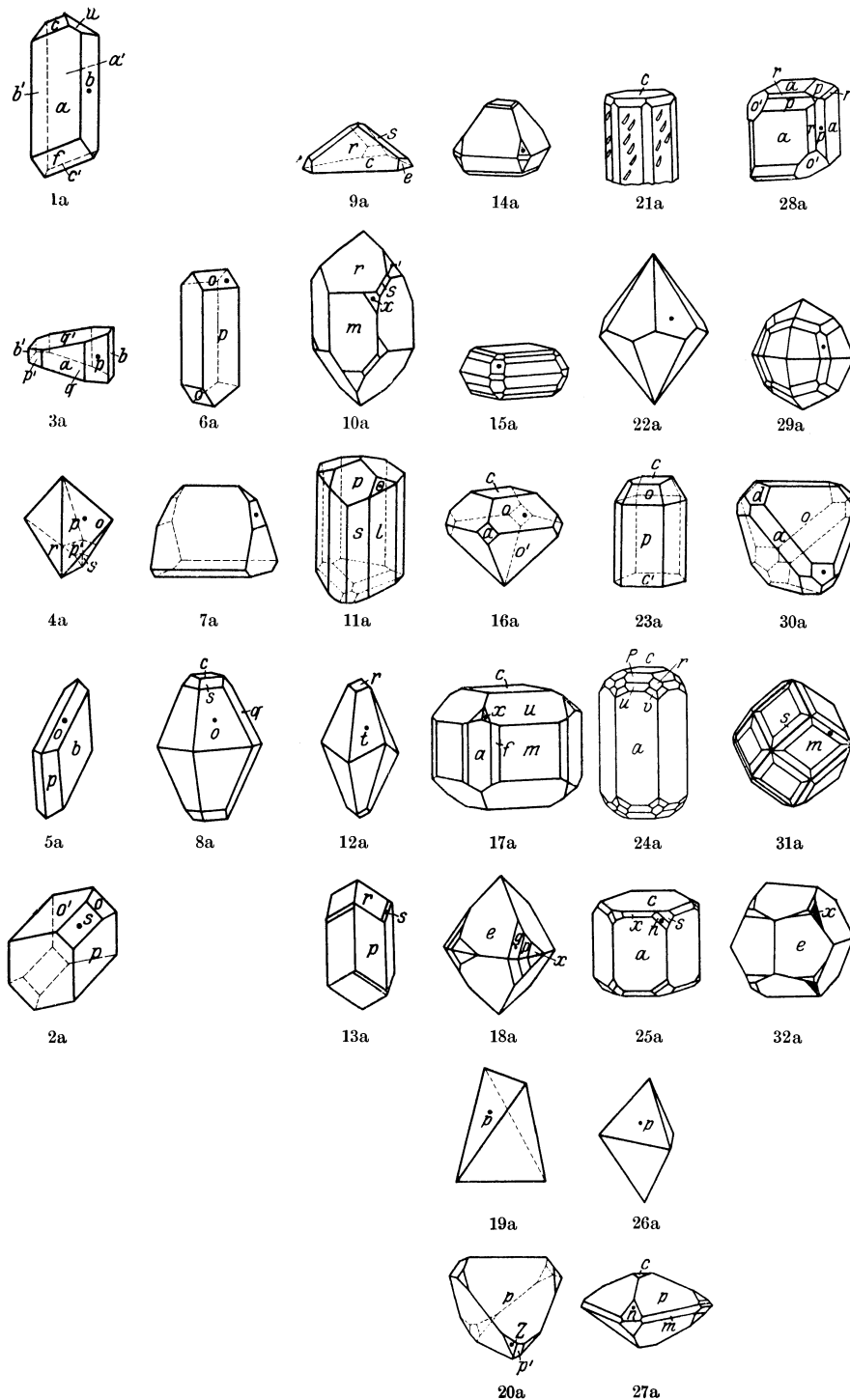
Plan der 32 Kristallklassen.

Nr.	Klassenbezeichnung		Symmetrieelemente				Symbole		Nr. bei Voigt	Allgemeine Flächenform Bezeichnung nach Groth	Beispiele (Vgl. Erklärung S. 653)
	Groth	franz. Schule Schoenflies	Tschermak-Rinne	Gyren	Gyro- iden	S.- Ebenen	S.Z.	Schoen- flies			
1	triklin- pedial	triklin- hemiedrisch	(monogyrisch)- pedial	—	—	—	—	C ₁	p	2	Saures rechts- weinsaures Strontium
2	triklin- pinakoidal	triklin- holoedrisch	(monogyrisch)- pinakoidal	—	—	+	—	C _i	pi	1	Axinit
3	monoklin- sphenoidisch	monoklin- hemimorph	(monogyrisch)- sphenoidisch	A ₂ '	—	—	—	C ₂	s	5	Milchzucker
4	monoklin- domatisch	monoklin- hemiedrisch	(monogyrisch)- domatisch	—	—	1 S	—	C _s	d	4	Kupfersulfat- Trihydrat
5	monoklin- prismatisch	monoklin- holoedrisch	(monogyrisch)- prismatisch	A ₂	—	1 S	+	C _{2h}	(sd)	3	Gips
6	rhombsch- disphenoidisch	rhombsch- hemiedrisch	digyrisch- sphenoidisch	(1+1+1) A ₂	—	—	—	V	2s	7	Bittersalz
7	rhombsch- pyramidal	rhombsch- hemimorph	digyrisch- domatisch	A ₂ '	—	(1+1) S	—	C _{2v}	2d	8	Stritt
8	rhombsch- dipyramidal	rhombsch- holoedrisch	digyrisch- prismatisch	(1+1+1) A ₂	—	(1+1+1) S	+	V _h	2(sd)	6	Schwefel
9	trigonal- pyramidal	rhomboedrisch- tetartoedrisch	trigyrisch- pedial	A ₃ '	—	—	—	C ₃	3p	13	Natrium- Perjodat
10	trigonal- trapezoedrisch	rhomboedrisch- enantiomorph	trigyrisch- sphenoidisch	A ₃ , 3 A ₂ '	—	—	—	D ₃	3s	10	β-Quarz
11	ditrigonal- pyramidal	rhomboedrisch- hemimorph	trigyrisch- domatisch	A ₃ '	—	3 S	—	C _{3v}	3d	11	Turmalin
12	ditrigonal- skalenoedrisch	rhomboedrisch- holoedrisch	trigyrisch- prismatisch	(A ₃), 3 A ₂	—	3 S	+	D _{3d}	3(sd)	9	Kalkspat
13	rhomboedrisch	rhomboedrisch- paramorph	trigyrisch- pinakoidal	(A ₃)	—	—	+	C _{3i}	3 pi	12	Dioptas
14	tetragonal- pyramidal	tetragonal- tetartoedrisch	tetragyrisch- pedial	A ₄ '	—	—	—	C ₄	4p	18	Wulfenit
15	tetragonal- trapezoedrisch	tetragonal- enantiomorph	tetragyrisch- sphenoidisch	A ₄ , 2 A ₂ , 2 A ₂	—	—	—	D ₄	4s	15	Nikelsulfat- Hexahydrat
16	ditetragonal- pyramidal	tetragonal- hemimorph	tetragyrisch- domatisch	A ₄ '	—	(2+2) S	—	C _{4v}	4d	16	Pentaerythrit

17	ditragonal-dipyramidal	tetragonal-holoedrisch	tetragyrisch-prismatisch	$A_4, 2A_2, 2A_2$	—	$(2+2+1)S$	D_{4h}	14	Ditragonale Dipyramide	Zinnstein
18	tetragonal-dipyramidal	tetragonal-paramorph	tetragyrisch-pinakoidal	A_4	—	1 S	C_{4h}	17	Tetragonale Dipyramide	Scheelit
19	tetragonal-disphenoidisch	tetragonal-tetartoedrisch II. Art	tetragyröidisch-pedial	(A_2)	A_4^*	—	S_4	20	Tetragonales Disphenoid	Tetragonales Disphenoid
20	tetragonal-skalenoedrisch	tetragonal-hemiedrisch II. Art	tetragyröidisch-sphenoidisch	$(A_2), 2A_2$	A_4^*	2 S	V_d	19	Tetragonales Skalenoeder	Kupferkies
21	hexagonal-pyramidal	hexagonal-tetartoedrisch	hexagyrisch-pedial	A_6'	—	—	C_6	25	Hexagonale Pyramide	Nephelein
22	hexagonal-trapezoedrisch	hexagonal-enantiomorph	hexagyrisch-sphenoidisch	$A_6, 3A_2, 3A_2$	—	—	D_6	22	Hexagonales Trapezoeder	Hexagonales Trapezoeder
23	dihexagonal-pyramidal	hexagonal-hemimorph	hexagyrisch-domatisch	A_6'	—	$(3+3)S$	C_{6v}	23	Dihexagonale Pyramide	Zinkoxyd
24	dihexagonal-dipyramidal	hexagonal-holoedrisch	hexagyrisch-prismatisch	$A_6, 3A_2, 3A_2$	—	$(3+3+1)S$	D_{6h}	21	Dihexagonale Dipyramide	Beryll
25	hexagonal-dipyramidal	hexagonal-paramorph	hexagyrisch-pinakoidal	A_6	—	1 S	C_{6h}	24	Hexagonale Dipyramide	Apatit
26	trigonal-dipyramidal	hexagonal-tetartoedrisch mit trigonaler Achse (trigonalparamorph)	hexazentroglyroidischpedial	A_3	A_6^*	1 S	C_{3h}	27	Trigonale Dipyramide	Trigonale Dipyramide
27	ditrigonal-dipyramidal	hexagonal-hemiedrisch mit trigonaler Achse (trigonalholoedrisch)	hexazentroglyroidisch-sphenoidisch	$A_3, 3A_2'$	A_6^*	$(3+1)S$	D_{3h}	26	Ditrigonale Dipyramide	Benitoit
28	tetraedrisch-pentagon-dodekaedrisch	kubisch-tetartoedrisch	kubisch-pedial	$4A_3', 3A_2$	—	—	T	32	Tetraedrisches Pentagon-Dodekaeder	Natrium-Chlorat
29	dyaekis-dodekaedrisch	kubisch-paramorph	kubisch-pinakoidal	$3A_2, (4A_3)$	—	3 S	T_h	31	Dyaekis-Dodekaeder	Eisenkies (Pyrit)
30	pentagonikositetraedrisch	kubisch-enantiomorph	kubisch-sphenoidisch	$3A_4, 4A_3, 6A_2$	—	—	O	29	Pentagon-Ikositetraeder	Salmiak
31	hexakis-tetraedrisch	kubisch-hemimorph	kubisch-domatisch	$4A_3', (3A_2), 3A_4^*$	—	6 S	T_d	30	Hexakis-Tetraeder	Fahlerz
32	hexakis-oktaedrisch	kubisch-holoedrisch	kubisch-prismatisch	$3A_4, 4A_3, 6A_2$	—	$(3+6)S$	O_h	28	Hexakis-Oktaeder	Granat

Es bedeutet: A_2 = Dipyre, A_3 = Trigyre, A_4 = Tetragyre, A_6 = Hexagyre, A_2', A_3', A_4', A_6' = polare Di-, Tri-, Tetra- und Hexagyre, A_4^* und A_6^* = Tetra- und Hexazentroglyroiden. S = Symmetrieebene. + bedeutet, daß ein Symmetriezentrum vorhanden ist.





Unterschriften zu den Figuren 1–32.

Symmetrie der 32 Kristallklassen.

I. Vertikale Reihen: Anordnung nach dem Rhythmus der erzeugenden Achse entsprechend den 7 Kristallsystemen (Bezeichnung nach v. Groth).

1. Vertikalreihe:

Fig. 1. Triklin-pediale Klasse. Fig. 2. Triklin-pinakoidale Klasse. Fig. 3. Monoklin-sphenoidische Klasse. Fig. 4. Monoklin-domatische Klasse. Fig. 5. Monoklin-prismatische Klasse.

2. Vertikalreihe.

Fig. 6. Rhombisch-disphenoidische Klasse. Fig. 7. Rhombisch-pyramidale Klasse. Fig. 8. Rhombisch-dipyramidale Klasse.

3. Vertikalreihe:

Fig. 9. Trigonal-pyramidale Klasse. Fig. 10. Trigonal-trapezoedrische Klasse. Fig. 11. Ditrigonal-pyramidale Klasse. Fig. 12. Ditrigonal-skalenoedrische Klasse. Fig. 13. (Trigonal)-rhomboedrische Klasse.

4. Vertikalreihe:

Fig. 14. Tetragonal-pyramidale Klasse. Fig. 15. Tetragonal-trapezoedrische Klasse. Fig. 16. Ditetragonal-pyramidale Klasse. Fig. 17. Ditetragonal-dipyramidale Klasse. Fig. 18. Tetragonal-dipyramidale Klasse. Fig. 19. Tetragonal-sphenoidische Klasse. Fig. 20. Tetragonal-skalenoedrische Klasse.

5. Vertikalreihe:

Fig. 21. Hexagonal-pyramidale Klasse. Fig. 22. Hexagonal-trapezoedrische Klasse. Fig. 23. Dihexagonal-pyramidale Klasse. Fig. 24. Dihexagonal-dipyramidale Klasse. Fig. 25. Hexagonal-dipyramidale Klasse. Fig. 26. Trigonal-dipyramidale Klasse. Fig. 27. Ditrigonal-dipyramidale Klasse.

6. Vertikalreihe:

Fig. 28. Tetraedrisch-pentagondodekaedrische Klasse. Fig. 29. Pentagonikositetraedrische Klasse. Fig. 30. Dyakisdodekaedrische Klasse. Fig. 31. Hexakistetraedrische Klasse. Fig. 32. Hexakisoktaedrische Klasse.

II. Horizontale Reihen.

a) Anordnung nach der gyrischen Herleitung mittels kristallographischer Urformen (nach Tschermak-Rinne).

1. Reihe: Pediale Stufe. 2. Reihe: Sphenoidische Stufe. 3. Reihe: Domatische Stufe. 4. Reihe: Prismatische Stufe. 5. Reihe: Pinakoidale Stufe.

b) Anordnung nach der zentroyroidischen Herleitung mittels kristallographischer Urformen.
6. Reihe: Pediale Stufe. 7. Reihe: Domatische Stufe.

Unterschriften zu den Figuren 1a–32a.

Mineralogisch wichtige Beispiele für die 32 Kristallklassen.
(Anordnung wie in Fig. 1–32 und gleiche Nr. wie in Tabelle.)

1. Vertikalreihe:

Fig. 1a. Saures rechtsweinsaures Strontium ($\text{C}_2\text{H}_4\text{O}_6$), $\text{SrH}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$; triklin-pedial: $a = \{100\}$, $a' = \{100\}$, $b = \{010\}$, $b' = \{010\}$, $c = \{001\}$, $c' = \{001\}$, $f = \{101\}$, $u = \{122\}$. Fig. 3a. Milchzucker ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11} \cdot \text{H}_2\text{O}$), monoklin-sphenoidisch: $a = \{100\}$, $b = \{010\}$, $b' = \{010\}$, $p = \{110\}$, $p' = \{110\}$, $q = \{011\}$, $q' = \{011\}$. Fig. 4a. Kupfersulfat-Trihydrat ($\text{CuSO}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$), monoklin-domatisch: $p = \{110\}$, $p' = \{110\}$, $r = \{021\}$, $s = \{111\}$, $o = \{111\}$. Fig. 5a. Gips [$(\text{Ca} 2\text{H}_2\text{O SO}_4)$], monoklin-prismatisch: $b = \{010\}$, $p = \{110\}$, $o = \{111\}$. Fig. 2a. Axinit ($\text{HMg Ca}_2 \text{Ba}_2 \text{Si}_4 \text{O}_{16}$), triklin-pinakoidal: $o = \{111\}$, $o' = \{111\}$, $p = \{110\}$, $p' = \{110\}$, $s = \{201\}$.

2. Vertikalreihe:

Fig. 6a. Bittersalz, Epsomit ($\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$), rhombisch-disphenoidisch: $p = \{110\}$, $o = \{111\}$. Fig. 7a. Struvit [$(\text{NH}_4)\text{MgPO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$], rhombisch-pyramidal: $\{101\}$, $\{010\}$, $\{103\}$, $\{041\}$, $\{011\}$. Fig. 8a. Rhombischer Schwefel, rhombisch-dipyramidal: $o = \{111\}$, $c = \{001\}$, $q = \{011\}$, $s = \{113\}$.

3. Vertikalreihe:

Fig. 9a. Natriumperjodat-Hexahydrat ($\text{NaJO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$), trigonal-pyramidal: $c = \{0001\}$, $r = \{1011\}$, $e = \{0221\}$, $s = \{1123\}$. Fig. 10a. β -Quarz (SiO_2), trigonal-trapezoedrisch: $m = \{1010\}$, $r = \{1011\}$, $r' = \{0111\}$, $s = \{1121\}$, $x = \{5161\}$. Fig. 11a. Turmalin ($\text{M}_3\text{P}_2\text{O}_{15} \cdot 4\text{NaH}_2\text{H}_3\text{Si}_3\text{O}_{12}$), isomorph. Mischung, ditrigonal-pyramidal: $p = \{1011\}$, $s = \{1120\}$, $l = \{0110\}$, $o = \{0221\}$. Fig. 12a. Kalkspat (CaCO_3), ditrigonal-skalenoedrisch: $t = \{2131\}$, $r = \{1011\}$. Fig. 13a. Dioptas (H_2CnSiO_4), rhomboedrisch: $p = \{1120\}$, $r = \{0221\}$, $s = \{14 \cdot 13 \cdot 1 \cdot 6\}$.

4. Vertikalreihe:

Fig. 14a. Wulfenit (PbMoO_4), tetragonal-pyramidal $\{111\}$ $\{111\}$ $\{001\}$ $\{001\}$ $\{432\}$ $\{311\}$. Fig. 15a. Nickelsulfat-Hexahydrat ($\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$), tetragonal-trapezoedrisch: $\{111\}$ $\{112\}$ $\{113\}$ $\{001\}$ $\{100\}$ $\{101\}$ $\{203\}$. Fig. 16a. Pentaerythrit ($\text{C}(\text{CH}_2\text{OH})_4$), ditetragonal-pyramidal: $c = \{0001\}$, $a = \{100\}$, $o = \{111\}$, $o' = \{111\}$. Fig. 17a. Vesuvian ($\text{H}_4\text{Ca}_{12}\text{Al}_6\text{Si}_{10}\text{O}_{48}$), ditetragonal-dipyramidal: $a = \{100\}$, $m = \{110\}$, $u = \{111\}$, $c = \{001\}$, $f = \{210\}$, $x = \{312\}$. Fig. 18a. Scheelit (CaWO_4), tetragonal-dipyramidal: $e = \{101\}$, $g = \{313\}$, $p = \{111\}$, $x = \{131\}$. Fig. 19a. Tetragonales Disphenoid: $p = \{111\}$. Fig. 20a. Kupferkies (Cu_2FeS_4), tetragonal-skalenoedrisch: $p = \{111\}$, $p' = \{111\}$, $z = \{201\}$.

5. Vertikalreihe:

Fig. 21a. Nephelin (NaAlSiO_4), hexagonal-pyramidal (Ätzfiguren, Piezoelektrizität: $\{1010\}$, $\{1120\}$, $\{1011\}$, $p = \{0001\}$. Fig. 22a. Hexagonales linkes Trapezoeder (z. B. α -Quarz, Hochquarz) $\{3121\}$. Fig. 23a. Zinkoxyd (ZnO), dihexagonal-pyramidal: $p = \{1010\}$, $c = \{0001\}$, $c' = \{0001\}$, $o = \{1011\}$. Fig. 24a. Beryll ($\text{Be}_2\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_{10}$), dihexagonal-dipyramidal: $a = \{1010\}$, $p = \{1011\}$, $u = \{2021\}$, $c = \{0001\}$, $y' = \{1121\}$, $v = \{2131\}$. Fig. 25a. Apatit [$(\text{F}, \text{Cl})\text{Ca}_5\text{P}_3\text{O}_{14}$], Mischkristalle, hexagonal-dipyramidal: $a = \{1010\}$, $c = \{0001\}$, $x = \{1011\}$, $s = \{1121\}$, $u = \{1231\}$. Fig. 26a. Trigonale Dipyramide (Vertreter noch nicht bekannt): $p = \{h \bar{k} l\}$. Fig. 27a. Benitoit ($\text{BaTiSi}_3\text{O}_{10}$), ditrigonal-dipyramidal: $m = \{0110\}$, $p = \{0111\}$, $z = \{1011\}$, $e = \{0001\}$.

6. Vertikalreihe:

Fig. 28a. Natriumchlorat (NaClO_3), kubisch-tetraedrisch-pentagondodekaedrisch: $a = \{100\}$, $o' = \{111\}$, $r = \{101\}$, $p = \{201\}$. Fig. 29a. Salmiak (NH_4Cl), kubisch-pentagonikositetraedrisch: $\{211\}$ $\{875\}$. Fig. 30a. Fahlerz ($3\text{Cu}_2\text{SbS}_3 \cdot \text{CuZn}_2\text{SbS}_4$) kubisch-hexakistetraedrisch: $o = \{111\}$, $a = \{100\}$, $d = \{110\}$. Fig. 31a. Granat ($\text{Ca}_4\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$), kubisch-hexakisoktaedrisch: $m = \{110\}$, $s = \{321\}$. Fig. 32a. Eisenkies (Pyrit) (FeS_2), kubisch-dyakisdodekaedrisch: $e = \{210\}$ (Pyritoeder), $x = \{421\}$.

(Die Punkte in den Figuren bezeichnen eine für die betreffende Kristallklasse charakteristische Fläche in allgemeiner Lage).

matische Untersuchung ergibt, daß digonale Achsen Winkel von 180° , 120° , 90° , 60° und 0° , trigonale Achsen Winkel von 180° , $109^\circ 28' 46''$, $70^\circ 31' 44''$ und 0° , tetragonale Achsen Winkel von 180° , 90° und 0° , hexagonale Achsen nur Winkel von 180° und 0° miteinander bilden können (Liebisch, Wülfing, Niggli).

Zwei gleichwertige n-zählige Achsen, die Winkel von 180° bilden, heißen zweiseitig, auf ihnen stehen gleichzeitig n-Digyre senkrecht. Dem Winkel von 0° entspricht dagegen eine einseitige, polare (oder hemimorphe) n-zählige Achse.

Es ergeben sich hieraus mit Hinzunahme des Trivialfalls der Monogyre (Identität) insgesamt 11 Klassen mit nur Drehungssymmetrie, die in den beiden oberen Reihen der Figuren auf S. 656 und 657 veranschaulicht sind. Den Winkel $109^\circ 28' 46''$ im besonderen entspricht ein System von vier polaren Trigyre, welche wie die Diagonalen eines Würfels gerichtet sind und in Gemeinschaft mit drei zweiseitigen Digyre parallel zu den Würfelkanten die Tetraedergruppe (T) bilden (Fig. 28). Den Winkel von $70^\circ 31' 44''$ entsprechen vier zweiseitige Trigyre parallel zu den Würfel-diagonalen, die zusammen mit drei erzeugten zweiseitigen Tetragyre parallel zu den Würfelkanten und sechs zweiseitigen Digyre parallel zu den Würfelächendiagonalen als Oktaedergruppe 0 bezeichnet werden (Fig. 29).

Die verschiedenen Drehspiegelachsen, deren Winkel ebenfalls den obigen Gesetzmäßigkeiten genügen müssen, erzeugen vier verschiedene Kristallklassen (vgl. Fig. 19, 20, 26, 27). Fügen wir zu den 15 genannten Klassen Spiegelebenen parallel zu den Gyren hinzu, oder senkrecht zu diesen Symmetrieachsen hinzu, so entstehen weitere 17 Klassen mit Drehungs- und Spiegelungs-symmetrie, wobei dann auch noch Symmetrie-zentren hinzutreten. Insgesamt resultieren somit 32 Kristallklassen, die in der Tabelle und in den Fig. 1—32 verzeichnet sind. (Eine andere Herleitung mittels kristallographischer Urformen vgl. die Tabelle sowie den Artikel Urformen).

Es ist bemerkenswert und eine der schönsten Bestätigungen der Raumgitternatur der Kristalle, daß unter der ungeheuren Zahl jetzt bekannter natürlicher und künstlicher Kristalle nie ein Exemplar gefunden wurde, das sich nicht in eine der 32 Klassen einreihen ließ. In den Fig. 1a—32a auf S. 657 sind die mineralogisch und physikalisch wichtigsten Beispiele unter der gleichen Nummer wie in der Tabelle (Plan der 32 Kristallklassen) veranschaulichten Symmetrieklassen und in der gleichen Anordnung wie in Fig. 1—32 aufgeführt. Von zwei Klassen, nämlich der trigonal-pyramidalen (Fig. 26) und der ditrigonal-dipyramidalen Klasse (Fig. 27) sind bis jetzt Vertreter erst vermutungsweise bekannt geworden z. B. bei letzterer der Benitoit $BaTiSi_3O_9$; es sind auffälligerweise beide Klassen, die im Schema des Urformenrhythmus nach Tschermak-Rinne dem hexazentroyroidischen Typus ($6p$ und $6s$) entsprechen und eigentlich dem hexagonalen System zugehören.

Die Benennung der 32 Kristallklassen ist z. Z. noch keineswegs einheitlich und konsequent durchgeführt. Die Tabelle S. 654 gibt einen Plan der 32 Kristallklassen und einen Überblick über die gebräuchlichsten Bezeichnungen und Symmetrieelemente.

Die Grothsche Bezeichnungsweise gibt der Kristallklasse den Namen ihrer allgemeinsten Flächenform (vgl. vorletzte Spalte der Tabelle).

Die Nomenklatur von Schönflies und der französischen Schule benutzt die Tatsache, daß die Kristallklassen eines Kristallsystems sich jeweils aus der Klasse mit der größten Anzahl von Symmetrieelementen (Holoedrie = Vollflächigkeit) durch gesetzmäßige Verringerung ihrer Zahl ableiten lassen. Die allgemeinen Flächenformen dieser abgeleiteten Klassen besitzen daher nur noch einen Teil der Flächen der höchst symmetrischen allgemeinen Form. Ist die Flächenzahl die Hälfte, ein Viertel oder ein Achtel derjenigen des Vollflächners (Holoeders), so heißt die betreffende Unterform: Halbflächner (Hemieder), Viertelflächner (Tetartoeder) und Achtfelächner (Ogdoeder). Entsprechend ist diese Bezeichnung auf die Kristallklassen übertragen worden, welche demgemäß als holoedrische, hemiedrische, tetartoedrische usw. Klassen bezeichnet werden. Die hemiedrischen Klassen heißen paramorph-hemiedrisch, wenn eine Spiegelebene senkrecht zur Hauptachse existiert, hemimorph-hemiedrisch, wenn die Hauptachse polar ist und die Höchstzahl von Spiegelebenen zu ihr parallel liegen. Enantiomorphe Hemiedrie liegt vor, falls die Kristallklasse nur Drehungssymmetrie besitzt, weil in diesem Falle rechte und linke (enantiomorphe) Formen auftreten (z. B. Rechtsquarz und Linksquarz) der Fig. 33. Im letzteren Falle sind die beiden „Gegenkörper“ nur spiegelbildlich gleich und können durch keinerlei Drehung zur Deckung (Kongruenz) gebracht werden wie z. B. eine rechte und linke Hand.

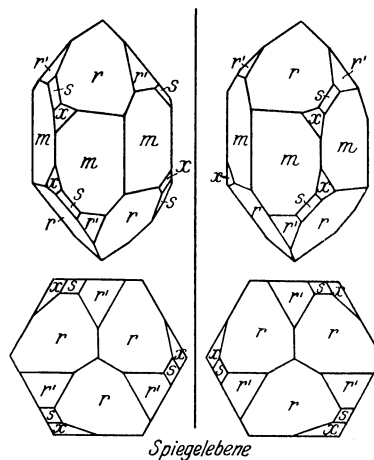


Fig. 33. Enantiomorphe Formen beim trigonalen Quarz (Linksquarz und Rechtsquarz).

Das Vorhandensein einer Drehspiegelachse (Achse zweiter Art) wird als Hemiedrie zweiter Art bzw. Tetartoedrie zweiter Art gekennzeichnet.

Die Klassen des trigonalen Systems, die keine zur Trigyre senkrechte Spiegelebene aufweisen, können auf ein rhomboedrisches Achsenkreuz bezogen werden und heißen darnach bei Schönflies „rhomboedrische Klassen“.

Die Schönfliesche Bezeichnung ist in den meisten Lehrbüchern der Kristallphysik und besonders im Ausland stark verbreitet und wird bis jetzt fast ausschließlich auch in der Raumgittertheorie benutzt.

Die Benennung der 32 Kristallklassen nach Tschermak-Rinne schließt sich unmittelbar an die Herleitung mit Hilfe der Urformen und des Achsenrhythmus an und ist pädagogisch die am leichtesten verständlichste und anschaulichste (vgl. Artikel Kristallographische Urformen).

E. Schiebold.

Näheres s. F. Rinne, Einführung in die krist. Formenlehre, Leipzig 1922. — Tschermak-Becke, Lehrbuch der Mineral. — Gehlhoff, Lehrbuch der Technischen Physik, Leipzig 1928, III. Bd. Artikel Kristallphysik von E. Schiebold.

Kristallographische Achsen. Außer den Kristallflächen sind besonders die Kanten der Kristallformen kristallographische Bauelemente. Während die ersten die dichtest mit Atomen besetzten Ebenen des Kristallgitters sind, stellen letztere dichtest besetzte Gittergeraden dar, die um so mehr am Kristall hervortreten, je kleiner der Atomabstand auf ihnen ist. Auf die Bedeutung der Kristallkanten hat besonders Chr. Sam. Weiß (1815) aufmerksam gemacht, nach ihm ist die Kante: „*omnis figurae vera linea*“. Drei nicht komplanare Kristallkanten ergeben im allgemeinen ein natürliches Koordinatensystem zur Beschreibung der Kristallformen hinsichtlich ihrer Lagenmannigfaltigkeiten. Diese Kanten heißen kristallographische Achsen; man denkt sie sich durch Parallelverschiebung ins Innere des Kristalles hineingestellt, so daß der Nullpunkt des Achsenkreuzes mit dem Kristallmittelpunkt zusammenfällt. Dies ist aus dem Grunde statthaft, als alle parallelen Richtungen wegen der vorausgesetzten Homogenität der Kristalle physikalisch gleichwertig sind.

Die Kristallachsen stellen die Grundvektoren a, b, c des Kristallgebäudes dar, die im allgemeinen kristallographisch verschieden sind. Ihre Winkel heißen die Achsenwinkel α, β, γ ; das Verhältnis ihrer absoluten Längen $a:b:c$ mit $b=1$ heißt das Achsenverhältnis (A.-V.), es bleibt bei der Parallelverschiebung ungeändert.

Im allgemeinen ist das A.-V. irrational, da es durch die feibauliche Konstellation der Atome bedingt ist, die c. p. von der Temperatur und dem Druck stetig abhängt.

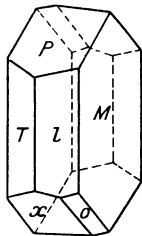
Gewöhnlich bezieht sich die Angabe des A.-V. auf 1 Atm. und Zimmertemperatur.

Zur Erläuterung der Kristallachsen dient der in der Figur gezeichnete Feldspat-kristall (Albit:

$\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$). Er weist die Flächenkombination M, P, T, l, x, o auf, wobei P und M durch vollkommene Spaltbarkeit ausgezeichnet sind. Als

Achse a wählt man die Kante $P/M = [100]$, als b -Achse die annähernd horizontale Kante $x/P = [010]$, als c -Achse die vertikale Kante, die als Schnittkante von T, l, M erscheint.

Der Kristall wird so aufgestellt wie in Fig. 1, so daß die a -Achse annähernd von hinten nach vorn, die b -Achse von links nach rechts, die c -Achse annähernd von unten nach oben gerichtet ist, und daß die von den positiven Achsenrichtungen eingeschlossenen Winkel: α, β, γ stumpfe (oder höchstens rechte) Winkel sind. In der genannten Reihenfolge a, b, c geschieht auch die Flächen- und Kanten-



Albit ($\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$, triklin-pinakoidal).

$M = (010)$, $P = (001)$, $l = (110)$, $T = (\bar{1}10)$, $x = (10\bar{1})$, $o = (1\bar{1}\bar{1})$.

bezeichnung. Die Winkel der drei Achsen sind im genannten Beispiel: $\alpha = \sphericalangle b/c = 94^\circ 03'$, $\beta = \sphericalangle a/c = 116^\circ 29'$, $\gamma = \sphericalangle a/b = 80^\circ 09'$; das Achsenverhältnis ist $a:b:c = 0,6335:1:0,5577$.

Besitzt der Kristall, wie im obigen Falle, keinerlei Symmetrieachsen oder Symmetrieebenen, so können drei beliebige Kanten als Kristallachsen gewählt werden. Die richtige kristallographische Aufstellung beruht hierbei auf geschickter Beachtung der Flächen- und Zonenentwicklung des Kristalls, Spaltbarkeit usw. und oft auch auf rein konventioneller Übereinkunft. Wenn dagegen Symmetrieachsen und Symmetrieebenen auftreten, wird die Achsenwahl ungezwungener und die Beschreibung wesentlich vereinfacht. Man legt dann die kristallographischen Achsen parallel zu Symmetrieachsen oder senkrecht zu den Symmetrieebenen oder wählt auch die Halbierungslinien der Winkel gleichwertiger Symmetrieebenen; es handelt sich bei solchen Richtungen erfahrungsgemäß stets auch um mögliche kristallographische Kantenrichtungen (Zonenachsen.) In diesen Fällen werden entsprechend der Symmetrie der zugehörigen Kristallklasse die Achsen hinsichtlich ihrer Längen und Winkel gewissen Beschränkungen unterworfen, es zeigt sich aber, daß stets eine große Anzahl von Kristallklassen auf das gleiche Achsenkreuz bezogen werden können, die in ihrer Gesamtheit eines der sieben Kristallsysteme bilden.

E. Schiebold.

Näheres s. F. Rinne, Anleitung zur kristall. Formenlehre, 4./5. Auflage, Leipzig 1922. E. Schiebold, in Gehlhoff Lehrbuch der techn. Physik, III. Bd. Kristallphysik, Leipzig 1928. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie, Berlin, Borntraeger 1920.

Kristallographische Grundgesetze. Als kristallographische Grundgesetze faßt man 1. das Gesetz der Konstanz der Neigungswinkel; 2. das Parametergesetz und 3. das Zonenverbandsgesetz zusammen.

Das Gesetz von der Konstanz der Neigungswinkel (N. Steno 1669) besagt, daß bei ein und derselben chemisch definierten Kristallart unabhängig von der speziellen Art der Ausbildung und des Vorkommens die Winkel entsprechender Kristallflächen bei gleicher Temperatur (und gleichem Druck) an allen Individuen konstante Werte haben.

Das Parametergesetz bringt zum Ausdruck, daß nach Wahl von drei kristallographischen Achsen und einer diese schneidenden Einheitsfläche die Achsenschnitte aller übrigen Kristallflächen rationale Vielfache bzw. Bruchteile der Achsenschnitte der Einheitsfläche sind. Damit gleichbedeutend ist die Definition, daß das Verhältnis der Achsenschnitte ($a_1:b_1:c_1$) einer beliebigen Kristallfläche zum Achsenverhältnis $a:b:c$ durch das Verhältnis dreier ganzen Zahlen m, n, p in der Form $a_1:b_1:c_1 = ma:nb:pc$ ausdrückbar ist.

Das Zonenverbandsgesetz besagt, daß alle Flächen mögliche Kristallflächen sind, die zugleich in zwei Zonen liegen. Daraus folgt, daß nach Festlegung von vier nicht tautozonalen Flächen eines Kristalles alle weiteren Kristallflächen prinzipiell aus diesen ableitbar sind.

Diese drei Erfahrungssätze haben ihre gemeinsame Wurzel im Raumgitteraufbau der Kristalle und sind daher nicht voneinander unabhängig. Die Kristalle verkörpern das homogene dreifach periodische Diskontinuum, die Kristallflächen sind die Ebenen durch die Atomschwerpunkte, die Kristallkanten die gradlinigen Atomreihen. Drei

solche Gittergeraden a_0, b_0, c_0 bestimmen ein Achsenkreuz, mit drei kleinsten im allgemeinen verschiedenen Fundamentalperioden $a_0 = |a_0|, b_0 = |b_0|, c_0 = |c_0|$ der Atome. Jede Atomebene schneidet ganzzahlige Vielfache dieser Fundamentalabstände ab. Legt man durch die drei kürzesten Identitätsabstände a_0, b_0, c_0 eine Einheitsebene, so ist das Verhältnis der Achsenschnitte jeder anderen Atomebene durch drei ganze Zahlen m, n, p festgelegt. Daran ändert sich auch nichts, wenn die Atomebenen parallel mit sich verschoben werden bis sie makroskopisch als Kristallflächen erscheinen. Dem Verhältnis der Identitätsabstände $a_0:b_0:c_0$ entspricht das makroskopische Achsenverhältnis $a:b:c$ bei gleicher Achsenwahl und richtiger Festlegung der Einheitsfläche.

Das Zonenverbandsgesetz ergibt sich unmittelbar daraus, daß alle Kristallkanten parallel zur Raumgittergeraden liegen, und daß durch je zwei solche Geraden eine Atomebene bestimmt ist, die als solche eine mögliche Kristallfläche darstellt.

Das Gesetz von der Konstanz der Neigungswinkel oder, was dasselbe besagt, von der Konstanz der Flächennormalen beruht auf der dualen Beziehung zwischen Raumgittergeraden und Netzebenenormalen, die in der Zuordnung von Raumgitter und Polargitter (reziprokes Gitter P. P. Ewald) ihren geometrischen Ausdruck findet.

E. Schiebold.

Näheres s. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie, Berlin, Gebr. Borntraeger, 1920. F. Rinne, Anleitung zur kristallogr. Formenlehre. Leipzig 1922. P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen. Berlin 1923. E. Schiebold im Gehlhoft, Lehrbuch der technischen Physik. III. Bd., Kristallphysik.

Kristallographische Symbole. Sowohl für die Darstellung der Kristallformen wie für die Prüfung der physikalisch-chemischen Eigenschaften der Kristalle sind genaue Bezeichnungen der Flächenlagen und Kantenrichtungen mit Bezug auf das kristallographische Achsenkreuz notwendig.

Flächensymbole: Die Lage einer Kristallfläche am Achsenkreuz ist durch die Größe und das Vorzeichen ihrer drei Achsenschnitte festgelegt. Die in Fig. 1 gezeichnete Kristallfläche hat als Achsenschnitte die drei Strecken a_1, b_1, c_1 , die mit positiven Vorzeichen behaftet sind, da sie auf die positiven Achsenrichtungen a, b, c fallen. Die Festlegung geschieht stets in der Reihenfolge a, b, c .

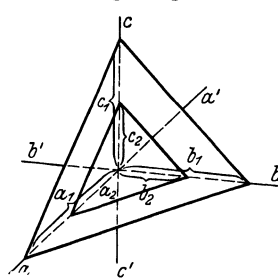


Fig. 1. Achsenschnitte von Kristallflächen.

Solange der Kristall als Kontinuum erscheint, verhalten sich alle parallele Kristallflächen gleichartig und ihr Zentralabstand spielt zur Kennzeichnung keine Rolle, falls es nicht bei speziellen Zwecken (z. B. Bestimmung von Wachstumsgeschwindigkeiten) darauf ankommt. Auch ist zu beachten, daß die meisten natürlichen Kristalle durch Störungen bei ihrer Bildung verzerrt erscheinen. Es genügt daher zur eindeutigen Festlegung einer Fläche F_1 die Bestimmung des Verhältnisses der Achsenschnitte $a_1:b_1:c_1$ anzugeben. Ist für eine zweite nicht parallele Kristallfläche F_2 das Verhältnis der Achsenschnitte $a_2:b_2:c_2$ (Fig. 2), so müssen wir es mit drei Faktoren h, k, l multi-

plizieren, um das Verhältnis $a_1:b_1:c_1$ zu erhalten, bzw. das letztere mit drei Faktoren m, n, p multiplizieren, um das Verhältnis $a_2:b_2:c_2$ zu erhalten, so daß:

$$h a_2 : k b_2 : l c_2 = a_1 : b_1 : c_1 \text{ und} \\ a_2 : b_2 : c_2 = m a_1 : n b_1 : p c_1 \text{ wird.}$$

Die kristallographische Erfahrung lehrt in Übereinstimmung mit der Vorstellung vom Raumgitterbau der Kristalle, daß die Faktoren h, k, l ebenso wie die Faktoren m, n, p für zwei beliebige Kristallflächen im allgemeinen im Verhältnis ganzer (einfacher) Zahlen zueinander stehen (vgl. kristallographische Grundgesetze).

Man kann unbeschadet der Allgemeinheit eine (meist besonders charakteristische) Kristallfläche aus der Schar herausgreifen und ihr die Faktoren $m:n:p = h:k:l = 1:1:1$ zuordnen. Diese Fläche heißt die Grundfläche oder Einheitsfläche, sie bestimmt das Verhältnis $a_1:b_1:c_1 = a:b:c$ der Maßstabeinheiten (Parameter) in den drei Achsenrichtungen a, b, c und damit die Metrik des Kristallgebäudes. Das Parameterverhältnis $a:b:c$ heißt das Achsenverhältnis und ist im allgemeinen irrational.

Eine beliebige Kristallfläche hat daher mit Bezug auf die Einheitsfläche das Verhältnis der Achsenschnitte: $ma:nb:pc$, das aus dem Zonenverband oder mit Hilfe von Winkelmessungen gefunden wird. Dieses Verhältnis heißt das Weißsche Flächensymbol. Zur bequemeren Ermittlung verschiebt man die Kristallflächen parallel mit sich selbst, bis sie auf der b -Achse gerade die Einheit abschneiden (vgl. Fig. 2). Die in der Fig. gezeichnete

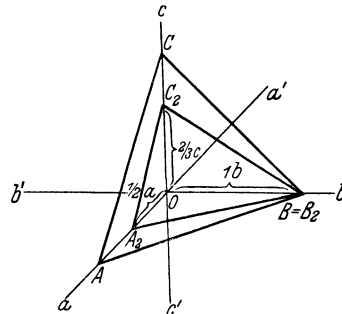


Fig. 2. Kennzeichnung der Flächenlage durch Achsenschnitte (Weißsche Symbole).

Fläche A, B, C hat das Symbol: $1a:1b:1c$, die Fläche A_2, B_2, C_2 das Symbol $1/2a:1b:2/3c$. Geht eine Fläche einer Achse parallel, so wird der

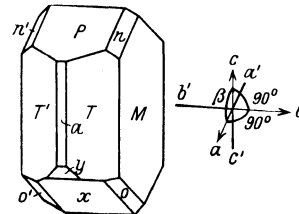


Fig. 3. Achsenkreuz und Lage der Kristallflächen beim Kalifeldspat (Orthoklas).

betreffende Koeffizient unendlich. Bei Flächen, die die negativen Richtungen der Achsen a', b' schneiden, schreibt man statt $ma:nb:pc$ nach Weiß $ma':nb':pc'$. Zum Beispiel haben beim Orthoklas (Fig. 3) die Flächen bezüglich der dick

ingezeichneten Kristallachsen a, b, c die Weißschen Symbole: $M = \infty a : 1 b : \infty c$, $P = \infty a : \infty b : 1 c$, $a = 1 a : \infty b : \infty c$, $T = 1 a : 1 b : \infty c$, $T' = 1 a : 1 b' : \infty c$, $x = 1 a : \infty b : 1 c'$, $o = 1 a : 1 b : 1 c'$, $y = \frac{1}{2} a : \infty b : 1 c'$. Denkt man sich die Achsenabschnitte der Kristallflächen mit den Parametern a, b, c als Einheitsmaßstäbe gemessen, so genügt zu ihrer Festlegung vollständig die Angabe der Zahlenverhältnisse $h:k:l$ bzw. $m:n:p$. Durch Erweiterung bzw. Kürzung werden die Zahlen h, k, l einer Fläche (F_2) auf teilerfremde ganze Zahlen gebracht. Sie heißen die (Millerschen) Indizes der Kristallfläche, bezogen auf die Einheitsfläche mit dem Achsenverhältnis $a:b:c$, und der Ausdruck (hkl) heißt das Flächensymbol. Die Einheitsfläche wird durch das Symbol (111) dargestellt. Der Zusammenhang mit den Weißschen Symbolen ist nach Obigen durch die Gleichungen: $h a_2 : k b_2 : l c_2 = a : b : c$ oder $a : b : c = a/h : b/k : c/l = ma : nb : pc$ gegeben, wonach die Indizes hkl die Reziproken der Koeffizienten m, n, p der Achsenabschnitte sind.

Dem Weißschen Symbol z. B. $\frac{1}{2} a : b : \frac{2}{3} c = 3a : 6b : 4c$ einer Fläche F_2 (Fig. 2) entsprechen die Indizes $h:k:l = \frac{1}{3} : \frac{1}{6} : \frac{1}{4}$ oder auf teilerfremde

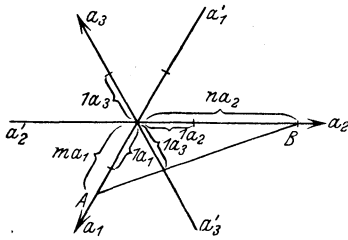


Fig. 4. Trigonaies (Bravais'sches) Achsenkreuz und Bezeichnung der Flächenlage. A B Spur der Fläche mit den Achsenabschnitten: ma_1, na_2, pa_3 , wo $m = \frac{1}{2}, n = 3$ ist.

ganze Zahlen gebracht: $h:k:l = 4:2:3$, das Symbol lautet (423) . Umgekehrt gelangt man vom Millerschen Symbol (423) zu den Achsenabschnitten $ma:nb:pc = \frac{1}{4}a : \frac{1}{2}b : \frac{1}{3}c = \frac{1}{2}a : 1b : \frac{2}{3}c$, wenn man den Koeffizienten von $b = 1$ macht. Die Indizes, welche sich auf negative

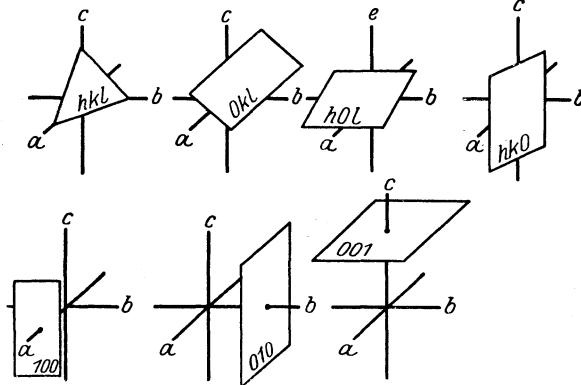


Fig. 5. Die sieben Hauptfälle der Flächenlage am kristallographischen Achsenkreuz.

Achsenabschnitte beziehen, werden oben mit Minusstrichen versehen, z. B. hat die Fläche: $\frac{1}{2} a : b : \frac{2}{3} c'$ die Indizes $(4\bar{2}3)$. Hiernach ermittelt man in Fig. 3 die Indizes der Flächen M, P, a, T, T', x, o, y der Reihe

nach zu $(010), (001), (100), (110), (\bar{1}10), (10\bar{1}), (11\bar{1}), (20\bar{1})$, da $1/\infty = 0$ ist.

Besonderheiten der Flächenbezeichnung treten bei Benutzung des Bravais'schen Achsenkreuzes trigonaler und hexagonaler Kristalle auf. Obwohl hier die Achsenabschnitte auf der Vertikalachse c und zwei Nebenachsen a_1 und a_2 genügen, verwendet man der Symmetrie halber auch den Schnitt auf der dritten Nebenachse a_3 . Die Fläche wird nach Weiß parallel verschoben, bis sie die negative Achse a'_3 (vgl. Fig. 4) in dem Einheitsabstand a schneidet, sie würde dann das allgemeine Weißsche Symbol: $ma : na : a' : pc$ erhalten. Aus der Fig. 4 ist leicht zu erkennen, daß zwischen den Koeffizienten m und n wegen der Überbestimmung die Beziehung $n = m/(m-1)$ oder $m = n/(n-1)$ besteht, z. B. $ma_1 : na_2 : a'_3 : pc = 3/2a_1 : 3a_2 : a'_3 : 4c$. Das Millersche Symbol lautet hier allgemein $(h\bar{i}k\bar{l})$ in der Reihenfolge der Achsen a_1, a_2, a'_3, c , wobei bereits die negative Richtung von a_3 berücksichtigt ist. Der Parallelverschiebung nach der Einheit von a'_3 entspricht die Division durch k , wonach $m = h/k, n = i/k, p = l/k$ wird. Aus der Beziehung zwischen m und n folgt, daß $h + i = k$ ist, d. h. der dritte Index k berechnet sich als Summe der beiden ersten Indizes h, i .

Allgemein sind hinsichtlich der Lage einer Fläche zum Achsenkreuz sieben Hauptfälle zu unterscheiden, die in der Fig. 5 veranschaulicht sind.

1. Die Fläche geht zwei Achsen parallel, sie wird soweit parallel verschoben, bis sie die dritte Achse in der Einheit ihres Parameters schneidet:

- a) Fläche $\parallel b, c$
Symbol: $1a : \infty b : \infty c$ oder (100) ;
- b) Fläche $\parallel c, a$
Symbol: $\infty a : 1b : \infty c$ oder (010) ;
- c) Fläche $\parallel a, b$
Symbol: $\infty a : \infty b : 1c$ oder (001) .

2. Die Fläche geht einer Achse parallel:

- a) Fläche $\parallel a$
Symbol: $\infty a : nb : pc$ oder $(0kl)$ z. B. (021) ;
- b) Fläche $\parallel b$
Symbol: $ma : \infty b : pc$ oder $(h0l)$ z. B. (102) ;
- c) Fläche $\parallel c$
Symbol: $ma : nb : \infty c$ oder $(hk0)$ z. B. (120) .

Die Fläche geht keiner Achse parallel. Das allgemeine Symbol ist $ma : nb : pa$ oder (hkl) , wo m, n, p bzw. (hkl) beliebige ganze teilerfremde Zahlen sind.

b) Bezeichnung von Kanten und Richtungen der Kristalle.

Den Kristallkanten als Schnittkanten von Kristallflächen sind im Kristall gleichwertige parallele Richtungen zugeordnet. Es ist daher zu ihrer Festlegung am Achsenkreuz gestattet, jeder Kante einen durch den Nullpunkt gelegten Vektor zuzuordnen, dessen Komponenten bezüglich der kristallographischen Achsen die Werte au, bv, cw haben, wo nach dem Parametergesetz die Koeffizienten u, v, w einfach rationale Zahlen sind. Mißt man die Längen der Komponenten mit den zugehörigen Parametern a, b, c als Einheitsmaßstäben und bringt das Verhältnis der

Koeffizienten $u : v : w$ durch Erweitern oder Kürzen auf ganze teilerfremde Zahlen, so heißen diese Zahlenwerte die Indizes der Kristallkante. Der Ausdruck $[uvw]$ (in eckigen Klammern im Gegensatz

zum Flächensymbol) stellt das Symbol der Kante dar. Negative Komponenten werden wie oben durch Minuszeichen über den Indizes kenntlich gemacht. Es sind wieder sieben verschiedene Lagen zum Achsenkreuz möglich, die in Fig. 6 veranschaulicht sind:

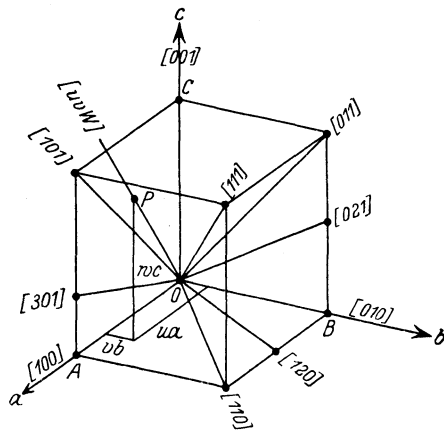


Fig. 6. Bezeichnung von Zonenachsen und Kristallkanten bzw. Gittergeraden.

1. Kanten in Richtung einer kristallographischen Achse

a) $\parallel a = [100]$, $\beta \parallel b = [010]$, $\gamma \parallel c = [001]$.

2. Kanten parallel einer Achsenebene

a) $\parallel bc = [0vw]$, $\beta \parallel ca = [u0w]$, $\gamma \parallel ab = [uv0]$.

3. Beliebige Lage zu den Kristallachsen $[uvw]$. Bei trigonalen und hexagonalen Kristallen mit Bravaischen Achsenkreuz beziehen sich $[uvw]$ auf die a_1 , a_2 - und c -Achse. Zur eleganten Symbolisierung mit Kennzeichnung der Symmetrieverhältnisse sind entsprechend den Flächensymbolen auch viergliedrige Zonensymbole notwendig (L. Weber).

E. Schiebold.

Näheres s. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Berlin, Gebr. Borntraeger 1920. F. Rinne, Anleitung zur kristallograph. Formenlehre. Leipzig 1922. E. Schiebold, im Gehlhoff, Lehrbuch der techn. Physik III. Bd. Kristallphysik.

Kristallographische Symmetrieelemente. Unter kristallographischer Symmetrie versteht man die Gesamtheit aller linearen Deckoperationen, die physikalisch gleichwertige Richtungen eines Kristalles ineinander überführen, oder wie man

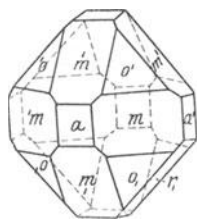


Fig. 1. Bleiglanzkrystall als Kombination von Würfeln: $a = [100]$, Rhombendodekaeder: $m = [110]$ und Oktaeder: $o = [111]$.

Beispiel des Bleiglanzes Fig. 1 sind die drei Flächen a , a' und die parallelen Gegenflächen gleichwertige Flächenpaare, ebenso die zwölf Flächen $m, m' \dots$ und die acht Flächen

auch sagt, den Kristall mit sich selbst zur Deckung bringen. Da in physikalisch gleichwertigen Richtungen auch die Wachstumsgeschwindigkeiten einander gleich sind, erscheinen die Idealgestalten der Kristalle schon rein äußerlich symmetrisch gebaut, indem sich die kristallographischen Ornamente (Flächen, Kanten, Ecken) in gesetzmäßigem Wechsel wiederholen, d. h. gleichartige Lage, gleiche Gestalt und gleiche physikalische Beschaffenheit aufweisen. Im

$o, o' \dots$; entsprechendes gilt auch für die Kanten und Ecken des Kristalles. In Fig. 2 ist ein Quarzkristall mit hexagonaler Symmetrie in idealer Ausbildung gezeichnet (Fig. links) mit Kombination von $m =$ hexagonales Prisma und $r = (+)$ und $(-)$ Rhomboeder im Gleichgewicht. An dem verzerrten

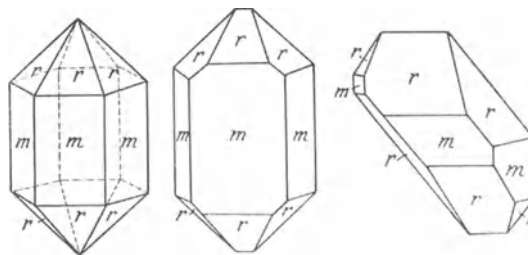


Fig. 2. Quarzkristall mit idealer (links) und verzerrter Ausbildung der Flächenbegrenzung infolge Verschiedenheit der Zentralabstände gleichartiger Flächen.

Kristall der Fig. 2 (mittlere und rechte Fig.) erscheint die Gleichheit der Gestalt und Lage gleichwertiger Flächen aufgehoben wegen der durch äußerliche Einflüsse bedingten Verschiedenheit der Zentralabstände; die physikalische Gleichwertigkeit der Richtungen gibt sich aber durch die Konstanz entsprechender Neigungswinkel zu erkennen. (Gesetz von N. Steno 1669).

Die linearen Deckoperationen sind: 1. die Drehung, 2. die Spiegelung, 3. die Parallelverschiebung, und die aus ihnen zusammengesetzten Operationen. In allen Fällen, wo der Kristall als ein homogenes Kontinuum betrachtet werden kann, sind nur die Drehungen und Spiegelungen und ihre Kombinationen unterscheidbare Symmetrieelemente. Ihre Ausführung ist an gewisse geometrische Gebilde (Punkte, Gerade, Ebenen) gebunden, die als kristallographische Symmetrieelemente bezeichnet werden. Die Drehungen erfolgen um bestimmte Richtungen: die Symmetrieachsen, die Spiegelung erfolgt an den Spiegel- oder Symmetrieebenen. Symmetrieachsen und -Ebenen stellen die einfachsten Symmetrieelemente dar.

1. Symmetrieachsen; Drehungsachsen, Gyren. Ein Kristall besitzt Drehungssymmetrie, wenn seine physikalisch gleichwertigen Richtungen (z. B. die Kristallflächennormalen) durch Drehung um

Tabelle 1.

Kristallographische Drehungsachsen (Gyren).

Benennungen	Drehwinkel	Zähligkeit	Symbol
Zweizählige Achse Digonale Achse Digyre	180°	$n = 2$	●
Dreizählige Achse Trigonale Achse Trigyre	120°	$n = 3$	▲
Vierzählige Achse Tetragonale Achse Tetragyre	90°	$n = 4$	■
Sechszählige Achse Hexagonale Achse Hexagyre	60°	$n = 6$	⬠

bestimmte Symmetrieeachsen und um bestimmte Drehwinkel ineinander übergeführt werden. Die Drehwinkel α werden in Bruchteilen von 360° ausgedrückt: $\alpha = 360^\circ/n$, wo die dem kleinsten Drehwinkel entsprechende Zahl „n“ die Zähligkeit der Symmetrieechse bedeutet. Die Auffassung der Kristalle als Verkörperung des homogenen Diskontinuums bedingt in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß die Zähligkeit der kristallographischen Symmetrieeachsen auf die Werte $n = 1, 2, 3, 4, 6$ beschränkt ist. In der Tabelle sind die möglichen Symmetrieeachsen unter Angabe der Drehwinkel, Zähligkeiten, Bezeichnungen und Symbole zusammengestellt (Kristallographisches Grundgesetz.) (Tabelle 1.)

Dazu kommt als Trivialfall die einzählige Achse, monogale Achse oder Monogyre (●) mit dem

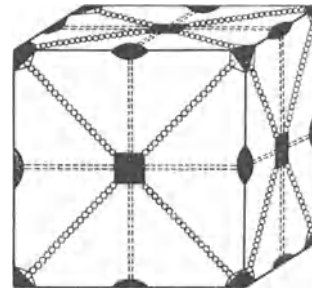
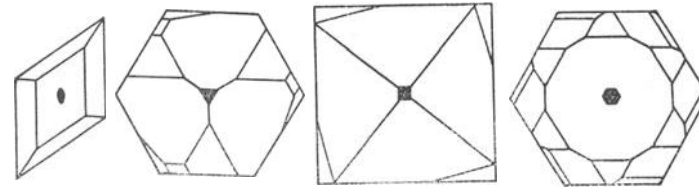
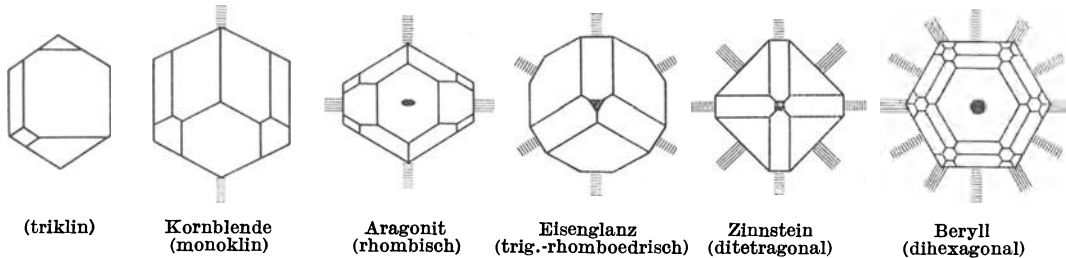


Fig. 5. Symmetrie eines kubisch-koloedrischen Kristalles. 3 Tetragyren, 4 Trigyre (zugleich Hexagyroiden), 6 Digyre, 3 Symmetrieebenen // Würfel- und 6 Symmetrieebenen // Rhombendodekaederflächen, 1 Symmetriezentrum (im Kristallmittelpunkt).



Gips (monoklin) β = Quarz [Linksquarz] (trigonal) Scheelit (tetragonal) Apatit (hexagonal)
Fig. 3. Kristallographische Ornamente mit 2-, 3-, 4- und 6-zähligen Drehungsrhythmus.



(triklin) Korbblende (monoklin) Aragonit (rhombisch) Eisenglanz (trig.-rhomboedrisch) Zinnstein (ditetragonal) Beryll (dihexagonal)
Fig. 4. Kristallographische Ornamente mit 0, 1, 2, 3, 4 und 6 vertikalen Spiegelebenen, Kopfbilder von Kristallen.

Drehwinkel $\alpha = 360^\circ$ ($n = 1$), die keine eigentliche Symmetrieechse darstellt und deshalb durch jede Richtung im Kristall gelegt werden kann. Als Beispiel sei auf die kristallographischen Ornamente der Fig. 3 hingewiesen, die den zwei-, drei-, vier- und sechszähligen Rhythmus der Drehungssymmetrie zeigen.

2. Symmetrieebenen, Spiegelebenen. Eine Symmetrieebene teilt den Kristall in zwei Hälften, die sich wie Gegenstand und Spiegelbild verhalten. Dem kristallographischen Grundgesetz zufolge gibt es nur Kristalle mit ein, zwei, drei, vier, fünf, sechs, sieben oder neun Symmetrieebenen, von denen Beispiele und Kombinationen mit Drehungsachsen in Fig. 4 und 5 wiedergegeben sind.

2b. Drehspiegelungsachsen bzw. -Ebenen. Die Drehspiegelung stellt eine Deckoperation der Kristalle dar, die aus einer Drehung um eine Symmetrieechse (Drehspiegelachse) mit gleichzeitiger Spiegelung an einer zur Achse senkrecht stehenden Ebene (Drehspiegelebene) zusammengesetzt ist. Die Drehspiegelachse oder Gyroide kann wieder nur die Zähligkeit 1, 2, 3, 4 und 6 haben, wie in der Tabelle 2 ausgeführt ist. Die einzählige Drehspiegelachse (Monogyroide) ist mit der Symmetrieebene identisch.

Tabelle 2.
Kristallographische Drehspiegelachsen (Gyroiden).

Benennung	Drehwinkel	Zähligkeit	Symbol	Bemerkung
Zweizählige Drehspiegelachse Digyroide	180°	$n = 2$	$\diamond = Z$	Richtung der Digyroide unbestimmt. Sie ist identisch mit ein. Symmetriezentrum (S. Z.)
Dreizählige Drehspiegelachse Trigyroide	120°	$n = 3$	$\Delta = \blacktriangle + S. E.$	Die Trigyroide zerfällt in eine Trigyre + 1 dazu senkrechte S. E. Keine eigentliche Drehspiegelachse
Vierzählige Drehspiegelachse Tetragyroide	90°	$n = 4$	\blacksquare	Die Tetragyroide ist zugleich Digyre
Sechszählige Drehspiegelachse Hexagyroide	60°	$n = 6$	\blacklozenge	Die Hexagyroide ist zugleich Trigyre, sie liefert den gleichen Effekt wie $1 \blacktriangle + 1 S. Z.$

In den Figuren 6a—6c sind die Drehspiegelachsen in ihren Wirkungen auf eine beliebige Fläche dargestellt. Ein Kristall besitzt danach ein Symmetriezentrum, wenn zu jeder Fläche die parallele Gegenfläche vorhanden ist.

An Stelle der Drehspiegelachsen werden zur Herleitung der Kristallklassen (vgl. Kristallklassen) auch die Drehinversionsachsen verwendet. Die Drehinversion stellt eine Deckoperation der Kristalle dar, die aus einer Drehung um eine Symmetrieachse (Drehinversionsachse) und gleichzeitiger Inversion an einem auf der Achse (im Kristallmittelpunkt gedachten) Symmetriezentrum zusammengesetzt werden kann.

In den Figuren 7a—7c ist die Wirkung einer 3- bzw. 4- bzw. 6-zähligen Drehinversionsachse auf ein Teilchen dargestellt. Die Reihenfolge der eingeschriebenen Zahlen gibt die Reihenfolge der Flächenlagen an, die bei der Drehinversion entstehen.

Zusammenfassend sind die äußerlich wahrnehmbaren verschiedenen Symmetrieelemente der kristallisierten Materie:

1. die Digyre, Trigyre, Tetragyre, Hexagyre,
 2. die Spiegelebene, 3. das Symmetriezentrum, die Tetragyroide, die Hexagyroide. *E. Schiebold.*
- Näheres s. F. Rinne, Einführung in die kristallogr. Formenlehre, Leipzig 1922. — P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie, Berlin 1926.

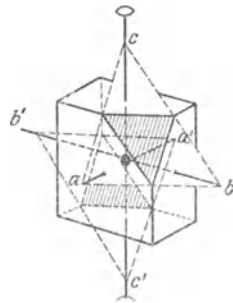


Fig. 6a. Schema einer zweizähligen Drehspiegelachse (Symmetriezentrum).

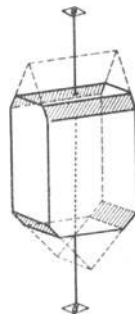


Fig. 6b. Schema einer vierzähligen Drehspiegelachse.

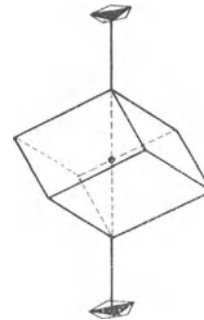


Fig. 6c. Schema einer sechszähligen Drehspiegelachse.

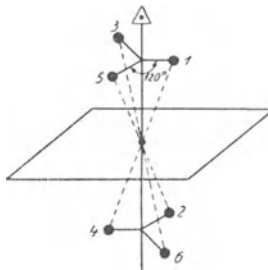


Fig. 7a. Schema einer dreizähligen Drehinversionsachse. (Gleicher Effekt wie bei einer sechszähligen Drehspiegelachse).

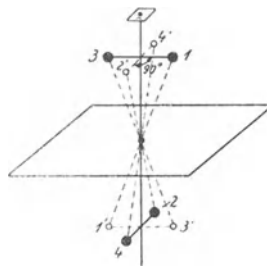


Fig. 7b. Schema einer vierzähligen Drehinversionsachse. (Gleicher Effekt wie bei einer vierzähligen Drehspiegelachse).

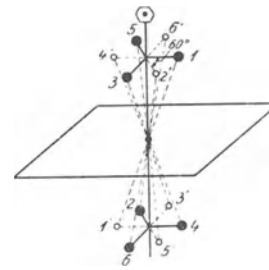


Fig. 7c. Schema einer sechszähligen Drehinversionsachse. (Gleicher Effekt wie bei einer dreizähligen Drehspiegelachse).

Kristallographische Urformen. Als kristallographische Urformen (Stufen) bezeichnet man nach G. Tschermak, F. Rinne und J. Beckenkamp die fünf denkbar einfachsten Komplexe gleichwertiger Flächen, die durch die Operationen der Drehung, Spiegelung und Drehspiegelung entstehen:

1. Der Trivialfall eines aus einer einzigen Fläche bestehenden Komplexes heißt Pedion (Prinzip der Identität). (Fig. 1a.)
2. Die aus Fläche und paralleler Gegenfläche bestehende Form heißt Pinakoid (Prinzip der Inversion, Zentrosymmetrie, entsprechend dygyroidischem Rhythmus). (Fig. 1b.)
3. Der Flächenkomplex, welcher aus zwei durch eine Digyre miteinander verbundenen Flächen besteht, heißt Sphenoid (Prinzip der Umklappung, digyrischer Rhythmus). (Fig. 1c.)

4. Der Flächenkomplex aus zwei durch eine Spiegelebene einander zugeordneten Flächen heißt Doma (Prinzip der Spiegelung). (Fig. 1d.)

5. Der vierflächige Komplex, welcher aus der Kombination von Doma und Sphenoid oder von Doma und Pinakoid bzw. Sphenoid und Pinakoid hervorgeht, heißt Gyrodoma oder Prisma. (Fig. 1e.)

In den umstehenden Figuren 1a—1e ist jeweils das Schema der Urform und ihre Anlage am Kristall, sowie ihre Gadolinsche Projektion angegeben. Als Symbole der Urformen werden nach Tschermak-Rinne die Bezeichnungen p = Pedion, pi = Pinakoid, s = Sphenoid, d = Doma, sd = Prisma gebraucht.

Das Prinzip der kristallographischen Urformen ergibt mit einem Minimum von Grundbegriffen einen vollständigen Überblick und auch eine Ab-

leitung der 32 Kristallklassen, daneben auch über die für jede Kristallklasse bestehenden Flächenformen und ihre Flächensymmetrien. Es ist zuerst von G. Tschermak angewendet worden, der die fünf Urformen als 1.—5. Stufe bezeichnet. Später haben Beckenkamp, sowie F. Rinne Ableitungen und Schemata der 32 Kristallklassen mit Hilfe der Urformen angegeben. Die Beckenkampsche Symbolisierung hat den Vorzug der

mathematisch einwandfreien Begründung. Die größte Verbreitung hat die in ihrer Einfachheit unübertreffliche Symbolisierung von F. Rinne gefunden, die hier ebenfalls benutzt wird.

In der Tabelle ist der Plan der 32 Kristallklassen nach der Verknüpfung der fünf Urformen mit dem 1, 2, 3, 4, 6 und tetraedrischen (tetraedrischen) nach J. Beckenkamp) Drehungs- und dem 4- und 6-zähligen Drehinversionsrhythmus nach

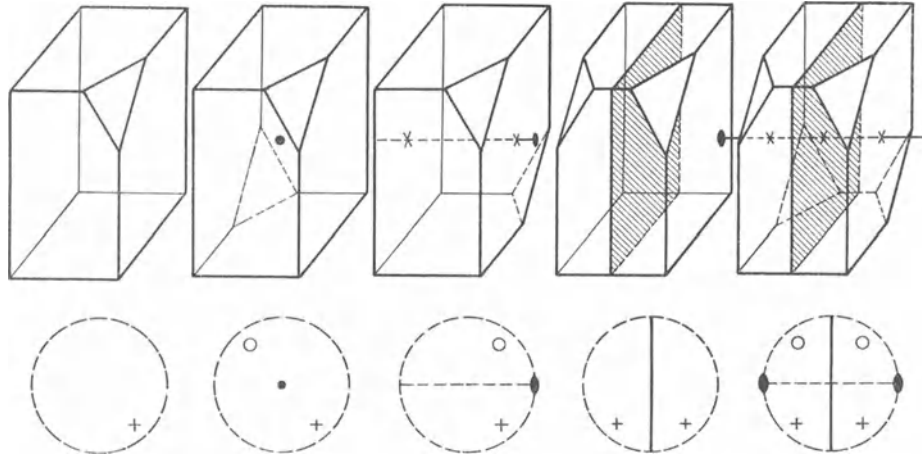


Fig. 1a—1e. Kristallographische Urformen (Stufen) nach Tschermak-Rinne-Beckenkamp und ihre stereographischen Projektionsbilder.

Tabelle.

Herleitung der 32 Kristallklassen aus den Urformen nach F. Rinne.

Urform →	I. Gyrische Herleitung					II. Gyroidische Herleitung	
	1. Pediton (p)	2. Pinakoid (pi)	3. Sphenoid (s)	4. Doma (d)	5. Gyrodoma (sd)	1a. Pediton (p)	3a. Sphenoid (s)
Urformen für sich Triklines und monoklines System	p pedial	pi pina- koidal	s sphen- oidisch	d do- matisch	m pris- matisch	—	—
Zweizähliger Rhythmus der Urformen	(2 p = s)	[2 pi = (sd)]	2 s	2 d	2 (sd)	—	—
Rhombisches System	—	—	digyrisch- sphenoid.	digyrisch- domat.	digyrisch- gyrodom.	—	—
Dreizähliger Rhythmus der Urformen	3 p	3 pi	3 s	3 d	3 (sd)	—	—
Trigonales System	trigyr. pedial	trigyr. pinak.	trigyr. sphenoid.	trigyr. domat.	trigyr. gyrodom.	—	—
Vierzähliger Rhythmus der Urformen	4 p	4 pi	4 s	4 d	4 (sd)	4 p	4 s
Tetragonales System	tetragyr. pedial	tetragyr. pinak.	tetragyr. sphenoid.	tetragyr. domat.	tetragyr. gyrodom.	tetra- zentro- gyroid. pedial	tetra- zentro- gyroid. sphenoid.
Sechszähliger Rhythmus der Urformen	6 p	6 pi	6 s	6 d	6 (sd)	6 p	6 s
Hexagonales System	hexagyr. pedial	hexagyr. pinak.	hexagyr. sphenoid.	hexagyr. domat.	hexagyr. gyrodom.	zentro- hexagyr. pedial	zentro- hexagyr. sphenoid.
Tetraedrisches Rhythmus der Urformen	t p	t pi	t s	t d	t (sd)	—	—
Kubisches (isometri- sches) System	tetraedr. pedial	tetraedr. pinak.	tetraedr. sphenoid.	tetraedr. domat.	tetraedr. prismat.	—	—

F. Becke sowie F. Rinne und E. Schiebold angegeben.

Die Horizontalreihen der Tabelle sind durch gleichen Rhythmus, die Vertikalreihen durch gleiche Urformen ausgezeichnet. 2p und 2pi sind wegen ihrer Identität mit s und (sd) eingeklammert und nur wegen der Vollständigkeit der Ableitung verzeichnet. t bezeichnet den tetraedrischen (kubischen) Rhythmus, z. B. td = kubisch-domatische = hexakistetraedrische Kristallklasse. 4 bedeutet tetragryoidischen Drehinversionsrhythmus, 6 trigryoidischen Drehspiegelungsrhythmus.

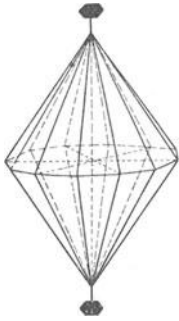


Fig. 2. Dihexagonale Dipyramide erzeugt durch hexagryrische Wiederholung des Prismas 6 (sd).

Die Zuordnung zu den in Artikel „Kristallklassen“ in der Tabelle verzeichneten Klassen geht aus den dort angegebenen Spalten 4 und 10 hervor. Es bedeutet z. B. 6(sd) den hexagryrischen Rhythmus in Verbindung mit dem Prisma, dies ergibt die hexagryrisch-prismatische Klasse. Die allgemeinste Flächenform stellt hier einen Komplex von $6 \times 4 = 24$ jeweils zu je zwei in spiegelbildlicher Stellung und zwei in digryrischer Stellung befindlicher Schrägflächen d. i. eine dihexagonale Dipyramide dar (vgl. Fig. 2). Die Grothsche Klassenbezeichnung lautet daher: dihexagonal-dipyramidal.

E. Schiebold.

Näheres s. P. v. Groth, Elemente der physikalischen und chemischen Kristallographie, München 1921. G. Tschermak, F. Becke, Lehrbuch der Mineralogie, Wien und Leipzig 1915. F. Rinne, Anleitung zur kristallogr. Formenlehre, 4./5. Auflage, Leipzig 1922. J. Beckenkamp, Leitfaden der Kristallographie, Berlin 1920. F. Rinne, Zur Nomenklatur der 32 Kristallklassen, Abh. d. Sächs. Akad. d. Wiss., phys.-math. Kl. Bd. XL 1929, Nr. 5.

Kristallographische Zonen. Je zwei Flächen eines Kristalles haben eine gemeinsame Schnittkante. Sind zwei oder mehrere dieser Schnittkanten einander parallel, so bildet die Gesamtheit der schneidenden Flächen, oder das Flächenbüschel eine kristallographische Zone, die Flächen sind tautozonal. Die durch den Kristallmittelpunkt gelegte Richtung der parallelen Schnittkanten heißt die Zonenachse. Meist sind an demselben Kristall mehrere Zonen ausgebildet, die durch den Parallelismus der Kanten, besonders unter Zuhilfenahme kristallographischer Projektionsverfahren unmittelbar erkennbar sind. Im Reflexionsgoniometer

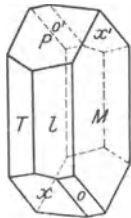


Fig. 1. Kristallographische Zonen an einem Albitkristall.

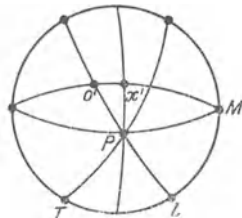


Fig. 2. Stereographische Projektion des nebenstehenden Albitkristalls.

liegen die Reflexe aller Flächen einer Zone auf dem Äquator, falls die Zonenachse parallel zur Zonenachse eingestellt wird. Der Begriff der Zone wurde zuerst von Chr. S. Weiß in der Übersetzung des Hauyschen Lehrbuches 1804 aufgestellt.

Im Beispiel des Albits (Fig. 1) ist die Zone M, l, T mit der Zonenachse [001], M, O, X mit der Zonenachse [101] und P, l, O mit der Zonenachse

[110] zu erkennen. In der beigefügten stereographischen Projektion (Fig. 2) sind die Zonen durch entsprechend liegende größte Kreise dargestellt.

Die Lage der Zonenachse ist durch je zwei nicht parallele Flächen einer Zone festgelegt. Die Bedingung, daß eine Ebene (hkl) eine durch den Nullpunkt gelegte Kante [u, v, w] enthält, lautet: $hu + kv + lw = 0$, daher folgt zur Bestimmung der Zonenachse: $h_1u + k_1v + l_1w = 0$, und $h_2u + k_2v + l_2w = 0$, woraus das Verhältnis $u:v:w = (k_1l_2 - k_2l_1) : (l_1h_2 - l_2h_1) : (h_1k_2 - h_2k_1)$ berechnet wird.

Direkt wird nach Fig. 3 das Zonensymbol [uvw] erhalten als Verhältnis der Koordinaten $ua:vb:wc$

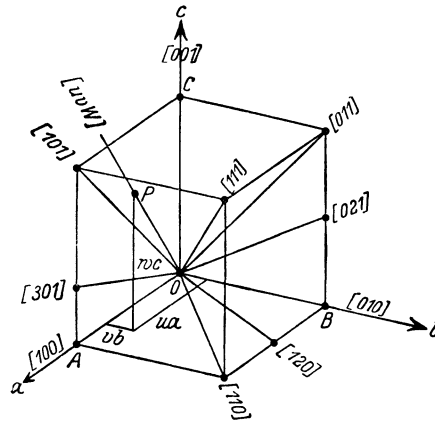


Fig. 3. Ableitung der Zonensymbole aus den Koordinaten eines Punktes der Zonenachse.

einer Kristallrichtung (Zonenachse) bzgl. der Achsen a, b, c. (Auf die Achseneinheiten bezogen wird das Verhältnis $u:v:w$).

Ebenso ist die Lage einer Kristallfläche festgelegt, welche gleichzeitig in zwei bzw. mehreren Zonen liegt. In der Fig. 1 liegt z. B. die Fläche l gleichzeitig in den Zonen M, l, T und P, l, o. Nach den obigen Gleichungen ergibt sich das Flächensymbol (hkl) aus den Zonensymbolen $[u_1v_1w_1] = [001]$ und $[u_2v_2w_2] = [110]$, gemäß $h:k:l = (v_1w_2 - v_2w_1) : (w_1u_2 - w_2u_1) : (u_1v_2 - u_2v_1)$ zu (110).

Allgemein erhält man die Symbole (hkl) der mit $h_1k_1l_1$ und $h_2k_2l_2$ tautozonalen Flächen in der Form: $h = \lambda h_1 + \mu h_2$, $k = \lambda k_1 + \mu k_2$, $l = \lambda l_1 + \mu l_2$, wo λ und μ bestimmte ganze positive oder negative Zahlen sind. $\mu = 0$ entspricht die Fläche $(h_1k_1l_1)$, $\lambda = 0$ die Fläche $(h_2k_2l_2)$. Je kleiner die Zahlenwerte von λ und μ sind, um so häufiger ist erfahrungsgemäß das Auftreten der betreffenden tautozonalen Fläche.

(Komplikationsregel von Junghann, Goldschmidt). Ist $\lambda = \mu = 1$ also: $h = h_1 + h_2$, $k = k_1 + k_2$, $l = l_1 + l_2$, so erhält man die nächst einfachste Fläche, die die Kante zwischen den beiden Ausgangsflächen $(h_1k_1l_1)$ und $(h_2k_2l_2)$ abstumpft. Sind diese beiden Flächen gleichartig, so ist die so bestimmte Fläche die gerade abstumpfende Fläche, d. h. sie bildet mit

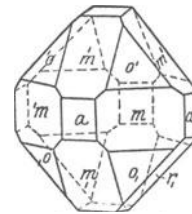


Fig. 4. Gerade Abstumpfung je zweier Würfel Flächen (a) an einem Bleiglanzkrystal.

ihnen gleiche Winkel, wie z. B. die Fläche m a mit den Flächen m , m' , m und mg in Fig. 4.

E. Schiebold.

Näheres s. P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Berlin, Gebr. Borntraeger 1920. F. Rinne, Anleitung zur kristallograph. Formenlehre, 4./5. Aufl. Leipzig 1922.

Krystallolumineszenz. Bei der Ausscheidung von Kristallen aus Lösungen und Schmelzen beobachtet man zuweilen das Auftreten einer Lichterscheinung. Man bezeichnet diese Erscheinung als Krystallolumineszenz. Trautz hat gezeigt, daß wohl alle Fälle von Krystallolumineszenz auf Tribolumineszenz (s. d.) zurückzuführen sind, indem bei der Kristallisation aus den meist übersättigten Lösungen das Leuchten bei plötzlicher Änderung der Kristallform auftritt. *W. Noddack.*

Kristalloptik. Allgemeines: Während in amorphen, durchsichtigen, homogenen Körpern, sowie in Flüssigkeiten und Gasen die optischen Vorgänge von der Richtung der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes völlig unabhängig sind (isotrope Körper), zeigen die Mehrzahl der Kristalle die Eigenschaft der Anisotropie, d. h. eine Abhängigkeit der optischen Eigenschaften von der Richtung.

Diese Abhängigkeit physikalischer Eigenschaften von der Richtung ist schon in der geometrischen Darstellung der Kristallsysteme (s. d.), nämlich in den Achsenkreuzen, veranschaulicht. Kristallographisch verschiedenen Richtungen entsprechen auch physikalisch verschiedene Richtungen. Ähnlich verhält es sich mit den Symmetrien, nur sei hier betont, daß die höhere Symmetrie stets die optische ist (vgl. Physikal. Eigenschaften d. K.).

Die sieben Kristallsysteme lassen sich in drei Hauptgruppen mit ähnlichen optischen Eigenschaften einteilen:

1. Reguläres System: Hier tritt uns der höchste Grad der Symmetrie entgegen. Alle Richtungen sind in optischer Hinsicht gleichwertig; die Kristalle sind also optisch isotrop und den nicht kristallinen Körpern in betreff der Lichtfortpflanzungsgesetze gleichzustellen.

2. Trigonaies, tetragonales und hexagonales System: Alle diese Systeme besitzen eine kristallographische Hauptachse, die zugleich optische Symmetrieachse ist. Die „optisch einachsigen“ Kristalle verhalten sich in der Richtung ihrer Hauptsymmetrieachse wie isotrope Körper. Diese Achse heißt deshalb auch „Achse der Isotropie“ oder „optische Achse“. Ein besonderes Verhalten zeigen die optisch einachsigen Kristalle mit optischem Drehungsvermögen z. B. Quarz.

3. Triklines, monoklines und rhombisches System: Diese Gruppe besitzt keine Hauptachse mehr, sondern zeigt zwei nicht mit kristallographischen Achsen zusammenfallende ausgezeichnete Richtungen ohne Doppelbrechung. Man bezeichnet diese Richtungen als „optische Achsen“ und nennt diese Gruppe daher „optisch zweiachsige Kristalle“ zum Unterschied von den unter 2 erwähnten „optisch einachsigen Kristallen“.

Lichtfortpflanzung in Kristallen: Im optisch homogenen Medium pflanzt sich das Licht nach allen Richtungen geradlinig und mit endlicher Geschwindigkeit fort ($c = 3 \times 10^{10}$ cm/sec = Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume). Der Brechungsindex (n) wird definiert durch die Beziehung:

$$n = \frac{c}{v}$$
, wo v die Lichtgeschwindigkeit in dem betreffenden Medium darstellt.

Betrachten wir die von einem Punkte (O bzw. M) ausgehende Lichtwirkung nach einer bestimmten Zeit, so bilden die Endpunkte infinitesimal benachbarter Lichtstrahlen miteinander eine geschlossene Fläche, „Strahlenfläche“. Nehmen wir die Strahlenfläche der Bezugszeit von einer Sekunde, so erhalten wir direkt die „Strahlengeschwindigkeiten“ in den verschiedenen Richtungen. Die in der Kristalloptik verwendeten Geschwindigkeiten sind aber nicht die Strahlengeschwindigkeiten, sondern man benutzt die auf den Tangentialebenen der Wellenfläche senkrecht stehenden „Wellennormalengeschwindigkeiten“ oder kurz „Normalengeschwindigkeiten“, welche allein physikalisch meßbar sind. Die Bezugsfläche der Normalengeschwindigkeiten, die „Normalenfläche“, stellt demnach die Fußpunktkurve der Wellenfläche (W) dar (Fig. 1a).

In optisch isotropen Körpern und regulären Kristallen pflanzen sich eine Lichtwelle und der zugehörige Lichtstrahl in gleicher Richtung und

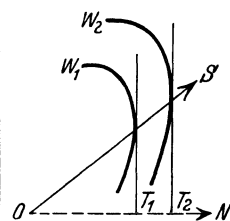


Fig. 1a. Beziehung zwischen Lichtstrahlen (S) und Wellennormalen (N) im anisotropen Kristall. (Normalenfläche = Fußpunktsfläche der Strahlenfläche.)

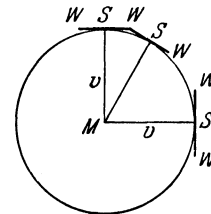


Fig. 1b. Strahlen- (geschwindigkeits-) und Normalenfläche im optisch isotropen Medium.

zwar in jeder Richtung mit derselben Geschwindigkeit v fort. Wir erhalten also als Strahlenfläche und Normalenfläche die gleiche Kugel (Fig. 1b).

1. Optisch einachsige Kristalle.

Die typischen Eigenschaften der optisch einachsigen Kristalle wurden zuerst von Erasmus Bartholinus (1669) am Kalkspat gefunden und später von Huygens, Brewster u. a. erklärt und mehrfach nachgeprüft. Es zeigte sich nämlich, daß ein Lichtstrahl im allgemeinen in zwei Strahlen zerlegt wurde, die sich im Kristall, z. B. im Kalkspat (Isländer Doppelspat), in verschiedener Richtung fortpflanzen, also verschieden gebrochen werden (Fig. 2). Davon befolgt der eine Strahl die ge-

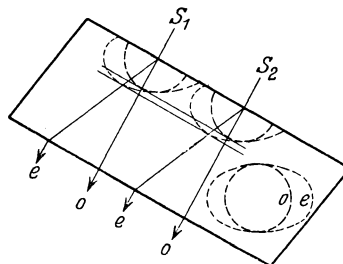


Fig. 2. Verlauf des ordentlichen (o) und außerordentlichen (e) Strahles im Kalkspat. Konstruktion nach dem Huygensschen Prinzip.

wöhnlichen Brechungsgesetze und besitzt in allen Richtungen dieselbe Geschwindigkeit; während der andere Strahl eine Abhängigkeit der Brechung von der Fortpflanzungsrichtung zeigt. Der erste Strahl heißt daher der „ordentliche Strahl“ (o) und der andere der „außerordentliche Strahl“ (e).

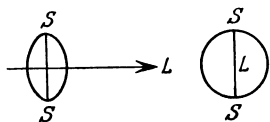


Fig. 3a. Schwingungsart im linear polarisierten Licht.

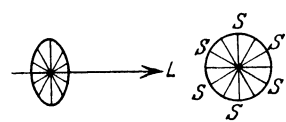


Fig. 3b. Schwingungsart im natürlichen (unpolarisierten) Licht.

Diese beiden Strahlen sind zum Unterschied vom natürlichen Licht, welches in allen Richtungen transversal schwingt, „geradlinig (linear) vollständig polarisiertes Licht“, in dem die Schwingungen in ganz bestimmten Ebenen vor sich gehen (vgl. Fig. 3a und 3b). Bezeichnen wir die durch Strahl und Hauptachse gelegte Ebene als den „Hauptschnitt“, so schwingt der ordentliche Strahl stets senkrecht, der außerordentliche Strahl stets parallel zum Hauptschnitt (Fig. 4).

Im Inneren eines jeden optisch einachsigen Kristalls pflanzen sich demnach zwei verschiedene Strahlen fort, deren Verlauf aus dem Huygensschen Prinzip gefunden wird. Wir erhalten demnach eine doppel-schalige Strahlenfläche, die

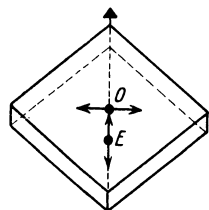


Fig. 4. Doppelbrechung und Schwingungsrichtungen der beiden linear polarisierten Strahlen im Kalkspat.

Die Schale des ordentlichen Strahls stellt eine Kugel dar, die andere Schale ein Rotationsellipsoid, dessen Hauptachsenrichtung mit der kristallographischen Hauptachse zusammenfällt. Die Länge der Hauptachsen des Rotationsellipsoid stellt die beiden „Hauptlichtgeschwindigkeiten“ o und e dar. In der Fig. 5 sind die Strahlengeschwindigkeitsflächen optisch einachsiger positiver und negativer Kristalle dargestellt und zwar links (Fig. 5a) für den Fall eines optisch positiven Kristalles ($e < o$), rechts (Fig. 5b) für den Fall eines optisch negativen Kristalles ($e > o$).

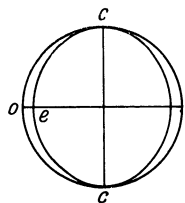


Fig. 5a. Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch positiven Kristalles ($e < o$).

(Meridianschnitte.)

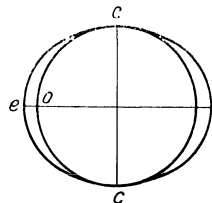


Fig. 5b. Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch negativen Kristalles ($e > o$).

Die Normalenfläche (Wellengeschwindigkeitsfläche) ist ebenfalls doppel-schalig. Sie besteht aus einer Kugel für den o-Strahl und aus einem Ovaloid für den a-o-Strahl (vgl. Fig. 6).

Die beiden Strahlen- und Normalengeschwindigkeiten für eine gegebene Fortpflanzungsrichtung im optisch einachsigen Kristall, sowie die Lage der

Schwingungsrichtungen der zugehörigen Strahlen (Wellen) lassen sich nach Fresnel mit Hilfe eines Rotationsellipsoids ableiten, wie im folgenden gezeigt wird.

Die Lichtgeschwindigkeit (v) und der Brechungsindex (n) (bzw. die Dielektrizitätskonstante ϵ) der optisch anisotropen Medien wird durch je ein Tensortripel dargestellt, während sie im optisch isotropen Medium skalare Größen sind. In optisch einachsigen Kristallen sind zwei Haupttensoren gleich, und die

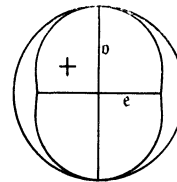


Fig. 6. Normalenfläche eines optisch einachsigen positiven Kristalles. (Meridianschnitt.)

Tensorfläche wird ein Rotationsellipsoid (vgl. Fig. 7a und 7b). Das Rotationsellipsoid mit dem Polarradius e und dem Äquatorialradius o heißt Fresnelsches Ellipsoid (in der Fig. 8a, b im Meridianschnitt dargestellt), es dient zur Konstruktion der Strahlen, insofern als die Halbachsen der Schnittellipse, welche eine zur

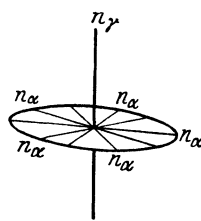


Fig. 7a. Tensorfläche (schematisch) der Brechungsindizes eines optisch einachsigen positiven Kristalles $n_\gamma > n_\alpha$.

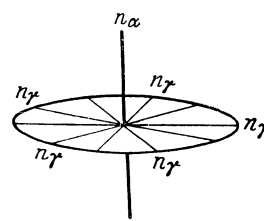


Fig. 7b. Tensorfläche (schematisch) der Brechungsindizes eines optisch einachsigen negativen Kristalles $n_\gamma < n_\alpha$.

gegebenen Fortpflanzungsrichtung senkrechte Diametralebene ausschneidet, nach Größe und Richtung die Geschwindigkeiten und Schwingungsrichtungen der beiden zugehörigen Strahlen darstellen.

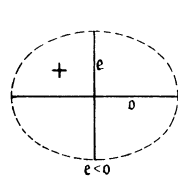


Fig. 8a. Fresnelsches Ellipsoid eines optisch einachsigen positiven Kristalles ($e < o$).

(Meridianschnitte.)

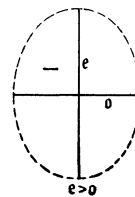


Fig. 8b. Fresnelsches Ellipsoid eines optisch einachsigen negativen Kristalles ($e > o$).

In entsprechender Weise wird ein Rotationsellipsoid mit dem Polarradius $\epsilon = 1/e$ und dem Äquatorialradius $\omega = 1/o$, die sog. Indikatrix zur Bestimmung der Geschwindigkeiten und Schwingungsrichtungen der beiden Wellen, die sich in einer gegebenen Richtung im Kristall fort-pflanzen, benutzt (Fig. 9a und 9b). Die Indikatrix ist praktisch wichtiger als das Fresnelellipsoid, da sich die Brechungsindizes n_γ und n_α durch eine einfache Konstruktion daraus ableiten lassen. (Vgl. u.)

In bezug auf die eben erwähnten Flächen wird die Gruppe der optisch einachsigen Kristalle

noch unterteilt in „optisch positive“ und „optisch negative“ einachsige Kristalle. Bei letzteren ist die Lichtgeschwindigkeit des o-Strahles kleiner als die des eo-Strahles; d. h. das Ellipsoid der Strahlenfläche umhüllt die Kugel. Im anderen Falle dagegen umschließt die Kugel das Ellipsoid, also $o > e$ (vgl. Fig. 5a und 5b). Daraus lassen sich nun leicht die weiteren Bezugsflächen für die beiden Gruppen ableiten.

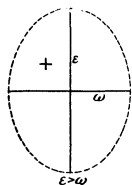


Fig. 9a. Indikatrix eines optisch einachsigen positiven Kristalles.

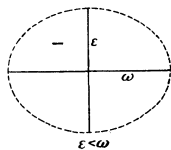


Fig. 9b. Indikatrix eines optisch einachsigen negativen Kristalles.

In der Tabelle 1 sind als Beispiele die optischen Konstanten wichtiger optisch einachsigen Kristalle angegeben. o und e sind die Hauptlichtgeschwindigkeiten, ω und ϵ ihre reziproken Werte, die Hauptbrechungsindizes, $\epsilon - \omega$ ist die „Stärke der Doppel-

brechung“, so daß sich die Kurven für ω und ϵ schneiden, so ändert sich der Sinn der Doppelbrechung beim Durchgang durch die Schnittstelle. So erscheinen z. B. verschiedene Apophyllite für blaues Licht optisch negativ, für rotes optisch positiv und für die mittleren Farben (gelb) isotrop.

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

Die komplizierten Erscheinungen bei optisch zweiachsigen Kristallen wurden zuerst von Biot und Brewster untersucht, und durch Fresnel theoretisch begründet (1822). Bei den optisch zweiachsigen Kristallen sind alle drei Hauptlichtgeschwindigkeiten a, b, c von einander verschieden. Stellt man durch sie die drei Halbachsen eines dreiachsigen Ellipsoides dar, wobei $a > b > c$, so ist dieses Ellipsoid das Fresnelsche Ellipsoid der zweiachsigen Kristalle. Die drei Hauptachsen heißen „optische Symmetrieachsen“ und jede Ebene durch zwei dieser Achsen „optische Symmetrieebene“. Alle Schnittebenen mit Ausnahme zweier Kreisschnitte sind Ellipsen, deren Halbachsen in ähnlicher Weise wie bei den einachsigen Kristallen die Strahlen- und Schwingungsrichtungen in der zur Schnittebene senkrechten Fortpflanzungsrichtung nach Größe und Richtung darstellen. Auf den beiden Kreisschnitten (Radius b) stehen die

Tabelle 1.

Optische Konstanten einiger optisch einachsigen Kristalle (n. Pockels).

Mineral	o	e	ω	ϵ	$\epsilon - \omega$	Optischer Charakter	τ_m	Beobachter
Kalomel $Hg_2Cl_2^1)$. .	0,510	0,385	1,96	2,60	+ 0,64	+	15° 59'	Des Cloizeaux
Natronsalpeter $NaNO_3^2)$	0,63084	0,74917	1,5852	1,3348	- 0,2504	-	9° 50'	Cornu
Kalkspat $CaCO_3^2)$	0,60295	0,67279	1,65850	1,48635	- 0,17215	-	6° 16'	Rudberg
Zirkon $ZrSiO_4^1)$	0,521	0,508	1,92	1,97	+ 0,05	+	1° 28'	Sénarmont
Turmalin ²⁾	0,61103	0,61754	1,6366	1,6193	- 0,0173	-	0° 36'	Miller
Beryll ²⁾	0,63207	0,63466	1,58208	1,57565	- 0,00643	-	0° 14'	Schrauf
Apatit ²⁾	0,60750	0,60912	1,64607	1,64172	- 0,00435	-	0° 09'	Heußer

¹⁾ Werte für rotes Licht. ²⁾ Werte für Na-Licht.

brechung“ und τ_m ist der maximale Winkel des a-o-Strahles mit der zugehörigen Wellennormale, als Maß der Anisotropie wie $\epsilon - \omega$.

Die Differenz der Hauptbrechungsexponenten $n_\gamma - n_\alpha$ bzw. $\epsilon - \omega$ gibt die „Stärke der Doppelbrechung“ an. Da aber die Lichtgeschwindigkeit und somit auch die Strahlenbrechung eine Funktion der Wellenlänge des Lichts ist, so ist auch die Doppelbrechung mit der Wellenlänge veränderlich.

Bei durchsichtigen Kristallen nehmen die Brechungsindizes mit abnehmender Wellenlänge im sichtbaren Spektralgebiet stets zu und lassen sich als Funktion von λ empirisch durch Reihenentwicklungen der Form $n = -A/\lambda^2 + B/\lambda^4 + C/\lambda^6 + \dots$ darstellen, wo A, B, C, \dots positive Konstanten sind. Auf Grund der Elektronentheorie des Lichts wurde diese Formel theoretisch begründet (Drude, Voigt, Born). (Dispersion der Brechung.)

Beispielsweise wurden bei Kalkspat folgende Werte von $\omega, \epsilon, \omega - \epsilon$ beobachtet (Dufet, Sarasin)

λ	ω	ϵ	$\omega - \epsilon$
= 760 $\mu\mu$. .	1,65000	1,48261	0,16739
671	1,65368	48433	16935
589	1,65837	48645	17192
535	1,66267	48842	17425
486	1,66785	49080	17705
397	1,68319	49774	18545
214	1,84580	55993	28587

Die Dispersion des ordentlichen Strahles ist hier viel stärker als die des außerordentlichen Strahles, so daß auch die Doppelbrechung mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Dies ist auch sonst die Regel bei durchsichtigen Kristallen. Ändern sich dagegen die Brechungsindizes ω und ϵ in

optischen „Strahlenachsen“ (Biradialen) senkrecht, die aber nicht direkt beobachtbar sind.

Die praktisch wichtigere Konstruktionsfläche der zweiachsigen Kristalle ist die „Indikatrix“, deren drei Achsen von den drei Hauptbrechungsindizes ($n_\alpha, n_\beta, n_\gamma$) gebildet werden ($n_\alpha < n_\beta < n_\gamma$). Legt man durch die Indikatrix eine Diametralebene senkrecht zu einer gegebenen Fortpflanzungsrichtung (ON), so stellen die Achsen der Schnittellipse (n'_α und n'_β) nach Größe und Richtung die Brechungsindizes und Schwingungsrichtungen der beiden zugehörigen Wellen dar (vgl. Fig. 10). Auch hier treten wieder neben den Schnittellipsen zwei Kreisschnitte mit dem Radius n_β auf, auf denen die beiden (wahren) optischen Achsen (optische Binormalen) senkrecht stehen. Die Ebene der optischen Achsen fällt stets mit der optischen Symmetrieebene durch die größte (n_γ) und kleinste

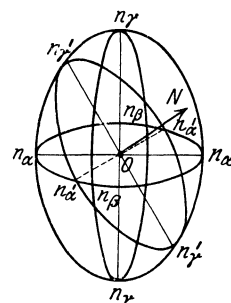


Fig. 10. Konstruktion der Brechungsindizes (n'_α und n'_β) und Schwingungsrichtungen zu einer gegebenen Fortpflanzungsrichtung (ON) mit Hilfe der Indikatrix.

(n_a) Achse der Indikatrix zusammen. Die Halberungslinie des spitzen Winkels ($2v$) der optischen Achsen wird als „I. Bisektrix“ (M_1) oder „erste Mittellinie“, die des stumpfen Winkels als 2. Bisektrix (M_2) oder „zweite Mittellinie“ bezeichnet. Die auf der optischen Achsenebene senkrecht stehende Gerade heißt „optische Normale“ (sie entspricht dem mittleren Brechungsindex n_β). Der $\angle v$ zwischen einer optischen Achse (Binormale) und der I. Mittellinie n_γ hängt mit den Hauptbrechungsindizes durch die Beziehung zusammen:

$$\operatorname{tg} v = \sqrt{\frac{1/n_a^2 - 1/n_\beta^2}{1/n_\beta^2 - 1/n_\gamma^2}}$$

Fällt die erste Mittellinie (M_1) mit der Richtung kleinster Lichtgeschwindigkeit (c) zusammen, so heißt der Kristall „optisch zweiachsig positiv“; bei Zusammenfallen mit der Richtung

Ellipse, wie in Fig. 12 gezeichnet. Die optischen Achsen (Binormalen) stellen die Richtungen dar, zu welchen senkrecht gemeinsame Tangentialebenen (T) (Wellenebenen) an die Schalen der Strahlenfläche gelegt werden können.

Die Wellengeschwindigkeitsfläche (Normalenfläche) der optisch zweiachsigen Kristalle, welche als Fußpunktsfläche der Strahlenfläche erhalten werden kann, ist ebenfalls eine zweischalige Fläche vierter Ordnung und Klasse. Ihre Schnittkurve mit der Ebene der optischen Achsen zerfällt wie in Fig. 13 in einen Kreis (2) und ein Oval (1,3), die sich in den Punkten O. A. schneiden, deren Richtungen die optischen Achsen bezeichnen.

Eine weitere optische Bezugsfläche der doppelbrechenden Kristalle, die namentlich bei den geometrischen Gesetzmäßigkeiten der Brechung und Reflexion des Lichts in Kristallen Vorteile bietet, ist die sog. Indexfläche. Diese doppelschalige Fläche wird erhalten, wenn die zu allen möglichen vorgegebenen Fortpflanzungsrichtungen einer Welle im Kristall zugehörigen Brechungsindizes vom Mittelpunkt des Kristalles als Radiusvektoren abgetragen und die Endpunkte zu einer geschlossenen Fläche vereinigt werden. Aus der Definition folgt, daß die Indexfläche die Reziprokalfläche der Strahlengeschwindigkeitsfläche ist, da allgemein $n_a = 1/a$, $n_\beta = 1/b$, $n_\gamma = 1/c$ ist.

Tabelle 2.

Optische Konstanten einiger optisch zweiachsigen Kristalle für Na-Licht (n. Pockels).

Substanz	a	b	c	n_a	n_β	n_γ	$2v$	2Σ	Optischer Charakter	Beobachter
Rhomb. Schwefel (Schwefel)	0,51270	0,49060	0,44632	1,95047	2,03832	2,24052	72°20'	64°57'	+	Schrauf
Cerussit (Pb CO ₃)	0,55442	0,48163	0,48122	1,80368	2,07628	2,07803	171°46'	170°31'	—	Schrauf
Aragonit (Ca CO ₃)	0,65354	0,59468	0,59316	1,53013	1,68157	1,68589	162°10'	160°23'	—	Rudberg
Baryt (Ba SO ₄)	0,61113	0,61071	0,60681	1,63630	1,63745	1,64797	36°45'	36°31'	+	Heußer
Anhydrit (Ca SO ₄)	0,63710	0,63471	0,61972	1,56962	1,57553	1,61362	43°49'	42°44'	+	Danker
Gips (Ca SO ₄ · 2H ₂ O)	0,65771	0,65677	0,65376	1,52046	1,55260	1,52962	58°05'	57°47'	+	H. Dufet
Glimmer	0,64067	0,62730	0,62511	1,5609	1,5941	1,5997	136°11'	135°12'	—	F. Kohlrusch
Topas	0,62050	0,61967	0,61687	1,61161	1,61375	1,62109	56°56' ^{1/2}	56°39' ^{1/2}	+	Rudberg
Andalusit (Al ₂ Si O ₅)	0,6127	0,6105	0,6086	1,632	1,638	1,643	96°46'	96°23'	—	Des Cloizeaux
Weinsäure	0,66900	0,65160	0,62302	1,4948	1,5347	1,6051	76°56'	73°00'	+	W. Kohlrusch
α -Äthyl-pyruvat-Hydraton	0,67264	0,57944	0,53186	1,4867	1,7258	1,8802	112°06' ^{1/2}	99°11'	—	H. Dufet

größter Geschwindigkeit (a) „optisch zweiachsig negativ“ (vgl. Fig. 11a und 11b).

In (+) optisch Kristallen ist $2v < 90^\circ$, in optisch (-) Kristallen ist $2v > 90^\circ$.

In der Tabelle 2 sind die optischen Konstanten einiger wichtiger optisch zweiachsigen Kristalle angegeben. Es sind: a, b, c die Hauptlichtgeschwindigkeiten, n_a , n_β , n_γ ihre reziproken Werte, die Hauptbrechungsindizes, $2v$ der „optischen Achsen“ (Binormalen), 2Σ der Winkel der optischen Strahlenachsen (Biradialen).

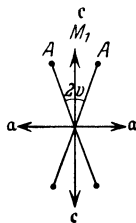


Fig. 11a. Schema eines optisch zweiachsigen positiven Kristalles ($M_1 = c$).

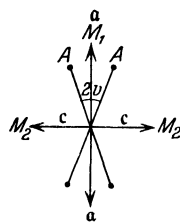


Fig. 11b. Schema eines optisch zweiachsigen negativen Kristalles ($M_1 = a$).

Die Strahlengeschwindigkeitsfläche der optisch zweiachsigen Kristalle, welche nach obiger Konstruktion aus dem Fresnelellipsoid abgeleitet werden kann, ist eine Fläche vierter Ordnung und vierter Klasse. Sie besteht aus zwei Schalen, die in den vier auf den Strahlenachsen (Biradialen) liegenden konischen Doppelpunkten (St. A.) zusammenhängen. Ihre Schnittkurve mit der Ebene der optischen Achsen (a c) zerfällt in einen Kreis und eine diesen schneidende

($c = 1$ gesetzt). Bei optisch einachsigen Kristallen zerfällt die Indexfläche wiederum in eine Kugel für den ordentlichen Strahl ($n_o = 1/o$) und ein Ellipsoid für den außerordentlichen Strahl ($n_e = 1/e$).

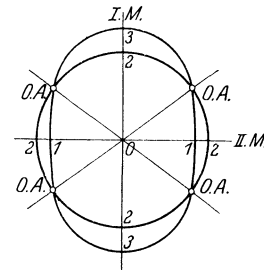


Fig. 12. Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch zweiachsigen Kristalles. Schnittkurve (1, 2, 3) mit der Ebene der optischen Achsen (O. A.) bzw. Strahlenachsen (St. A.) (I.M. = erste, II.M. = zweite Mittellinie).

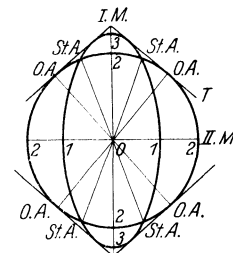


Fig. 13. Wellengeschwindigkeitsfläche (Normalenfläche) eines optisch zweiachsigen Kristalles. Schnittkurve (1, 2, 3) mit der Ebene der optischen Achsen (O. A.) (I.M. = erste, II.M. = zweite Mittellinie).

Strahlen, die in Richtung einer Biradialen verlaufen, zeigen die Erscheinung der „äußeren konischen Refraktion“, Wellen, die in Richtung einer Binormalen verlaufen, die der „inneren konischen Refraktion“ (Hamilton 1832, Lloyd 1833).

Optische Erscheinungen im parallelen linear polarisierten Licht (Orthoskopie). Wie schon erwähnt, sind natürliche Lichtstrahlen, welche

einen Kristall durchsetzen, nach dem Austreten senkrecht zueinander polarisiert. Solche Strahlen können nicht miteinander interferieren (s. unter Lichtbrechung). Sie müssen erst auf die gleiche Schwingungsebene gebracht werden, und auch dann interferieren sie nur, wenn die ursprüngliche Welle selbst schon linear polarisiert war. Dieser Vorgang vollzieht sich im Polarisationsmikroskop (s. d.). Das natürliche Licht wird durch den „Polarisator“ in linear polarisiertes Licht verwandelt mit der Schwingungsebene PP (vgl. Fig. 13). Durch die Kristallplatte wird es dann in zwei senkrecht zueinander gerichtete Schwingungen RR und SS zerlegt, welche den Kristall verschieden schnell durchsetzen und somit beim Austritt einen Gangunterschied (Γ) besitzen. Die austretenden Schwingungen r und s werden im „Analysator“ auf eine gemeinsame Schwingungsrichtung (AA) gebracht, und ihre Komponenten m und n können nunmehr miteinander interferieren. Analysator und Polarisator sind Nicolsche Prismen (s. d.).

Läßt man vom Polarisator linear polarisiertes monochromatisches Licht durch eine doppelbrechende homogene Kristallplatte hindurchgehen, so beobachtet man nach dem Austreten aus dem Analysator eine Helligkeit

$$J = J_0 \left\{ \cos^2 \Psi - \sin 2\varphi \sin 2(\Psi - \varphi) \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Gamma \right\}$$

wobei J_0 die ursprüngliche Intensität, Ψ der Winkel der Schwingungsebenen des Polarisators und Analysators, φ der Winkel der Schwingungsebene des Analysators mit einer Schwingungsrichtung (RR oder SS) in der Kristallplatte, λ die Wellenlänge und $\Gamma = d(n_2 - n_1)$ der Gangunterschied ist, welchen die beiden Wellen beim senkrechten Durchgang durch die Platte mit der Dicke d und der Doppelbrechung $n_2 - n_1$ in dieser Richtung erhalten.

Die praktisch wichtigen Fälle sind die Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols (+ N), wobei die Schwingungsrichtungen von Polarisator und Analysator senkrecht aufeinander stehen ($\Psi = 90^\circ$) und diejenige zwischen parallelen Nicols ($\Psi = 0^\circ$). Beide Versuchsanordnungen sind in den Fig. 14a und 14b schematisch wiedergegeben.

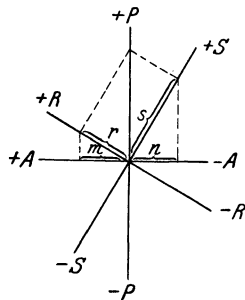


Fig. 14a. Verhalten einer doppelbrechenden Kristallplatte zwischen gekreuzten Nicols. (+ N)

PP und AA = Schwingungsebenen von Polarisator und Analysator.

RR, SS = Schwingungsrichtungen in der Kristallplatte.

Gewöhnlich wird die Beobachtung zwischen + N vorgezogen, da hier zunächst vor Einschaltung der Kristallplatte das Gesichtsfeld im Okular völlig dunkel erscheint und die Doppelbrechung durch

Aufhellung bemerkbar wird. In diesem Fall lautet die Intensitätsformel:

$$J = J_0 \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Gamma$$

Die Intensität ist abhängig 1. von der Lage der Schwingungsrichtungen in der Platte zu den Nicolschwingungsebenen, 2. vom Gangunterschied und von der Wellenlänge. Die Platte erscheint zwischen + N völlig dunkel, wenn eine ihrer Schwingungsrichtungen (RR oder SS) mit derjenigen des Polarisators oder Analysators zusammenfällt, bei Drehung der Platte in ihrer Ebene tritt diese Auslöschung viermal ein entsprechend den Winkeln $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ (Auslöschungslagen). Die Schwingungsrichtungen (RR und SS) in der Kristallplatte (Auslöschungsrichtungen) lassen sich somit feststellen und ihre Beobachtung liefert ein wertvolles diagnostisches Hilfsmittel. Liegen sie schief zu einer ausgezeichneten Kristallkante, so tritt schiefe Auslöschung ein, andernfalls gerade Auslöschung. In allen anderen Lagen tritt Aufhellung ein.

Die Intensität wird ferner bei beliebiger Stellung der Kristallplatte = 0, wenn der zweite Faktor in der Formel verschwindet. Dieser Fall tritt ein,

wenn $\frac{\pi}{\lambda} \Gamma =$ ganzes Vielfaches von π ist, wenn also der Gangunterschied Γ ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist.

Bei einer gegebenen Dicke der Kristallplatte und Größe der Doppelbrechung wird dies im allgemeinen nicht der Fall sein, wenn das Licht monochromatisch ist, wohl aber im weißen Licht; wobei dann durch Vernichtung der betreffenden Wellenlänge eine Interferenzfarbe (Polarisationsfarbe) auftritt (Chromatische Polarisation n. Arago). Beim Drehen der Kristallplatte ändert sich wegen des Faktors $\sin^2 2\varphi$ nur der Helligkeitsgrad der Polarisationfarbe, nicht ihre Qualität. Die Platte erscheint am hellsten in den vier Lagen, wo ihre Schwingungsrichtungen unter 45° zu den Nicolschnittlinien liegen ($2\varphi = 90^\circ, \sin^2 2\varphi = 1$, Diagonalstellung), beim Drehen nimmt die Helligkeit ab und in den vier Auslöschungslagen erscheint die Platte auch im weißen Licht völlig dunkel, solange von der Dispersion der Auslöschungslagen abgesehen werden kann. Unter diesen Umständen sind die Polarisationsfarben mit den Newtonschen Farben dünner Blättchen im durchgehenden Licht identisch, ihre Höhe stellt bei gleicher Dicke verschiedener Kristallpräparate ein Maß der Doppelbrechung dar (Quineke, Michel-Levy). Bei Parallelstellung der Nicols treten die Komplementärfarben auf.

Die Abhängigkeit der Interferenzerscheinungen von der Plattendicke im monochromatischen Licht läßt sich unmittelbar zur Anschauung bringen, wenn man einen keilförmigen Schliff benutzt, dessen Keilwinkel (α) so klein ist, daß die Ablenkung der Strahlen durch die Brechung nicht merklich auftritt. Entsprechend der obigen Formel $\Gamma = d(n_2 - n_1) = h\lambda$ ($h =$ ganze Zahl = 0, 1, 2, 3, ...) tritt an allen den Stellen des Keiles Vernichtung durch Interferenz ein, wo die Dicke $d = \frac{h\lambda}{n_2 - n_1}$ ist. Die dunklen Streifen liegen in äquidistanten Abständen $\frac{h\lambda \cot \alpha}{n_2 - n_1}$ und behalten ihre Lage bei

Drehung des Keiles in seiner Ebene bei, sie treten am schärfsten in der Diagonalstellung hervor. Die Ordnungszahl (h) der Streifen wird von der Keilkante an gerechnet ($h = 0$).

Im weißen Licht treten wieder Interferenzfarben auf, die bei $(+N)$ mit steigender Ordnung immer blasser und weißlicher werden und schließlich von weiß nicht mehr zu unterscheiden sind. Dieses Weiß höherer Ordnung ist aber vom gewöhnlichen Weiß des einfallenden Lichts verschieden, bei

Bertrandschen Linse in der Okularebene abgebildet wird, wogegen das Bild des Kristalles in der Brennebene dieser Linse entsteht.

Betrachten wir zunächst eine planparallele senkrecht zur optischen Achse geschliffene Platte eines optisch einachsigen Kristalles zwischen $+N$ im einfarbigen Licht im Konoskop, so bietet sich die in Fig. 16 wiedergegebene Erscheinung dar. Es treten eine Reihe konzentrischer dunkler Ringe auf, deren Zahl nach dem Rande hin immer mehr zu-

Fig. 15. Interferenzstreifen an einem Quarzkeil (mit Millimeterskala n. H. Liedentopf).

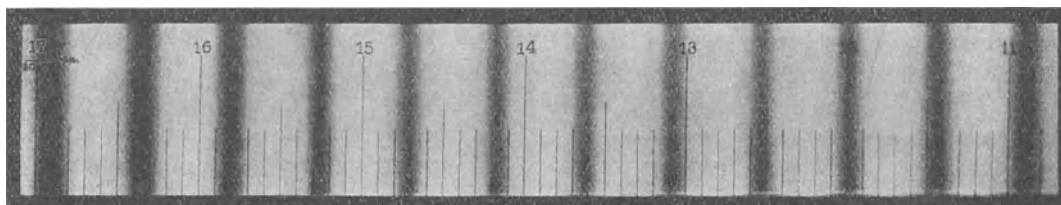


Fig. 15 a. Keil zwischen gekreuzten (+) Nicols. Na-Licht. (N. Hauswaldt).

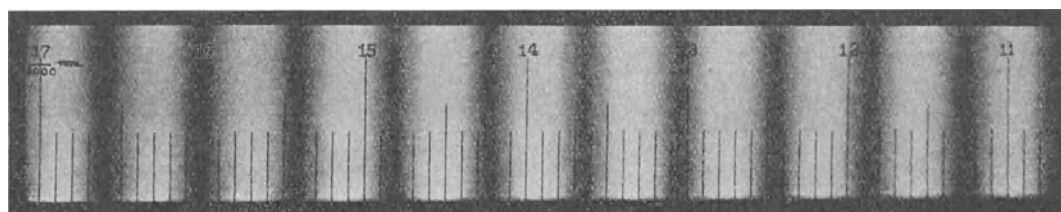


Fig. 15 b. Keil zwischen parallelen (||) Nicols. Na-Licht. (N. Hauswaldt).

spektraler Zerlegung des Interferenzlichts treten eine große Zahl dunkler Streifen (Talbotsche Streifen) an den Stellen $\lambda_h = d \frac{(n_2 - n_1)}{h}$ auf ($h =$ ganze Zahl). Ihre Anzahl zwischen zwei bestimmten Spektrallinien gibt ein Maß des Gangunterschiedes und bei bekannter Plattendicke die Größe der Doppelbrechung an.

Sehr schön beobachtet man diese Interferenzerscheinungen an Quarz- und Gipskeilen. (Vgl. Fig. 15) Die genaue Messung der Doppelbrechung geschieht mit Hilfe eines (Babinetschen) Kompensators.

Optische Erscheinungen im konvergenten linear polarisierten Licht.

Eine dritte Möglichkeit, um bei gegebener Plattendicke und Wellenlänge Auslöschung durch Interferenz nach der Formel $\sin^2 \frac{\pi T}{\lambda} = 0$, also für $d(n_2 - n_1) = h\lambda$ zu erhalten, ist die Änderung der Doppelbrechung ($n_2 - n_1$). Dies geschieht dadurch, daß die Lichtstrahlen in verschiedenen Richtungen durch die Platte hindurchgehen. Am einfachsten läßt man hierzu ein ganzes Bündel konvergenter Strahlen auf die feststehende Kristallplatte fallen, wodurch der Wechsel der Interferenzerscheinungen mit der Richtung anschaulich in einem Gesamtbild hervortritt (Konoskopie). Das Polarisationsmikroskop läßt sich durch Einschalten einer besonderen Kondensorlinse und Benutzung eines starken Objektivs leicht in ein Konoskop verwandeln, wobei das in der hinteren Brennebene des Objektivs entstehende Interferenzbild mit Hilfe einer Amici-

nimmt. Die Mitte des Gesichtsfeldes erscheint dunkel, genau so wie die Platte im Orthoskop in

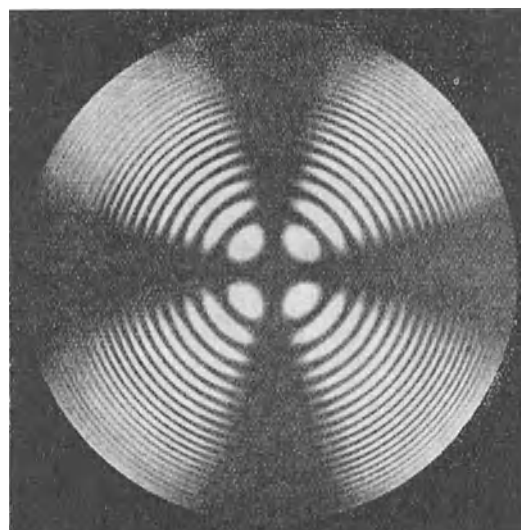


Fig. 16. Konoskopisches Bild einer Kalkspatplatte (0,5 mm dick) senkrecht zur optischen Achse zwischen gekreuzten Nicols. Na-Licht. (Nach Pockels.)

ihrer ganzen Ausdehnung sein würde. Das Ringsystem ist von einem schwarzen Kreuz, dem Isogyrenkreuz durchsetzt, dessen Arme parallel zu

den Schwingungsrichtungen des Polarisators und Analysators liegen. Beim Drehen der Platte in ihrer Ebene ändert sich nichts, da alle Richtungen auf einem Kegelmantel um die optische Achse sich gleich verhalten. Das Isogyrenkreuz entspricht allen den Richtungen im Kristall, in welchen die Schwingungen parallel und senkrecht zu den Nicol-hauptschnitten erfolgen. Die dunklen Ringe sind Kurven gleichen Gangunterschieds, in allen Richtungen zur optischen Achse, für welche $I = h\lambda = d(n_2 - n_1)$ ($h = \text{ganze Zahl}$) ist die Intensität Null, die Mitte des Gesichtsfeldes entspricht dabei dem Gangunterschied 0, da hier $n_2 - n_1 = 0$ ist. Die Ringe liegen um so enger, je größer der Gangunterschied wird, d. h. je dicker die Platte, je größer die Doppelbrechung und je kleiner die Wellenlänge λ des homogenen Lichtes ist.

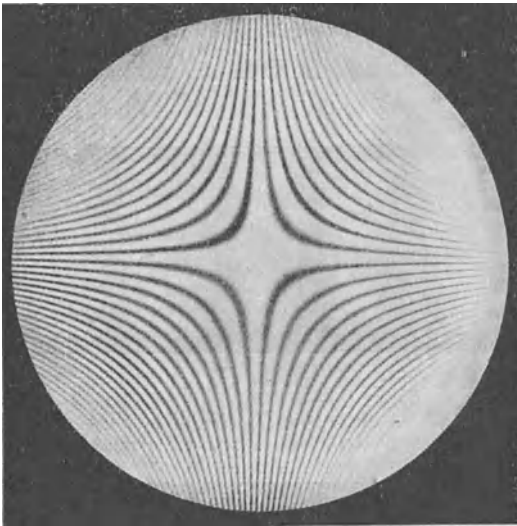


Fig. 17. Konoskopisches Bild einer Kalkspatplatte parallel zur optischen Achse in Diagonalstellung zwischen gekreuzten Nicols. Na-Licht. (Nach Pockels.)

Im weißen Licht treten deshalb wieder Interferenzfarben auf, wie beim doppelbrechenden Keil entsteht das gesamte System der Interferenzfarben mit steigender Ordnung nach außen hin. Die Newtonsche Farbenfolge ergibt sich aber nur, wenn die Doppelbrechung für alle Wellenlängen konstant ist, andernfalls treten anomale Polarisationsfarben auf (z. B. bei Brucit, Apophyllit usw.). Das Isogyrenkreuz ist dagegen nicht von der Wellenlänge abhängig und bleibt somit für alle Farben dunkel, ohne seine Lage zu ändern.

Eine parallel zur optischen Achse geschnittene Platte, z. B. von Kalkspat, zeigt im monochromatischen Licht in der Diagonalstellung abwechselnd helle und dunkle Hyperbeln als Kurven gleichen Gangunterschieds (vgl. Fig. 17). Die Mitte des Gesichtsfeldes erscheint hell, da hier die Doppelbrechung den maximalen Wert $n_2 - n_1 = \varepsilon - \omega = 0,17215$ erreicht.

Kristallplatten schräg zur optischen Achse zeigen Ellipsen oder Parabeln als Kurven gleichen Gangunterschieds, je nach ihrer Neigung. Vom Isogyrenkreuz ist nur ein Teil zu erkennen.

Bei optisch zweiachsigen Kristallen zeigen zwischen + Nicols die Schliffe senkrecht zur ersten Mittellinie besonders charakteristische Erscheinungen. Diese sind verschieden, je nachdem die optische Achsenebene und damit die Hauptschwingungs-

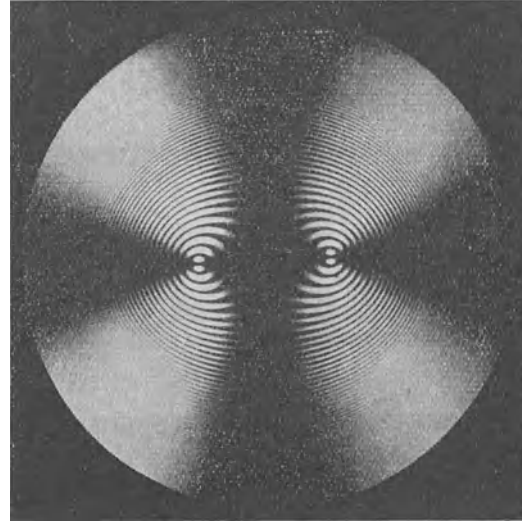


Fig. 18. Konoskopisches Bild einer Cerussitplatte senkrecht zur I. Mittellinie zwischen gekreuzten Nicols in Normalstellung. Na-Licht. (Nach Pockels.)

richtungen in der Platte parallel zu den Nicolschwingungsrichtungen liegen (Normalstellung) oder diese unter 45° schneiden (Diagonalstellung). In der Normalstellung bilden die Hauptisogyren wieder ein

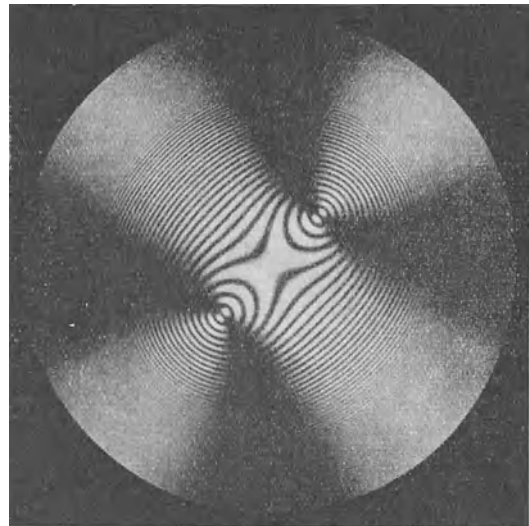


Fig. 19. Konoskopisches Bild einer Cerussitplatte senkrecht zur I. Mittellinie zwischen gekreuzten Nicols in Diagonalstellung. Na-Licht. (Nach Pockels.)

dunkles Kreuz, das aber in der Richtung der optischen Normalen bedeutend verbreitert erscheint. Die Austrittspunkte der optischen Achsen (Binormalen)

werden von den Kurven gleichen Gangunterschieds umgeben, die in der Nähe der optischen Achsen zunächst geschlossene Ovale sind, dann in Lemniskaten und Cassinische Ovale übergehen, wie die Fig. 18 veranschaulicht. Dreht man die Kristallplatte in ihrer Ebene, so ändert sich die Erscheinung im Gegensatz zu den optisch einachsigen Kristallen. In der Diagonalstellung bilden die Hauptisogyren Hyperbeln, deren Scheitelpunkte die Austrittsstellen der optischen Achsen sind. Die Verbindungslinie der Scheitel stellt die Spur der Achsenebene dar, wie in Fig. 19; durch Ausmessung läßt sich der Winkel der optischen Achsen bestimmen, wozu sog. Achsenwinkelapparate (Wülfing) oder Fedorowsche Universaldrehtische benutzt werden.

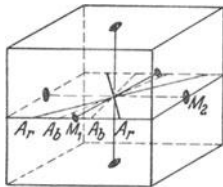


Fig. 20. Dispersion der optischen Achsen in einem rhombischen optisch zweiachsigen Kristall. Ebene der O. A. || (001).

Im weißen Licht sind die Kurven gleichen Gangunterschieds wiederum gefärbt und zeigen nach außen hin steigende Polarisationsfarben. Die Farbenverteilung ist durch die Dispersion der optischen Achsen, Mittellinien und Achsenebenen bedingt.

Dispersion der optischen Achsen. Für alle optisch zweiachsigen Kristalle ist der Winkel der optischen Achsen nicht durch die Symmetrieverhältnisse festgelegt und demnach im allgemeinen mit der Farbe des Lichts veränderlich (Fig. 20).

Als „geneigte Dispersion“ bezeichnet man die Dispersion der Mittellinien. Dieser Fall kann nur eintreten, wenn die beiden Mittellinien nicht mit kristallographischen Symmetrieachsen zusammenfallen (Fig. 21).

Wenn in monoklinen Kristallen die optische Achsenebene auf der Symmetrieebene des Kristalles (010) senkrecht steht und die zweite Mittellinie mit der zweizähligen Symmetrieachse (b-Achse) zusammenfällt (Fig. 22) bleibt nur die zweite Mittellinie stets in ihrer Lage, während eine Dispersion der optischen Achsenebenen und des Achsenwinkels bei verschiedener Wellenlänge eintreten kann.

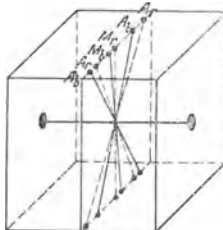


Fig. 21. Dispersion der Mittellinien (Geneigte Dispersion) in einem monoklinen Kristall. Ebene der O. A. || (010).

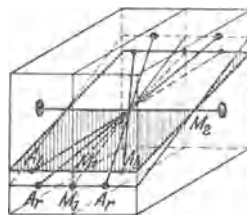


Fig. 22. Dispersion der optischen Achsenebenen (und optischen Achsen). Horizontale bzw. gekreuzte Dispersion in einem monoklinen Kristall. Ebene der O. A. ⊥ (010).

Auf Schliffen parallel zur Digyre (b-Achse) erscheint die Achsenebene für blaues Licht über bzw. unter derjenigen für rotes Licht (horizontale Dispersion). Auf Schliffen senkrecht zur Digyre (b-Achse) durchkreuzen sich die Achsenebenen für die verschiedenen Lichtsorten (gekreuzte Dispersion), die Farbenverteilung ist nur digyrisch-

symmetrisch (Fig. 22). Fehlt dem Kristall jegliche Symmetrieachse oder Ebene, wie im triklinen Kristallsystem, so ist die Lage jeder ausgezeichneten optischen Richtung variabel mit der Farbe, das Achsenbild zeigt nur zentrische Symmetrie.

Die Kristalle des rhombischen Systems zeigen Dispersion der optischen Achsen (z. B. Brookit, Glaserit) und den Spezialfall, daß für verschiedene Lichtsorten die Achsenebenen und Mittellinien aufeinander senkrecht stehen. Die Kristalle des monoklinen Systems weisen die geneigte, horizontale und gekreuzte Dispersion auf. Die Kristalle des triklinen Systems besitzen diese Dispersionen in allen Richtungen.

Auch der Charakter der Doppelbrechung läßt sich leicht mit parallelem oder konvergent polarisiertem Licht feststellen. Man benutzt dazu entweder Gipsblättchen von Rot I. Ordnung oder $\lambda/4$ -Glimmerplatten. Zur näheren Bestimmung sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.

E. Schiebold.

Näheres s. Rosenbusch-Wülfing, Mikroskopische Physiographie. Buchwald, Kristallographie (Göschelheft). F. Pockels, Lehrbuch der Kristallographie, Leipzig u. Berlin 1906. H. Hauswaldt, Interferenzerscheinungen im polarisierten Licht. Neue Folge, Magdeburg 1904. Großes Tafelwerk mit vielen ausgezeichneten photographischen Darstellungen. Liebisch, Physikalische Kristallographie, Leipzig 1891.

Kristallprojektion. Zur Übersicht über die beobachteten Kristallformen und ihre Beziehungen zueinander, zur Kristallzeichnung und Berechnung, ferner auch zur Veranschaulichung sonstiger physikalischer, insbesondere optischer Verhältnisse verwendet man die kristallographischen Projektionsverfahren, deren wichtigste 1. die Kugelprojektion, 2. die stereographische, 3. die gnomonische Projektion sind.

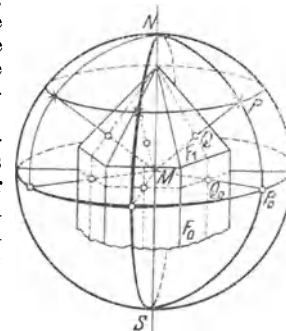


Fig. 1. Kugelprojektion eines hexagonalen Kristalles.

1. Die Kugelprojektion stellt das sphärische Bild der Kristallflächen und -richtungen dar. Man denkt sich den Kristall in den Mittelpunkt einer Einheitskugel gestellt (Fig. 1) und von M aus die Lote (MQ) auf die Kristallflächen gefällt.

Ihre Einstichpunkte in die Kugelfläche (P) heißen die Flächenpole, die Gesamtheit aller Flächenpole stellt die Flächenpolfigur dar. Ebenso lassen sich die Einstichpunkte der Geraden, welche durch M parallel zu den Kristallkanten oder sonstigen kristallographischen Richtungen gelegt werden, als Kanten(Zonenachsen)-Pole bzw. Richtungspole darstellen. Die Flächenpole stellen in dieser Auffassung das System der Flächennormalenpole dar.

Der Zonenverband gibt sich in dieser Projektionsart dadurch zu erkennen, daß alle Pole tautozonaler Flächen auf einem Großkreis der Kugel liegen, dessen Ebene auf der Zonenachse senkrecht steht. Z. B. liegen die Pole P_1 und P_0 von F_1 und F_0 auf dem Großkreis NPP_0S .

Da sich die Winkel der Flächennormalen wie die der Kristallkanten durch die Parallelverschiebung nicht ändern, und im Bogenmaß durch die Abstände

ihrer entsprechenden Kugelpole gemessen werden, ist die Kugelprojektion winkeltreu.

Besitzt der Kristall bestimmte Symmetrieelemente, vermittels welcher aus einer Fläche oder Richtung ein ganzer Komplex gleichwertiger Flächen oder Richtungen entsteht, so muß auch die Polfigur dieser kristallographischen Ornamente in bezug auf diese Symmetrieelemente symmetrisch sein. Die räumliche Kugelprojektion bietet trotz ihrer Anschaulichkeit der zeichnerischen Wiedergabe Schwierigkeiten, man bildet sie daher durch die unter 2. und 3. genannten Projektionsarten in die Ebene ab.

2. Die stereographische Projektion stellt eine winkeltreue Abbildung der Kugel in die Ebene dar, bei welcher die Kreise auf der Kugel wieder im Kreise (bzw. Kreisbogen) in der Ebene übergehen. Als Projektionsebene dient die Ebene eines größten Kreises (Äquatorebene), deren Achse die Nord-Süd-Richtung der Kugel angibt. Verbindet man die Flächenpole P der Kugelprojektion mit dem Südpol S (Ausgangspunkt) in Fig. 2, so stellen die Durchstoßpunkte P' der Verbindungslinien (Sehstrahlen) SP' mit der Äquatorebene die Projektionspunkte dar. Der räumlichen Polfigur entspricht

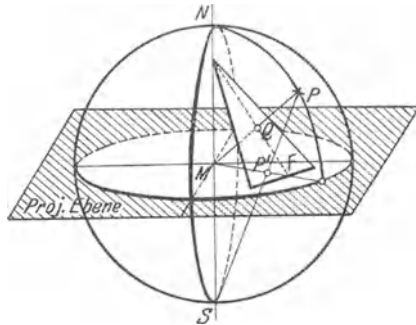


Fig. 2. Schema der stereographischen Projektion einer Kristallfläche (F).

die ebene Figur der stereographischen Pole. Wie aus der Fig. 2 hervorgeht, wird der Schnittkreis der Kugel mit der Projektionsebene in sich abgebildet (Grundkreis der Projektion). Alle Flächenpole der oberen Halbkugel ergeben Projektionspunkte innerhalb, alle Pole auf der unteren Halbkugel ergeben Projektionspunkte außerhalb des Grundkreises, die in der Äquatorebene liegenden Pole liefern Projektionspunkte auf dem Grundkreis.

Gewöhnlich werden in der stereographischen Projektion nur die Pole der oberen Halbkugel (Markierung +) wiedergegeben; sollen auch die Pole der unteren Halbkugel innerhalb des Grund-

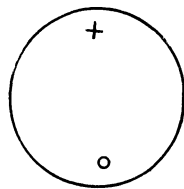


Fig. 3. Projektion von Flächenpolen der oberen Halbkugel (+) und der unteren Halbkugel (O) nach Gadolín.

kreises projiziert werden, so verbindet man sie mit dem Nordpol (N) der Polkugel und markiert die entsprechenden stereographischen Pole, durch einen kleinen Kreis (O). Das Zeichen ⊕ bedeutet, daß die Kugelpole zweier Flächen senkrecht übereinander liegen, ihre Schnittkante verläuft demnach horizontal, und der Winkel beider Flächen wird durch die Projektionsebene halbiert. Eine Fläche und ihre parallele

Gegenfläche werden dann durch zwei Symbole + und O dargestellt, die zentrosymmetrisch bezüglich des Grundkreismittelpunktes liegen (Fig. 3). Diese Abart der stereographischen Projektion (Gadolinsche Projektion) wird besonders zur Veranschaulichung der Kristallsymmetrie und Kristallklassen benutzt.

Die Herstellung der stereographischen Projektion eines Kristalles und ihre Verwendung zu kristallographischen Bestimmungen werden durch Anwendung des Wulffschen Netzes außerordentlich erleichtert.

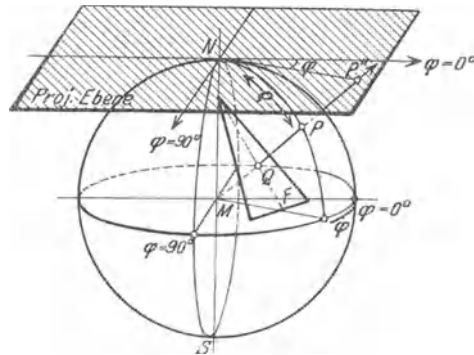


Fig. 4. Schema der gnomonischen Projektion einer Kristallfläche (F).

Es stellt eine winkeltreue stereographische Projektion der Meridiane und Breitenkreise der Kugel auf eine horizontale Meridianebene dar. Die Nord-Südpolinie wird als Gerade von vorn nach hinten, die Querachse von links nach rechts verlaufend abgebildet. Mit Hilfe dieses Netzes lassen sich aus der stereographischen Projektion unmittelbar die Winkel zwischen Flächen oder Kanten ablesen und gegebenenfalls zur Kontrolle der Kristallberechnung benutzen.

3. Die gnomonische Projektion erhält man als Zentralprojektion der Flächenpole auf der Kugel von M aus auf die im Nordpol gedachte Tangentialebene (Fig. 4). Die gnomonischen Projektionspunkte sind durch die Winkel: φ = Länge und ρ = Polarabstand gekennzeichnet, die sich unmittelbar mit einem zweikreisigen Goniometer messen lassen. ρ = 0 entspricht dem Nordpol der Kugel und

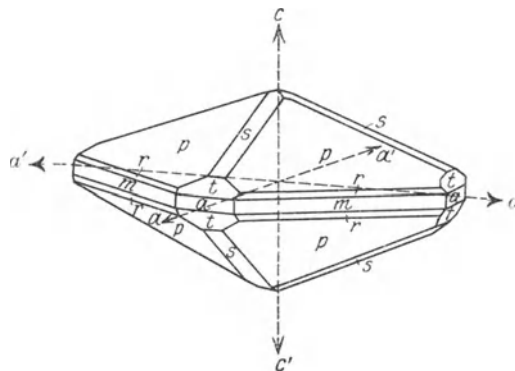


Fig. 5. Kristallformen am tetragonalen α-Zinnkristall. p = (111), s = (101), t = (301), r = (331), a = (100), m = (110).

stellt die Projektion der Äquatorebene dar, die Pole mit ρ = 90°, herrührend von vertikalen Ebenen (Meridianebenen) liegen im Unendlichen.

Die gnomonische Projektion ist weder winkeltreu noch flächentreu. Trotzdem besitzt sie einen großen praktischen Wert, da die Projektionspunkte aller

Flächen einer kristallographischen Zone auf einer Geraden liegen und somit der Zonenverband des Kristalles und die Lagen tautozonaler Flächen auf einfachste Weise mit einem Lineal geprüft werden können. In der Fig. 6 ist die gnomonische Projektion des in der Fig. 5 gezeichneten Kristalles von weißem, tetragonalen Zinn wiedergegeben.

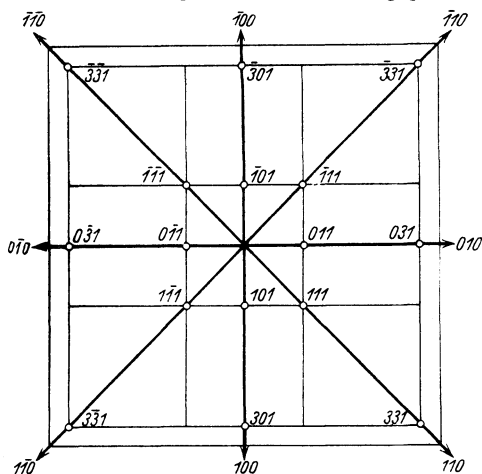


Fig. 6. Gnomonische Projektion der in Fig. 5 abgebildeten Flächenkombination am α -Zinnkristall.

In Analogie zum Wulffschen Netz ist zuerst von Hilton ein Netz für die gnomonische Projektion konstruiert worden, in welchen die Meridiane als gerade Linie, die Breitenkreise als Hyperbeln abgebildet sind. Es kann in entsprechender Weise zur praktischen Lösung kristallographischer Aufgaben an Hand der gnomonischen Projektion benutzt werden.

Von anderweitigen kristallographischen Projektionsarten seien hier nur die Quenstedtsche Linearprojektion, die zyklographische Projektion und die flächentreue Projektion genannt, bezüglich deren Einzelheiten auf die untenstehende Literatur verwiesen wird.

E. Schiebold.

Näheres s. H. E. Boeke, Die Anwendung der stereographischen Projektion bei kristallographischen Untersuchungen, Leipzig 1911. — Die gnomonische Projektion in ihrer Anwendung auf kristallographische Aufgaben, Leipzig 1912. Th. Liebisch, Geometrische Kristallographie. Quenstedt, Grundriß der bestimmenden und rechnenden Kristallographie. Tübingen 1873. F. Rinne, Anleitung zur kristallogr. Formenlehre. 4./5. Aufl., Leipzig 1922.

Kristallschliffe, Mineraldünnschliffe. Herstellung von Dünnschliffen: Dünnschliffe von Mineralien oder Gesteinen sind planparallele Platten derselben, welche ungefähr die Dicke von 20–50 μ (1 μ = 0,001 mm) besitzen. Als erster stellte William Nicol, der Erfinder des nach ihm benannten Polarisationsprismas, eigentliche Dünnschliffe im durchfallenden Licht her. Er war es auch, welcher den Canadabalsam als durchsichtiges Kittmittel für Mineralpräparate entdeckte. Später gaben dann F. Zirkel, H. Rosenbusch, H. C. Sorby u. a. Beschreibungen zur Herstellung von Dünnschliffen, welche heute durch jahrzehntelange Erfahrung viele Verbesserungen erfahren haben.

Zur Herstellung eines Dünnschliffes wird am besten mit einer Schneidemaschine, deren rotierende Scheibe mit Karborund oder Schmirgel beschichtet ist, eine Platte so dünn abgeschnitten, wie es die Festigkeit des Materials erlaubt. Andernfalls schlägt man sich mit dem Hammer möglichst dünne Splitter ab. Zum Schleifen benutzt man

zunächst eine Gußeisenplatte mit Karborund. Weit bequemer sind natürlich Schleifmaschinen mit Fuß- oder Motorbetrieb. Man schleift nun mit immer feinerem Korn des Schleifmittels die Schlieffläche eben und glatt, ohne sie zu polieren. Darauf säubert man den Schliff durch reichliches Abspülen mit Wasser, trocknet ihn mit einem leinenen Tuche und entfernt die anhängenden Fäserchen mit einem harten Pinsel. Jetzt kittet man die Schlieffläche auf ein großes, 3–4 mm dickes Schleifglas (4 \times 6 cm) mittels Canadabalsam oder einem anderen Kittmittel. Sogleich Objektträger zum Schleifen zu benutzen empfiehlt sich nicht, da sie sich unter dem Fingerdruck leicht biegen und der Schliff vom Rande aus allmählich weggeschliffen wird.

Das Aufkitten beginnt mit der Erwärmung des Schleifglases, Kittes und der Schlieffläche. Dann bestreicht man das wohl gereinigte Glas mit einer dünnen Kittschicht und bringt den Mineralsplitter mit der angeschliffenen Fläche auf den Kristallkitt. Der Schliff wird beim Erkalten nur langsam an die Glasplatte gedrückt, um etwaige eingeschlossene Luftblasen noch heraustreten zu lassen und so ein Abspringen des Schliffes nach dem Erkalten zu verhindern. Sind trotzdem noch Luftblasen zurückgeblieben, so muß man nochmals erwärmen und die Operation wiederholen, bis keine Bläschen mehr vorhanden sind.

Bei wasserhaltigen Mineralien ist es notwendig, den Balsam oder Kitt zunächst für sich zu erwärmen und erst beim Erkalten den Schliff aufzubringen oder man benutzt in Xylol gelösten Canadabalsam.

Nach Erkalten des Präparates beginnt die Operation des Schleifens von neuem. Der Schliff hat dann seine richtige Dicke erreicht, wenn man nach Befeuchten mit Wasser deutlich Schrift durch ihn hindurch lesen kann. Es ist nun besser, den fertigen, von allen Unsauberkeiten befreiten Schliff auf einen Objektträger zu übertragen.

Man erwärmt einen Objektträger, auf welchem sich ein Tröpfchen Canadabalsam befindet und zugleich den Schliff bis er sich leicht mit der Messerspitze auf das neue Objektglas schieben läßt. Dann erwärmt man nochmals gelinde bis der Schliff fest auf dem Objektträger sitzt und bringt nach Erkalten einen weiteren Tropfen Canadabalsam darauf. Hierbei ist stets zu beachten, daß man nicht zu viel nimmt. Nun bedeckt man den Schliff mit einem seiner Größe entsprechenden Deckglas. Schließlich erwärmt man zum letztenmal und drückt das Deckglaschen mit einer Pinzette fest an und achtet dabei wiederum besonders auf die Luftbläschen, welche auch hierbei wieder vollständig entfernt werden sollen.

Bei Dünnschliffen von Salzen benutzt man nach Angaben von H. E. Boeke am besten Erdnußöl mit Smirgel und reinigt den Schliff mit Öl, Äther und Xylol. Lockere, erdige Massen werden am besten vor dem Schleifen mit Canadabalsam ausgekocht.

Als wichtig ist hier vielleicht die Herstellung orientierter Schliffe noch zu erwähnen. Ausgezeichnete Ergebnisse hat man mit dem Wülfing-schen Schleifapparat und den sog. Kristallschleifgoniometern (Tutton, Wülfing) erhalten. Man kann hier bis auf 1–2' genaue Schliefflächen herstellen. Literatur: E. A. Wülfing, Mineralogie 1901, II, 1.

E. Schiebold.

Kristallstrukturuntersuchung. Ermittlung der Anordnung der einen Kristall aufbauenden Atome und Moleküle mit Hilfe von Röntgenstrahlen. Sie beruht auf der von Laue, Friedrich und Knipping im Jahre 1912 gemachten Entdeckung, daß ein von einem engen Röntgenstrahlbündel durchsetzter Kristall eine aus regelmäßig angeordneten Punkten bestehende Interferenzfigur ergibt, welche gedeutet werden kann, indem man die einzelnen das Kristallgitter bildenden Atome als Beugungs-

zentren auffaßt, von denen kohärente Strahlen nach allen Richtungen emittiert werden. Aus der Gestalt und den Intensitätsverhältnissen der so erzeugten Interferenzfigur, die man als Laue-Diagramm bezeichnet, können quantitative Schlüsse über die räumliche Anordnung der Atome gezogen werden. Die Aufnahme von Laue-Diagrammen erfordert ein kontinuierliches Röntgenstrahlenspektrum, aus welchem durch die Interferenz bestimmte Wellenlängen herausgesiebt werden. Bragg bildete ein anderes Verfahren der Kristalluntersuchung mit monochromatischen Röntgenstrahlen aus, indem er einen Kristall in einem spaltförmig ausgeblendeten monochromatischen Röntgenstrahl dreht und nun mit Hilfe einer Ionisationskammer diejenigen Winkel aufsucht, unter denen eine Reflexion der Röntgenstrahlen erfolgt. Mit Hilfe des Braggschen Gesetzes (s. d.) lassen sich daraus die zugehörigen Netzebenenabstände (Gitterkonstanten, s. d.) berechnen. Aus den Intensitätsverhältnissen der Reflexion in verschiedenen Ordnungen kann näheres über die Besetzung der verschiedenen Ebenen mit Atomen gefolgert werden. Ebenfalls mit monochromatischer Strahlung arbeitet die Methode nach Debye-Scherrer, bei welcher das zu untersuchende Material nicht in Gestalt eines wohl ausgebildeten größeren Kristalles, sondern als Kristallpulver benutzt wird. Da sich in dem völlig unregelmäßigen Haufwerk eines solchen Pulvers stets Kristallite befinden, welche eine für die Reflexion der Strahlen dem Braggschen Gesetz gehorchende Lage besitzen, so liefert die Methode ein System von konzentrischen Ringen, aus deren Radien ebenfalls die verschiedenen im Material vorkommenden Netzebenenabstände zu errechnen sind.

Behnken.

Kristallsysteme. Die 32 Kristallklassen weisen unter sich gewisse Beziehungen auf, die hervortreten, wenn die betreffenden Kristalle auf passende Koordinatensysteme (Achsenkreuze) bezogen werden. Als solche dienen die Richtungen parallel zu Symmetrieachsen und senkrecht zu Symmetrieebenen, bzw. ihre Winkelhalbierenden. Die Gesamtheit aller Kristallklassen, die auf das gleiche

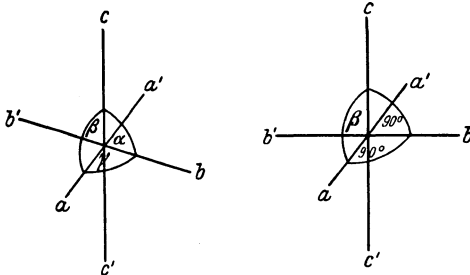


Fig. 1. Triklines System $a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma$. Fig. 2. Monoklines System $a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \leq 90^\circ$

Achsenkreuz bezogen werden können, bilden eine Hauptabteilung, die als Kristallsystem bezeichnet wird. Es gibt 7 Kristallsysteme: 1. das triklone System, 2. das monokline System, 3. das orthotrimetrische oder rhombische System, 4. das trigonale System, 5. das tetragonale System, 6. das hexagonale System, 7. das kubische oder isometrische Kristallsystem.

Das triklone Achsenkreuz besteht aus drei ungleichwertigen, sich unter schiefen Winkeln

α, β, γ schneidenden Achsen a, b, c ($\alpha \neq \beta \neq \gamma, a \neq b \neq c$ (Fig. 1).

Das monokline Achsenkreuz besteht aus drei ungleichwertigen Achsen a, b, c , von denen sich zwei (a, c) unter dem stumpfen Winkel β schneiden, während die dritte Achse b auf der Ebene a, c senkrecht steht ($\alpha = \gamma = 90^\circ, a \neq b \neq c$) (Fig. 2).

Das rhombische Achsenkreuz besteht aus drei ungleichwertigen Achsen a, b, c , die aufeinander senkrecht stehen ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ, a \neq b \neq c$) (Fig. 3).

Als Achsenkreuz der trigonalen Kristalle wird gewöhnlich das Bravais'sche Achsenkreuz benutzt, wobei die Trigyre als Hauptachse c vertikal gestellt ist und die Nebenachsen a_1, a_2, a_3 , entsprechend dem dreizähligen Rythmus von drei Winkel von 120° einschließenden gleichwertigen Achsen in der Ebene senkrecht zur Hauptachse gebildet werden ($\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ, a_1 = a_2 = a_3 \neq c$) (Fig. 4).

Die Kristalle der Klassen $C_3 = 3p, C_{3i} = 3pi, D_3 = 3d, C_{3v} = 3s, D_{3d} = 3(sd)$ lassen sich auch auf ein rhomboedrisches Achsenkreuz beziehen,

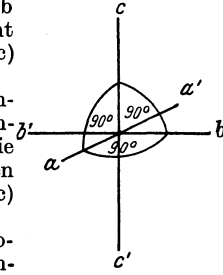


Fig. 3. Rhombisches System $a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

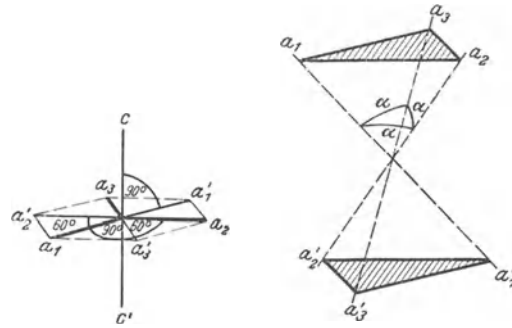


Fig. 4. Trigonales und hexagonales System $a_1 = a_2 = a_3, a \neq b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 60^\circ$.

Fig. 5. Rhomboedrisches Achsenkreuz $a_1 = a_2 = a_3, \alpha \neq 90^\circ$.

das aus drei gleichwertigen und gleichlangen Achsen a_1, a_2, a_3 besteht, die wie die Kanten eines Rhomboeders mit dem Polkantenwinkel α gerichtet sind, weshalb auch die Bezeichnung rhomboedrisches Kristallsystem berechtigt ist. Die trigonale Achse verbindet gleichwertige Ecken ($\alpha = \beta = \gamma = \alpha, a_1 = a_2 = a_3 = a$) (Fig. 5).

Auf diese Weise werden die engen Beziehungen zwischen dem trigonalen System und dem kubischen System aufgedeckt. Letzteres erscheint als der Spezialfall mit dem Achsenwinkel $\alpha = 90^\circ$, so daß das Rhomboeder in den Würfel übergeht.

Das tetragonale Achsenkreuz besteht aus einer Hauptachse c parallel zur Tetragyre (bzw. Tetragyroide) und aufeinander senkrechten gleichwertigen Nebenachsen, von denen zwei a_1 und a_2 in Verbindung mit c zur Kennzeichnung der Flächen- und Kantenlagen genügen ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ, a_1 = a_2 = a_3 = a, a_4 = a \neq c$) (Fig. 6).

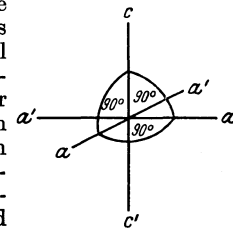


Fig. 6. Tetragonales System $a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

Das hexagonale Achsenkreuz wird an der Hauptachse c parallel zur Hexagyre (bzw. Hexagyroide) und sechs darauf senkrecht stehenden Nebenachsen gebildet, die Winkel von 60° einschließen und zu je zweien in die gleiche Richtung fallen. Zur Kennzeichnung der Flächenlage kommt man jedoch mit weniger Achsen: a_1, a_2, a_3, c aus und benutzt deshalb in der Regel das trigonale (Bravais'sche) Achsenkreuz zugleich für das hexagonale System (Fig. 7).

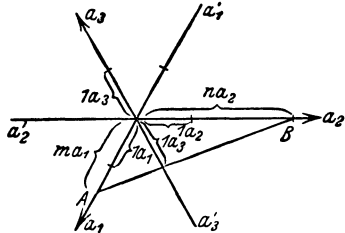


Fig. 7. Trigonales (Bravais'sches) Achsenkreuz und Bezeichnung der Flächenlage. AB Spur der Fläche mit den Achsenschnitten: ma_1, na_2, la_3 , α, β, γ , wo $m = n = l = 1$ ist.

Das isometrische Achsenkreuz besteht aus drei gleichwertigen Achsen $a_1 = a_2 = a_3 = a$, die aufeinander senkrecht stehen ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$) (Fig. 8).

Die Flächenanlage am Achsenkreuz und die Flächenwinkel sind für das Kristallsystem charakteristisch. Die Zahl der Fundamentalkonstanten $a:b:c = a:l:c$, α, β, γ eines Kristalles erfordert im triklinen System fünf, im monoklinen System drei, im rhombischen System zwei, im trigonalen, tetragonalen und hexagonalen System eine unabhängige Messung von Flächenwinkeln (bzw. Kanten). Im kubischen System sind dagegen die rein geometrischen makroskopischen Kristallkonstanten durch die Symmetrieverhältnisse von vornherein festgelegt.

E. Schiebold.

Lit.: P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Berlin, Gebr. Borntraeger 1920. F. Rinne, Anleitung zur Kristallograph. Formenlehre, 4./5. Auflage, Leipzig 1922. E. Schiebold, im Gehlhoff, Lehrbuch der techn. Physik. IV. Bd. Kristallphysik, Leipzig.

Kristallwasser. Von Kristallen chemisch gebundenes Wasser, das durch Erhitzen ausgetrieben werden kann.

Kritische Belastung s. Stabilität elastischer Systeme.

Kritische Drehzahl s. Drehzahlen, kritische.

Kritische Frequenz einer Spule s. Spulenleitungen.

Kritische Geschwindigkeit. Die Konstante c , welche bei der Umrechnung der elektrostatischen in die elektromagnetischen Einheiten und umgekehrt in die Erscheinung tritt (vgl. Elektrische Einheiten), wird auch die „Kritische Geschwindigkeit“ genannt. Sie ist nach der Maxwell'schen Theorie der Lichtgeschwindigkeit gleich zu setzen und auch die Messungen haben gezeigt, daß die auf optischem und elektrischem Wege ermittelte Konstante sehr nahe die gleiche Größe besitzt. Die kritische Geschwindigkeit ist rund gleich 3×10^{10} cm/sek (dreihunderttausend Kilometer in der Sekunde);

der genauere Wert (im Vakuum) ist nach dem jetzigen Stand der Wissenschaft $c = 2,9985 \times 10^{10}$ cm/sek.

W. Jaeger.
Näheres s. F. Henning und W. Jaeger: „Allgemeine physikalische Konstanten“ im Handbuch der Physik, Bd. II von Geiger und Scheel; Verlag J. Springer, Berlin 1926.

Kritische Geschwindigkeiten oder Grenzgeschwindigkeiten in der Strömungslehre.

1. Geschwindigkeit, bei der ein Zerreißen im Inneren der Flüssigkeit eintritt s. Kavitation.

2. Geschwindigkeit, bei der in offenen Wasserläufen der Übergang von schießender zu strömender Abflußform (oder umgekehrt) eintritt (Wellengeschwindigkeit), s. Schießen, Fließen, Strömen.

3. Geschwindigkeit, bei der der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung eintritt, im Sinne von kritischer Reynoldsscher Zahl (s. d.), oder

4. bei der für Körper, die an einer Flüssigkeitsoberfläche geschleppt werden, durch Interferenz von Oberflächenwellen ausgezeichnete Werte in der Größe des Wellenwiderstands eintreten (kritische Froudesche Zahl).

5. = Schallgeschwindigkeit in der Gasdynamik.

6. die untere Geschwindigkeitsgrenze für das Auftreten von Oberflächenwellen (s. d.).

Eisner — O. Schrenk.

Kritische Größen s. Kritischer Zustand.

Kritische Opaleszenz s. Kritischer Zustand.

Kritische Reynoldssche Zahl. Unter Reynoldsscher Zahl (oder Kennzahl) versteht man (s. d.) die dimensionslose Größe $R = \frac{v l}{\nu}$, wobei v die Geschwindigkeit einer Flüssigkeitsströmung, ν die kinematische Zähigkeit und l eine für diese Strömung charakteristische Länge, etwa den Durchmesser (D) eines Kreisrohrs oder den Durchmesser (D) einer Kugel oder einer Zylinderbasis oder die Breite (b) eines in den Strom gestellten Hindernisses oder den Profilradius ($r = \frac{\text{Querschnittsfläche}}{\text{Umfang}}$) eines beliebig gestalteten

Gerinnes bedeutet. Die Reynoldssche Zahl ist die natürliche unabhängige Variable für die Beschreibung aller Strömungsvorgänge, solange Kapillarität und Wandrauigkeit außerhalb der Betrachtung bleiben. Unter der „kritischen“ versteht man diejenige Reynoldssche Zahl, bei welcher die laminare Flüssigkeitsbewegung ziemlich plötzlich in die turbulente übergeht; bei Untersuchung dieses Übergangs erkannte Reynolds die Bedeutung dieser Kennzahl. Reynolds fand

bei einem Kreisrohr unterhalb $\left(\frac{v D}{\nu}\right)_K = R_K = 2200$ laminare, oberhalb turbulente Strömung. Neuere Untersuchungen (Ekman, Schiller) zeigten, daß R_K bei sehr vorsichtigem Experimentieren, bei glattem störungsfreiem Einlauf sehr viel höher gebracht werden kann; es wurde 140000 erreicht. Dagegen kann selbst durch starke Störungen R_K nicht unter den Reynoldsschen Wert (Schiller gibt 2100 an) heruntergedrückt werden. Unterhalb dieses Wertes existiert keine turbulente Strömung.

Auch bei anderen Strömungen sind kritische Zahlen gefunden worden; so ergab sich bei einer Flüssigkeitsschicht von der Dicke h zwischen einem ruhenden und einem mit der Umfangsgeschwindigkeit U rotierenden Zylinder der kritische Wert von

$\frac{U_h}{\nu}$ zu 1900, bei einem Fluß von der Tiefe h und der mittleren Geschwindigkeit ν der kritische Wert $\frac{\nu h}{\nu} = 300$. Die Zahlen werden alle von gleicher Größenordnung (300 bis 500), wenn man konsequent die mittlere Geschwindigkeit und den Profilradius in den Ausdruck für die Reynoldssche Zahl einsetzt.

Der Übergang von der laminaren zur turbulenten Strömung bei Umströmung eines festen Körpers vollzieht sich nicht so plötzlich, da die laminare Strömung (s. d.) ohnehin in diesem Falle nur als Näherungslösung angesehen werden kann. Dagegen stellt man einen plötzlichen Übergang zwischen verschiedenen turbulenten Strömungen bei allen umströmten Körpern fest, der bei um so niedrigerem R_K liegt, je schlanker der Körper ist. Bei einer Kugel vom Durchmesser D liegt $R_K = \left(\frac{\nu D}{\nu}\right)_K$ bei etwa $5 \cdot 10^5$, bei Ballonkörpern um eine Zehnerpotenz tiefer, bei einem Zylinder vom Durchmesser D bei etwa 10^6 ; bei strebenförmigen Körpern von großer Schlankheit sinkt sie bis 10^4 . Der Widerstandskoeffizient ist oberhalb R_K bedeutend kleiner (etwa $\frac{1}{3}$) wie unterhalb. Diese kritische Zahl ist stark abhängig von der Unruhe des ankommenden Luftstromes, sie liegt bedeutend tiefer bei unruhiger Anströmung. So konnte Prandtl das paradoxe Experiment anstellen, bei welchem der Widerstand einer Kugel bei gleicher Reynoldsscher Zahl dadurch herabgemindert wurde, daß ein Reif um ihre Vorderseite gelegt wurde; die dadurch erzeugte Turbulenz setzte die kritische Zahl herab und verminderte so den Widerstandskoeffizienten für die betreffende Reynoldssche Zahl, die ohne Reif unterhalb, mit Reif oberhalb der kritischen lag. Prandtl zeigte auch, daß diese kritische Zahl mit der von Reynolds untersuchten so zusammenhängt, daß die Grenzschicht (s. d.) bei der kritischen Zahl von laminarer zu turbulenter Strömung umschlägt. Hopf.

Kritische Temperatur s. Kritischer Zustand.

Kritische Tiefe. t_0 in einem offenen Gerinne ist die Tiefe, bei der die Flüssigkeit im Mittel mit der sog. Schwallgeschwindigkeit oder Grundwellengeschwindigkeit fließt; diese ist bei sehr breiten Rechteckgerinnen $c = \sqrt{g \cdot t_0}$, allgemeiner $c = \sqrt{g \cdot R_0}$, wobei $R_0 = \alpha \cdot t_0$ der Profilradius (s. d.) und α von der Querschnittform des Gerinnes abhängig ist. Näheres s. Schießen und Strömen sowie Wassersprung. Eine genauere, neue Formel für beliebige Querschnittform ist $c = \sqrt{\frac{g}{\nu} \cdot \frac{F}{\partial F / \partial t}}$, mit $\nu \cdot \frac{v_m^2}{2g} = H$; F = Querschnitt, v_m = mittlere Geschwindigkeit, H = Höhe der Energielinie (s. d.). Eisner.

Näheres s. Eisner, Offene Gerinne im Handbuch der Experimentalphysik von Wien und Harms, Bd IV, 2.

Kritischer Druck s. Kritischer Zustand.

Kritischer Koeffizient. Bezeichnet man die Gaskonstante mit R , ferner absolute Temperatur, Druck und spezifisches Volumen am kritischen Punkt mit T_k , p_k und v_k , so soll nach einem von Sidney Young 1892 aufgestellten Gesetz für alle Körper $\frac{R T_k}{p_k v_k} = 3,77$ sein.

Diese Zahl, welche auch das Verhältnis zwischen dem spezifischen Volumen v eines idealen Gases von der Temperatur T_k und vom Druck p_k einerseits und dem wahren spezifischen Volumen v_k in diesem Zustand andererseits angibt, heißt kritischer Koeffizient oder Youngsche Konstante. Das Gesetz besitzt nur annähernd Gültigkeit.

Aus der van der Waalschen Zustandsgleichung (s. d.) folgt $\frac{R T_k}{p_k v_k} = \frac{8}{3} = 2,67$. Henning.

Kritischer Kontakt (s. retrograde Kondensation) heißt auch kritischer Berührungspunkt. Henning.

Kritischer Lösungspunkt. Die gegenseitige Löslichkeit zweier teilweise mischbaren Flüssigkeiten nimmt im allgemeinen mit steigender Temperatur zu. Hierbei nähern sich die Zusammensetzungen der beiden Schichten immer mehr, bis sie bei der „Kritischen Lösungstemperatur“ einander gleich werden. Damit ist vollkommene Mischbarkeit erreicht, die im allgemeinen bei weiterer Temperatursteigerung auch erhalten bleibt. Jedoch sind Beispiele (Nikotin/Wasser) bekannt, in denen bei sinkender Temperatur ein zweiter kritischer Punkt erreicht wird. Theoretisch möglich ist in solchen Fällen das Eintreten erneuter Entmischung bei noch tieferer Temperatur.

Im Konzentrations-Temperatur-Diagramm liegen die Mittelwerte der Zusammensetzungen eines Flüssigkeitspaares auf einer Geraden, welche die Löslichkeitskurve im kritischen Punkt schneidet, dessen Zusammensetzung unmittelbar nur schwer zu bestimmen ist. Diese empirische Regel steht in vollkommener Analogie zu der von Cailliet und Mathias bei Gasen gefundenen (s. d.).

Die kritische Lösungstemperatur hängt natürlich vom Druck ab und ist gegen Zusätze dritter Stoffe in hohem Maße empfindlich. Mit der Annäherung an den kritischen Lösungspunkt verschwindet die gegenseitige Grenzflächenspannung der koexistierenden Gemische allmählich. Die äußerst kleinen Werte der Grenzflächenspannung erleichtern in der Nähe des kritischen Punktes die Entmischung in Form von Tröpfchenbildung. Infolge davon geben die natürlichen Schwankungen der Zusammensetzung und Energie auch oberhalb der kritischen Temperatur Veranlassung zu den von Kolloidlösungen her bekannten Opaleszenzerscheinungen. H. Cassel.

Näheres in der Monographie von V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung 1907, und in den Lehrbüchern, z. B. A. Eucken, Chemische Physik, Leipzig 1930.

Kritischer Strömungsdruck s. Kritische Reynoldssche Zahl, Turbulente Bewegung von Flüssigkeiten.

Kritischer Winkel, Grenzwinkel der Totalreflexion s. Reflexion des Lichtes.

Kritischer Zustand heißt im Sinne der Thermodynamik derjenige Zustand, in dem die Eigenschaften der flüssigen und festen Phase einer Substanz identisch werden. Er ist eindeutig gekennzeichnet durch gewisse Werte der Temperatur und des Druckes, die als kritische Temperatur T_k und kritischer Druck p_k bezeichnet werden. Insbesondere besitzt im kritischen Punkt die Flüssigkeit die gleiche Dichte wie der Dampf. Dieser Dichte entspricht das kritische Volumen v_k . Erhitzt man eine Flüssigkeit, welche unter dem Druck des eigenen Dampfes steht, so verschwindet ihr Meniskus bei Erreichung der kritischen Temperatur.

Stellt man die Isothermen einer Substanz im Druck-Volumen-Diagramm dar (s. Andrews Diagramm), so zeichnet sich die Isotherme, welche durch den kritischen Punkt läuft, die sog. kritische Isotherme, dadurch aus, daß sie im kritischen Punkt einen Wendepunkt und eine der v-Achse parallele Tangente besitzt. Daraus folgt, daß die Dichte einer Substanz, die sich auf der kritischen Temperatur befindet, in der Nähe der kritischen Dichte außerordentlich stark vom Druck abhängt. Befindet sich die Substanz in einem vertikalen Rohr, so kommen bereits die hydrostatischen Druckunterschiede der verschiedenen Niveaus in Betracht, so daß die Bedingungen des kritischen Zustandes (insbesondere also die kritische Dichte) nur an einer Stelle des Rohres vorhanden sind, selbst wenn sich dieses in seiner ganzen Ausdehnung auf der kritischen Temperatur befindet. Der Umstand, daß eine Substanz, welche in einem Rohr eingeschlossen ist, in der Nähe des kritischen Punktes stark variable Dichte besitzt, kann bewirken, daß bei passender Beleuchtung eine Opaleszenz sichtbar wird. Diese heißt die kritische Opaleszenz.

Die kritische Temperatur (T_k) wird oft in negativer Weise als diejenige Temperatur definiert, oberhalb der es durch keine Druckerhöhung möglich ist, ein Gas zu verflüssigen. Der kritische Druck p_k ist gleichzeitig der Maximalwert, den der Sättigungsdruck einer Flüssigkeit annehmen kann.

Die drei kritischen Größen T_k , p_k , v_k lassen sich aus der Zustandsgleichung (s. d.) der Substanz ableiten, wenn deren Konstanten bekannt sind. Zur Durchführung dieser Rechnung kann man entweder davon ausgehen, daß die zu $T = T_k$ gehörige Isotherme, auch wenn sie durch eine ganz beliebige Funktion zwischen p und v dargestellt wird, im Punkte $p = p_k$ einen Wendepunkt besitzt und also die Gleichungen $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0$ und $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = 0$ erfüllt sein müssen, oder man kann, falls p eine kubische Funktion von v ist, die Bedingung einführen, daß die drei reellen Wurzeln, welche die Zustandsgleichung für das spezifische Volumen besitzen muß (vgl. Andrews Diagramm) im kritischen Punkt denselben Wert $v = v_k$ besitzen.

Aus der van der Waalsschen Gleichung (vgl. Zustandsgleichung) findet man auf diese Weise

$$T_k = \frac{8a}{27Rb}; p_k = \frac{1a}{27b^2}; v_k = 3b.$$

Im kritischen Punkt ist die Verdampfungswärme q jeder Flüssigkeit Null; ihr Temperaturkoeffizient $\frac{dq}{dt} = -\infty$; die spezifische Wärme der Flüssigkeit im Sättigungszustand $+\infty$, die entsprechende spezifische Wärme des Dampfes $-\infty$.

Folgende Tabelle enthält die kritischen Temperaturen T_k und Drucke p_k einiger Gase:

	T_k	p_k
		Atm.
Kohlensäure	304	73
Sauerstoff	154	50
Argon	151	48
Luft	134	37
Stickstoff	126	34
Neon	44,7	26,9
Wasserstoff	33,2	12,8
Helium	5,19	2,25

Über die Berechnung des kritischen Volumens aus dem kritischen Druck und der kritischen Temperatur s. Kritischer Koeffizient.

Bei gewissen Reihen von Flüssigkeiten läßt sich feststellen, daß die kritische Temperatur um so höher liegt, je größer das Molekulargewicht ist.

Nach Guldberg und Guye soll die absolute kritische Temperatur gleich der doppelten absoluten Siedetemperatur bei einem Drucke von 20 mm Quecksilber und 1,55mal der absoluten normalen Siedetemperatur sein.

Die kritische Temperatur T_k eines Gemisches aus zwei Komponenten welche die kritischen Temperaturen T_k' und T_k'' besitzen und deren Maßenverhältnis in der Mischung durch die Größen α' und α'' gegeben ist, läßt sich nach Strauß (1880) gut durch die Formel

$$T_k = \frac{1}{\alpha' + \alpha''} [\alpha' T_k' + \alpha'' T_k''] \text{ darstellen.}$$

Für Gemische mehrerer Komponenten bedarf der Begriff des kritischen Zustandes oder der kritischen Phase einer Erweiterung. Es ist derjenige Zustand, bei dem irgend zwei koexistierende Phasen identisch werden, wenn sich ein das Gemisch wesentlich bestimmender Parameter ändert (vgl. retrograde Kondensation). *Henning.*

Kritisches Volumen s. Kritischer Zustand.

Krümmer. In einem gekrümmten Teil einer zylindrischen Rohrleitung treten infolge der Krümmung der Stromfäden Zentrifugalkraftwirkungen (veränderte Druck- und Geschwindigkeitsverteilung), zumeist auch Ablösung (s. d.) und damit

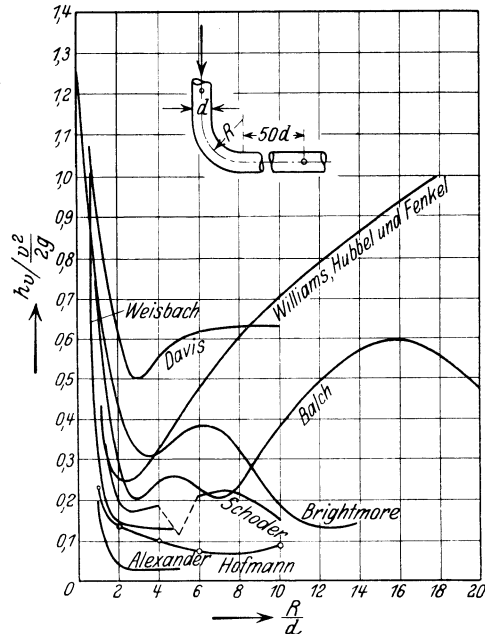


Fig. 1. Widerstand von Krümmern.

sog. „Nebenströmungen“ auf. Infolgedessen sind im allgemeinen größere Druckverluste vorhanden als in gerader, zylindrischer Rohrstrecke (s. Druckabfall). Die Flüssigkeit verläßt den Krümmer mit noch gestörter Druck- und Geschwindigkeitsverteilung und bei pendelnden Ablösungserscheinungen auch in nicht stationärem Zustand; daher wirkt der Krümmer auf eine anschließende normale

gerade zylindrische Rohrstrecke noch erheblich weit verlust erhöhend ein (nach verschiedenen Angaben bis mindestens etwa 60 d und höchstens 300 d, d = Rohrdurchmesser) und der sog. „Krümmungsverlust“ liegt zum größten Teil erst hinter dem Krümmer. Die im allgemeinen mit viel zu kurzen Abflußstrecken (s. Abfluß) bisher angestellten Versuche zeigen daher in ihren Ergebnissen ein äußerst verschiedenes Bild, (s. Fig. 1). Dabei scheint es eine Anordnung kleinsten Verlustes zu geben; für einen 90°-Kreisrohrkrümmer liegt diese Stelle etwa bei R:r zwischen 4 und 8. Für scharfe Knicke

stellte Weisbach die Formel $\frac{h_v}{v^2/2g} = \sin^2 \delta/2 + 2 \sin^4 \delta/2$ auf (δ = Umlenkungswinkel). Auch wenn in der Praxis die an den Krümmer anschließende Rohrstrecke gar nicht vorhanden oder nur kurz ist, kann das „Krümmerproblem“ experimentell einwandfrei nur dadurch behandelt werden, daß man längs der ganzen Strecke vom Krümmerbeginn bis zu demjenigen Punkt der anschließenden geraden Rohrstrecke gleichen Querschnitts den Verlauf des mittleren Druckes (in der Krümmerstrecke selbst sind auch genauere Messungen der Geschwindigkeits- und Druckverteilung über den Querschnitt nötig) bestimmt, in welchem die Abflußverhältnisse sich denen des Abflusses in gerader Leitung wieder genügend genähert haben. Die Verluste für kürzere Anordnungen können dann auf dieses „Standardbild“ bezogen werden. Die Differenz der bisherigen Meßergebnisse dürfte bei solcher Behandlung nahezu verschwinden. Allerdings sind derartige Versuche, schon aus Platzgründen, schwierig, langwierig und teuer, sind aber ein dringendes Bedürfnis der praktischen Hydraulik. Bisher sind einige solcher Messungen nur von Flügel für die A. E. G. Berlin an einer 90°-Kreiskrümmung durchgeführt und nur auszugsweise veröffentlicht worden.

Die Krümmerverluste lassen sich herabsetzen, wenn man in der Krümmung durch besondere Formgebung Ablösungen nach Möglichkeit zu vermeiden sucht, wie dies z. B. nach der nebenstehenden Prinzipskizze (Fig. 2) in der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin vom Verfasser für einen Turbinenkanal untersucht wurde. Theoretisch ist man heute kaum über die im Turbinenbau übliche, für ideale Flüssigkeit gültige, von Prašil u. a. viel gebrauchte graphische Konstruktion orthogonaler Kurvenscharen für Strom- und Äquipotentiallinien hinausgekommen; man vergleiche jedoch hierzu die darüber hinausgehenden grundlegenden Ausführungen von v. Mises in dessen „Theorie der Wasserräder“ und die Dissertation Wilken, Göttingen 1930, auch Ingenieur-Archiv Bd. I Heft 4.

Krümmungen im offenen Wasserlauf wirken sich durch Beeinflussung der Spiegellage (Schrägstellung) und ebenfalls in „Nebenströmungen“ im obigen Sinne aus; doch fließt hier das Wasser an der Außenwandung im allgemeinen langsamer (beim

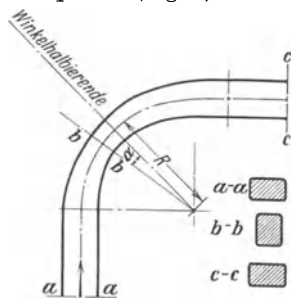


Fig. 2. Günstige Krümmerform.

geschlossenen Gerinne ist es meist umgekehrt). Im übrigen s. Lehrbücher der Hydraulik. *Eisner*.

Krümmung. Die Krümmung einer Fläche ist eine innergeometrische Eigenschaft und wird durch die auf der Fläche herrschende Geometrie charakterisiert; sie ändert sich nicht bei Verbiegung der Fläche und wird nach Gauß in jedem Punkt durch das reziproke Produkt der beiden Hauptkrümmungsradien gemessen. Riemann hat den Begriff der Krümmung auf Mannigfaltigkeiten höherer Dimensionszahl erweitert; sie wird dann nicht mehr durch einen Skalar, sondern durch einen Tensor, den Riemannschen Krümmungstensor $R_{\mu\nu\sigma\tau}$, charakterisiert, der aus den metrischen Koeffizienten $g_{\mu\nu}$ der Mannigfaltigkeit ableitbar ist. S. nichteuklidische Geometrie. *Reichenbach*.

Krümmung von Licht- und Schallstrahlen in der Atmosphäre. Wegen der ungleichen Dichte der von den Licht- und Schallstrahlen durchlaufenen Atmosphärenschichten sind die Strahlen gekrümmt. Bei normaler Schichtung senkt sich ein nahezu horizontaler Lichtstrahl nach einer durchmessenen Entfernung von $E \times 10$ km sehr nahe um E^2 m, sein Krümmungsradius beträgt etwa das Achtfache des Erdradius. Dichteunregelmäßigkeiten (Inversionen, Luftschlieren) stören dies häufig stark. Bei den Schallstrahlen bewirkt die geringe Fortpflanzungsgeschwindigkeit starke Abhängigkeit von der Temperatur- und Windschichtung. Bei normalem Temperaturgefälle wird der den Erdboden berührende Schallstrahl allmählich immer mehr nach oben abgelenkt und gibt dadurch, daß er über den Beobachter hinweggeht, zu der „Zone des Schweigens“ Anlaß. Windzunahme mit der Höhe begünstigt die Hörbarkeit in der Windrichtung, Windabnahme dem Winde entgegen. Bei Isothermie und um so mehr bei Temperaturzunahme nach oben verschwindet die Zone des Schweigens, da der Krümmungsradius der Schallstrahlen dann nicht mehr nach oben gerichtet (positiv) ist, sondern unendlich oder gar negativ wird. *Tetens*.

Näheres s. Emden. Meteorol. Zschr. 35, 1918, Heft 1/2. Vollst. Lit. über Schallbeob. bis 1929 im 16. Bd. d. Arb. d. Pr. aer. Obs. Heft B u. D.

Krümmungsradien der brechenden Medien des Auges s. Auge.

Krüß. Flimmerphotometer s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen. Meridianapparat s. Lichtstrommesser.

Kryohydrat. Ein eutektisches Gemisch (s. Eutektikum) aus Eis und Salz. Beim Abkühlen einer Salzlösung scheidet sich zunächst reines Eis ab, bis mit sinkender Temperatur die Lösung ihren Sättigungspunkt erreicht. Von nun ab kristallisiert aus der Lösung bei konstanter Temperatur ein Eis-Salzgemisch konstanter Zusammensetzung wie ein einheitlicher chemischer Körper. Man hat daher s. Z. unter der Annahme, daß es sich um eine chemische Verbindung handele, diesem Gemisch den Namen K. gegeben. S. auch Bäder konstanter Temperatur. *v. Simson*.

Kryomagnetische Anomalie nennt H. Kamerlingh Onnes die Abweichungen im magnetischen Verhalten paramagnetischer Körper bei sehr tiefen Temperaturen: die Suszeptibilität wächst weniger schnell, als der Temperatur nach dem Curie-Gesetz (s. d.) entspricht. *Gerlach*.

Kryptolofen. Kryptolofen sind elektrische Widerstandsöfen (s. d.), in denen stromdurchflossene Schichten aus gekörnter Kohle als Heizwiderstand

dienen. Der elektrische Widerstand derartiger von Bronn eingeführter Kohlengrißpackungen ist infolge der zahlreichen Übergangsstellen zwischen den einzelnen Kohlekörnern etwa 1000mal so groß wie der der massiven Kohle. Infolge dessen bilden derartige Kryptolheizschichten ein für den unmittelbaren Anschluß an normale Netzspannungen (110 Volt) besonders geeignetes Ofenprinzip. Von Einfluß auf die Größe des Kryptolwiderstandes ist neben der Zusammenpressung der Körner die angelegte Spannung. Auch in bezug auf die Querschnittsgestalt treffen die Folgerungen des Ohmschen Gesetzes nicht zu. *Carl Müller.*

K-Serie s. Röntgenserien.

Kubische Atommodelle. Nach der Aufgabe der Elektronenringvorstellung (s. d.), welche vorher im wesentlichen zur Konstruktion ebener Atommodelle benutzt worden war, haben Born und Landé räumliche Atommodelle vorgeschlagen, in denen mit Rücksicht auf die gegenseitige Abstoßung der Elektronen vollkommene räumliche Symmetrie der Elektronenbewegungen gefordert wurde. Eine große Stütze für diese Forderung bildete die ausgezeichnete Stellung der Zahl 8 im periodischen System der Elemente, insbesondere als Länge der beiden kleinen Perioden und wegen deren Bedeutung in der Kosselschen Valenztheorie (s. d.); in der Tat führt die Symmetrieforderung zwanglos zu einer besonderen Auszeichnung würfelsymmetrischer Bahnen. Indessen hat Bohr auf Grund seines Korrespondenzprinzipes (s. d.) zeigen können, daß auch derartige Modelle noch keine brauchbare Lösung des Problems der Elektronenanordnung und -bewegung im Atom ergeben. Über Bohrs positive Ergebnisse in dieser Hinsicht s. Bohr-Rutherfordisches Atommodell, über ihre weitere Fortbildung s. Atombau und Periodisches System der Elemente. Den kubischen Atommodellen kommt heute daher nur mehr historisches Interesse zu.

Kubische Ausdehnung, k. Ausdehnungskoeffizient s. Ausdehnung durch Wärme; Hydrostatische Wägungen; Kommunizierende Röhren.

Kühler (bei Flugzeugen). Die in den Verbrennungszylindern der Motoren erzeugte Wärme muß

nennt man Wasserröhrchen-, Luftröhrchen- oder Plattenkühler je nach der verschiedenen Führung von Wasser und Luft. *L. Hopf.*

Künstliche Beleuchtung s. „Leitsätze“.

Künstliches Kabel in der Fernmeldetechnik, ein aus Induktivitäten, Kapazitäten und Widerständen aufgebauter Kettenleiter (s. d.), welcher zum Abgleichen der Verstärker und zur Vermeidung von Rückkopplungen durch die Verstärker Verwendung findet. *K. Pohlhausen.*

Näheres s. G. Rößler, Die Fernleitung von Wechselströmen. 1905. Berlin, J. Springer.

Künstliches Licht s. Strahlungsquellen.

Küsten. Gliederung. Der schmale, nicht scharf abzugrenzende Landstreifen, an welchem Land und Meer in Wechselwirkung miteinander treten, ist die Küste. Ihren unteren Saum bildet der Strand, die Berührungszone des bewegten Wasserspiegels mit dem Lande, auf der sich die Uferlinie des Meeres unter dem Einfluß der Wellen und der Gezeiten fast ständig hin und her verschiebt. Der Verlauf der Küste ist geographisch von großer Wichtigkeit für die Gliederung des Landes. Um dafür einen ziffernmäßigen Ausdruck zu finden, sucht man das Verhältnis der wahren Küstenlänge (L) zu dem Flächeninhalt des Festlandes in Beziehung zu setzen, indem man sie mit dem Umfang (U) eines Kreises von gleichem Flächeninhalt (F) vergleicht. Bezeichnet man die Größe der Erdkugeloberfläche ($4R^2\pi = 510$ Millionen Quadratkilometer) mit O, so ist $U = \sqrt{4\pi F \cdot \frac{O-F}{O}}$. Die Küstenentwicklung ist dann $U:L$.

Man kann aber auch den Überschuß der wahren Küstenlänge über die kleinstmögliche in Prozenten der ersteren berechnen $\frac{100 \cdot (L-U)}{L}$. Neben der

Größe der Gliederung durch den Küstenverlauf ist auch die Art der Einbuchtungen von maßgebender Bedeutung. Hierfür findet man Ausdrücke in dem größten (GK) und dem mittleren Küstenabstand (MK). Für die einzelnen Erdteile ergeben sich die folgenden Werte:

	$\frac{F}{\text{in Mill. qkm}}$	$\frac{U}{\text{in km}}$	$\frac{L}{\text{in km}}$	$\frac{U}{L}$	$\frac{100 \cdot (L-U)}{L}$	$\frac{MK}{\text{in km}}$	$\frac{GK}{\text{in km}}$
Festland von Europa	9,2	10700	37200	1:3,5	71	340	1550
„ „ Asien	41,5	21900	70600	1:3,2	69	780	2400
„ „ Eurasien	50,7	23950	107800	1:4,5	78	?	2400
„ „ Nordamerika	20,0	15500	75000	1:4,9	79	470	1650
„ „ Südamerika	17,6	14600	28700	1:2,0	49	550	1600
„ „ Australien	7,6	9700	19500	1:2,0	50	350	920
„ „ Afrika	29,2	18600	30600	1:1,8	39	670	1800

durch besondere Kühlvorrichtungen an die Luft abgeleitet werden. Dies geschieht bei den „luftgekühlten“ Motoren durch auf die Zylinder aufgesetzte Rippen, welche die Wärme unmittelbar an die Luft abgeben, bei „wassergekühlten“ Motoren durch Vermittlung von Kühlwasser, das in den heißen Zylinderwandungen erhitzt und in besonderen Kühlern wieder durch die Luft abgekühlt wird. Ein Flugzeugkühler muß bei möglichst geringem Gewicht und geringem Widerstand die Wärme gut abführen. Je nach der Anordnung unterscheidet man als wichtigste Typen: Rumpf-, Stirn- und Tragflächenkühler (s. d.). Die Kühler

Da der Umfang einer Figur langsamer wächst als ihre Fläche, so müssen die obigen Zahlenwerte mit Vorsicht verwendet werden. Es ist jedoch bisher nicht gelungen, einen völlig einwandfreien zahlenmäßigen Ausdruck für den wichtigen Begriff der Küstengliederung zu finden. Die Gesamtlänge aller Küsten hat man auf 2 Millionen Kilometer geschätzt.

Formen. Nach ihren Formen teilt man die Küsten unter verschiedenen Gesichtspunkten ein und unterscheidet z. B. glatte und gebuchtete, Flach- und Steilküsten, Längs- und Querküsten (nach ihrem Verlauf zu den Gebirgszügen) usw.

Besonders auffällige Küstenformen werden mitunter nach ihrer Bezeichnung in der Sprache des Landes benannt, in dem sie besonders typisch ausgebildet sind, z. B. Fjordküsten, Riasküsten usw. Auch bezeichnet man die Küstenformen häufig nach bestimmten Oberflächenformen, die sich an der gleichen Küstenstrecke öfters wiederholen. In diesem Sinne spricht man von Haffküsten, Lagunenküsten, Wattenküsten, Dünenküsten usw. Zweckmäßiger ist es jedoch, die einzelnen Küstenformen nach der Art ihrer Entstehung in Typen zusammenzufassen. Dann unterscheidet man Hebungs- und Senkungsküsten, potamogene und thalassogene Küsten, Abrasionsküsten (s. Abrasion), Ingressionsküsten (s. Ingression), Anschwemmungsküsten usw. Die petrographische Beschaffenheit der Küste kommt in den Benennungen Vulkanküste, Korallenküste usw. zum Ausdruck. Schließlich bezeichnet man die Küsten gelegentlich auch nach den geographischen Örtlichkeiten, an denen sie vorkommen. So spricht man von einem dalmatinischen, atlantischen, pazifischen Küstentypus. Die einzelnen Bezeichnungen für die Küstenformen überlagern sich also teilweise, so daß wir z. B. in der Fjordküste gleichzeitig den Typus der Steilküste, der Senkungsküste und der Ingressionsküste verkörpert haben.

Veränderungen. Alle Küsten sind der Umgestaltung unterworfen, was am augenfälligsten bei der Zerstörung von Steilküsten durch die Meeresbrandung (s. Abrasion) zutage tritt. Doch werden auch durch Anschwemmungen und Bildung von Nehrungen, Deltas usw. die Küstenumrisse im Laufe der Zeit verändert, wobei auch die Meeresströmungen (s. d.) in erheblichem Maße mitwirken können. Letztere tragen häufig dazu bei, hervorragende Teile der Küste durch Erosion abzutragen, einspringende Buchten dagegen durch Anschwemmungen auszufüllen und so eine reich gegliederte in eine Ausgleichsküste umzuwandeln. Alle diese Veränderungen machen sich in einer Verschiebung der Ufer seawärts oder landwärts geltend, was man als Küstenänderung, nicht aber als Strandverschiebung (s. d.) bezeichnet. Nicht nur in geologischen Zeiträumen, sondern auch in der historischen Zeit sind zahlreiche Veränderungen der Küstengestalt nachgewiesen worden, und sie lassen sich auch in der Gegenwart häufig beobachten. Die Trümmer der alten Hafenstadt Ephesus liegen heute 8 km landeinwärts, während andererseits in der englischen Landschaft Yorkshire auf einer Küstenstrecke von 58 km Länge das Meer jährlich 2,3—3,0 m durch Küstenzerstörung landeinwärts vordringt. *O. Baschin.*
Näheres s. A. Supan, Grundzüge der physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—30.

Kugelabweichung s. Sphärische Abweichung.

Kugelblitz s. Blitz.

Kugelfunktion s. Erdmagnetismus.

Kugellkondensator. Der ideale Kugellkondensator besteht im allgemeinen aus zwei konzentrischen Kugelflächen. Er ist dadurch ausgezeichnet, daß er nach außen absolut abgeschlossen ist, so daß keine streuenden Kraftlinien nach außen treten können. Für die Praxis liegen aber die Verhältnisse analog wie bei dem „schwarzen Körper“ für Strahlungsmessungen, insofern als die idealen Bedingungen nicht verwirklicht werden können. Die äußere Hülle muß ein Loch haben, durch das die Zuleitung zu der inneren Belegung hindurchgeführt werden kann.

Für den „idealen“ Kugellkondensator ist keine „Randkorrektur“ notwendig, so daß die Berechnung der Kapazität einfach ist. Ist R_1 der Radius der inneren Kugel, R_2 derjenige der äußeren Hülle, so ergibt sich für den Fall, daß diese das Potential Null erhält, d. h. geerdet ist, die Kapazität zu

$$C = \varepsilon \cdot \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1},$$

wobei ε die Dielektrizitätskonstante des zwischen den Kugeln befindlichen Mediums bedeutet.

Ist der gegenseitige Abstand der Kugelschalen

$$\delta = R_2 - R_1 = R \ll \frac{1}{2}(R_1 + R_2),$$

so kann man setzen

$$C = \frac{\varepsilon \cdot R^2}{\delta}.$$

Bezeichnet man die dem Radius R entsprechende Fläche mit F , so ist

$$C = \frac{\varepsilon \cdot F}{4\pi\delta},$$

d. h. die für den Plattenkondensator ohne Randkorrektur gültige Formel gilt auch für den Kugellkondensator.

R. Jaeger.

Kugellkreisel s. Kreisel.

Kugellpanzergalvanometer s. Nadelgalvanometer.

Kugellphotometer s. Lichtstrommesser.

Kulmination. Durchgang eines Gestirnes infolge der täglichen Bewegung durch den Meridian. Obere Kulmination zwischen Himmelpol und Südpunkt (auf der Südhalbkugel Nordpunkt). Untere Kulmination zwischen Pol und Nordpunkt (auf Südhalbkugel Südpunkt), kann nur bei den Zirkumpolarsternen beobachtet werden. *Bottlinger.*

Kumulationszündung s. Initialwelle.

Kumulus. Einer der von Luke Howard 1803 aufgestellten Hauptwolkentypen, in der Meteorologie meist abgekürzt cu. bezeichnet. Dicke Haufenwolken mit kuppelförmigen Gipfeln und horizontaler Grundfläche. Sie bilden sich namentlich an warmen Sommertagen über erwärmtem Boden als Kondensationsprodukte aufsteigender Luftströme, denen sie wie ein Hut aufgesetzt sind. Sie zeichnen sich bei Sonnenschein durch ihren blendend weißen Glanz vor anderen Wolkenformen (s. Wolken) aus. Ähnliche Wolken, die durch heftige Winde zerrissen sind, und deren einzelne Teile ständig Veränderungen unterliegen, bezeichnet man als Fracto-Kumulus (fr.-cu.). *O. Baschin.*

Kundtsche Konstante ist die für einen bestimmten ferromagnetischen Körper (Eisen, Kobalt, Nickel usw.) und für eine bestimmte Wellenlänge charakteristische Zahl, die die magnetische Drehung der Polarisationssebene (s. d., daselbst auch Zahlenwerte) in einer Schicht der Länge von 1 cm beim magnetischen Moment 1 angibt. Dabei ist die Drehung als proportional der Schichtdicke — die bei den Messungen nur einige Milliontel Zentimeter beträgt und meist optisch aus der Durchlässigkeit bestimmt wird — und dem magnetischen Moment vorausgesetzt.

R. Ladenburg.

Näheres s. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn. Bd. IV, 2. S. 433—440. Leipzig 1918 (bearbeitet von W. Voigt).

Kundtsche Staubfiguren. Wie Chladni mit Hilfe der nach ihm benannten Klangfiguren (s. d.) die Schwingungsform fester Körper sichtbar gemacht hat, so hat Kundt mit Hilfe der nach ihm benannten Staubfiguren die Schwingungen von Gas- und Flüssigkeitssäulen sichtbar gemacht. Die

üblichste Anordnung für die Erzeugung der Staubfiguren ist folgende: In ein in horizontaler Lage befestigtes Glasrohr von etwa 1—1½ m Länge und etwa 4—5 cm Durchmesser ragt das eine Ende eines (Glas-) Stabes hinein, der z. B. in der Mitte festgeklemmt ist und durch Reiben mit einem nassen Tuch in kräftige Longitudinalschwingungen (s. Stabschwingungen) versetzt werden kann. An demjenigen Ende des Glasstabes, welches in das Rohr hineinreicht, ist in senkrechter Lage mit Siegellack eine dünne Korkplatte befestigt, welche den Querschnitt des Rohres fast ausfüllt und die Schwingungen des Stabes auf die Luftsäule in dem Rohre überträgt. Das andere Ende des Rohres ist mit einem verschiebbaren Stempel verschlossen. In dem Rohre ist ein leichtes Pulver, wie Korkstaub oder Lycopodiumsamen, verteilt. Beträgt der Abstand der schwingenden Korkplatte von dem Verschlussstempel ungefähr ein Vielfaches der halben Wellenlänge des erregten Stabtones in Luft, so wird der Staub bei Erregung des Stabes kräftig aufgewirbelt und setzt sich nach Beendigung der Erregung in regelmäßigen Figuren auf der Wand des Rohres ab.

Die so entstandenen Kundtschen Staubfiguren ermöglichen die genaue Messung der Wellenlänge des betreffenden Tones in dem das Glasrohr erfüllenden Medium und geben damit eine ausgezeichnete und vielbenutzte Methode zur Messung von Schallgeschwindigkeiten (s. d.) in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern.

Der die Figuren bildende Staub zwischen zwei Knoten zeigt eine feine Querstreifung, die an die Rippelung des Sandes am Meeresufer erinnert. W. König hat eine Theorie dieser Querstreifen gegeben; jedoch bedürfen manche Einzelheiten noch weiterer Aufklärung.

Die zunächst auffallende Tatsache, daß die schwingende Korkplatte, von der die Erregung der Luftsäule ausgeht, für den Fall der Resonanz in dem Glasrohr sich in unmittelbarer Nähe eines Knotens der Luftschwingungen befinden muß, ist darauf zurückzuführen, daß die Luftteilchen in der Umgebung der Korkplatte nur Schwingungen von verhältnismäßig kleinen Elongationen ausführen dürfen, wenn eine geordnete Erscheinung zustande kommen soll, und daß andererseits die schwingende Korkplatte eine so große Energie repräsentiert, daß sie in der Luft viel größere Schwingungen hervorrufen kann, als sie selbst ausführt. Eine analoge Beobachtung hat Helmholtz beschrieben. Eine tönende Stimmgabel, die mit ihrem Stiel auf die Saite eines Monochords aufgesetzt wird, bringt diese zu starkem Mittönen, wenn sie sich in einem Knotenpunkte der Saite befindet.

Staubfiguren in Flüssigkeiten sind namentlich von Dörsing untersucht worden, der als Material fein gemahlten Bimssteinsand benutzte und einen erheblichen Einfluß eines geringen longitudinalen Mitschwingens der Rohrwände auf die Ausbildung der Figuren feststellte. *E. Waetzmann.*

Näheres s. A. Kundt, Pogg. Ann. 127, 1866.

Kundtsche Widerstände. Präzisionswiderstände von sehr hohem Betrag (100000 Ohm) können nach einem von Kundt angegebenen Verfahren dadurch hergestellt werden, daß eine Schicht von Platingold auf einem Porzellanrohr eingebrannt und durch eingeritzte Trennungslinien unterteilt wird. Da diese Widerstände nahe kapazitäts- und induktionsfrei sind, können sie zweckmäßig zu Wechselstrom-

messungen benutzt werden, sind aber von der Temperatur stark abhängig (etwa 0,7 Promille pro Grad) und vertragen keine hohe Belastung. Zur besseren Wärmeabgabe werden sie in Petroleumbäder eingestellt. *W. Jaeger.*

Näheres s. Lindeck, Zschr. f. Instrumentenkunde 20, 175; 1900.

Kupfervoltmeter. Analog dem Silbervoltmeter (s. d.) ist dieses Voltmeter eingerichtet, bei dem als Elektrolyt eine nahe gesättigte Lösung von Kupfersulfat verwendet wird. An der aus Platin bestehenden Kathode wird das metallische Kupfer ausgeschieden, das unter Vorsichtsmaßregeln zur Vermeidung der Oxydation getrocknet und gewogen wird. Die Anode besteht aus elektrolytischem Kupfer; die Stromdichte muß wenigstens etwa 2,5 Ampere auf 1 qdm betragen. Die erzielte Genauigkeit ist erheblich geringer als bei dem Silbervoltmeter. *W. Jaeger.*

Näheres s. Foerster, Zschr. f. Elektrochemie 3, 479, 493; 1896/97.

Kupron-Element. Diese von Lalande konstruierte galvanische Kette benutzt wie die meisten anderen als Lösungselektrode Zink; aber als positiven Pol Kupferoxyd, welche beide ohne trennende Wandung in die als Elektrolyt dienende Kalilauge eintauchen. Bei Schließung des äußeren Stromkreises geht das Zink als Zinkhydroxyd in Lösung, während das Kupferoxyd zu metallischem Kupfer reduziert wird. Diese Reaktion liefert eine elektromotorische Kraft von ungefähr 0,8 Volt, welche auch bei größerer Stromentnahme längere Zeit konstant bleibt, da die Wirkung der Polarisation und die Änderung des inneren Widerstandes in diesem Element nur äußerst gering ist.

Zur Erneuerung des verbrauchten Elementes ist Ersatz der Zinkelektrode und der Kalilauge erforderlich. Dagegen kann die Kupferoxyd-Elektrode durch bloße Erwärmung an der Luft regeneriert werden. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie; z. B. bei W. Grube, Dresden 1930.

Kurbelkondensator s. Kondensator.

Kurbelrheostat, Widerstandssatz, bei dem die Einstellung des Widerstands Betrags mit Hilfe von Kurbeln erfolgt (vgl. auch Stöpselrheostat). Die Widerstände sind dekadenweise angeordnet; jede Dekade enthält neun gleich große Widerstände, die mittels einer Kurbel nacheinander eingeschaltet werden können (z. B. neun Widerstände von 1000 Ohm, neun von 100 Ohm usw.). Für jede Dekade ist eine Kurbel vorhanden. Der Vorteil dieser Anordnung gegenüber den Stöpselrheostaten besteht darin, daß der Widerstandsbetrag rasch eingestellt und geändert werden kann und daß man bei der Einstellung weniger leicht einen Irrtum begehen kann. Auch ist es von Vorteil, daß der Kontaktwiderstand stets der gleiche ist, da immer alle Kurbeln im Stromkreis liegen. Betreffs des Reinhaltens der Kontakte siehe Stöpselrheostat. Abzweigungen zu anderen Stromkreisen können bei Kurbelkästen nicht oder nur in besonderen Fällen vorgenommen werden. *W. Jaeger.*

Kurslinie s. Polarfront.

Kurvenaufnahme, Apparate. Zur Aufnahme von Wechselstrom- und Wechselspannungskurven dienen verschiedenartige Apparate, mit denen die Aufnahme entweder punktförmig oder kontinuierlich erfolgen kann. Über die Oszillographen, welche das Bild der Kurven direkt sichtbar machen und zu photographieren gestatten, s. den besonderen

Artikel. Für die punktförmige Aufnahme (Joubert) braucht man einen sog. Kontaktmacher, der in einem bestimmten Zeitmoment jeder Periode einen Kontakt schließt und die entsprechende Amplitude des Stroms oder der Spannung zu messen oder aufzuzeichnen gestattet. Der Kontaktmacher wird durch einen Motor angetrieben, der mit dem Wechselstrom synchron läuft. Zur Messung des betreffenden Augenblickswertes kann dann irgend eine der bekannten Methoden (Elektrometer, ballistisches Galvanometer, Kompensator usw.) benutzt werden. Eine Kompensationsmethode ist von Rosa und von Callendar so ausgebildet worden, daß die ganze Kurve verhältnismäßig schnell automatisch oder halbautomatisch auf einer Trommel aufgezeichnet wird. Bei dem von Rud. Franke angegebenen Apparat wird die aufzunehmende Kurve von Hand auf eine Trommel nach einem Lichtfleck aufgezeichnet, der von dem Galvanometerspiegel auf der Trommel entworfen wird. Bei dem Ondograph von Hospitalier wird die Kurve in weniger als einer Minute automatisch aufgezeichnet. Eine elektrochemische Methode zur Aufzeichnung wird bei dem von Janet und Blondel ausgearbeiteten Apparat angewendet. Vollkommener sind die oben erwähnten Oszillographen.

W. Jaeger.

Näheres s. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Braunschweig 1906.

Kurvenflug heißt das Flugmanöver, durch welches die horizontale Bewegungsrichtung eines Flugzeuges geändert wird. Im stationären Kurvenflug kann die Fliehkraft nur zum kleinsten Teil durch seitlich wirkende Luftkräfte aufgenommen werden. In der Hauptsache muß der Flügel so schräg gestellt werden, daß die Resultierende aus Schwere und Fliehkraft durch den Auftrieb aufgenommen wird. Bei bestimmter Luftdichte gibt es eine engste Kurve und eine höchste Drehgeschwindigkeit für ein gegebenes Flugzeug; in der Gipfelhöhe ist ein Kurvenflug unmöglich.

L. Hopf.

Kurvenkreisel (perimetrischer Kreisel) heißt nach G. Sire ein Kreisel (s. d.), dessen Figurenachse stofflich als Welle ausgestaltet ist und, solange der Kreisel um sie umläuft, in Berührung mit einer ebenfalls stofflichen Kurve gebracht wird. Man beobachtet dann, daß die Welle sofort auf der Kurve abzurollen beginnt und unter Umständen in auffallendster Weise nicht nur allen Windungen und Ecken der Kurve willig folgt, sondern sich sogar unerwartet heftig gegen die Kurve anpreßt. Die Erscheinung ist natürlich zu erklären durch das Kreiselmoment (s. Kreisel), welches mittelbar durch die Reibungskraft zwischen Welle und Kurve ausgelöst wird. Diese Kraft hindert nämlich die reine Rotation des Kreisels um die Figurenachse und läßt die Welle mit oder ohne Gleiten an der Kurve vorwärtsrollen. Diese Rollbewegung aber beantwortet der Kreisel seinerseits, wie jede Zwangsbewegung, durch ein Kreiselmoment, das im günstigsten Falle die Pressung zwischen Welle und Kurve vergrößert und so die Reibung wirksamer macht und damit zunächst die Heftigkeit der Zwangsbewegung und also sich selbst steigert. Die Theorie der Erscheinung ist im allgemeinen ziemlich verwickelt und nur dann verhältnismäßig einfach, wenn der Kreisel symmetrisch und die Kurve vollkommen rau und ein Kreis ist, dessen Halbmesser von dem zugleich den Schwerpunkt des Kreisels tragenden Stützpunkt des Kreisels

aus unter einem konstanten Winkel erscheint. Man hat es dann mit einer erzwungenen regulären Präzession (s. d.) zu tun. Und zwar verläßt die Welle in diesem Falle die kreisförmige Führung bloß in dem einzigen Falle, daß sie außen auf dem Kreise abrollt und daß überdies die Bedingung

$$\operatorname{tg} \beta > \frac{(B - A) \operatorname{tg} \alpha}{A + B \operatorname{tg}^2 \alpha}$$

verletzt wird, welche zwischen den Winkeln α und β besteht, unter denen die Halbmesser des abrollenden Berührungskreises der Welle und des Führungskreises vom Stützpunkt aus erscheinen; hierbei bedeuten A und B das axiale und das äquatoriale Trägheitsmoment des Kreisels in bezug auf den Stützpunkt. Die Bedingung kann überhaupt nur in dem Falle $A < B$ des gestreckten Kreisels (s. d.) verletzt werden. Ist sie erfüllt, so besitzt die Pressung zwischen Welle und Kurve in bezug auf den Stützpunkt das Moment

$$K = \nu^2 \frac{\sin \alpha \sin (\alpha + \beta)}{\sin^2 \beta} [A \sin \beta \pm (A - B) \sin \alpha \cos (\alpha + \beta)],$$

wo ν die Winkelgeschwindigkeit der Eigendrehung des Kreisels um seine Figurenachse bedeutet und das obere oder untere Vorzeichen zu wählen ist, je nachdem die Welle außen oder innen auf dem Kreise rollt.

Eine sehr wichtige Anwendung des Kurvenkreisels bilden die *Kollergänge* und *Pendelmühlen*, wo in der soeben geschilderten Weise starke Drücke auf dynamischem Wege erzeugt werden — Drücke, welche ausreichen, um mineralische Mahlgüter zu zerquetschen, die zwischen die Führung und die dann freilich walzen- oder klöppelförmig gestaltete Kreiselwelle geschoben werden.

R. Grammel.

Näheres s. R. Grammel, Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen, Braunschweig 1920, § 7, 4, § 14 und S. 342 ff.

Kurzfadennöhre (Verstärkung elektr. Ströme), eine Verstärkerröhre spez. für die direkte Heizung der Glühkathode durch Wechselstrom gebaut. Hierzu wird die Glühkathode für besonders niedrige Heizspannung (1 Volt und weniger) und hohe Stromstärke gebaut. Durch die niedrige Heizspannung wird das Auftreten von Wechselspannungsstörungen herabgesetzt, durch die hohe Stromstärke wird eine große Temperaturträchtigkeit erreicht und dadurch eine Emissionsschwankung während der Periode vermieden.

W. Rukop.

Kurzschluß. Zwei einem elektrischen Stromkreise angehörige Leiter heißen kurzgeschlossen, wenn und sobald sie durch eine Verbindung von abnorm niedrigem Ohmschen, kapazitiven und induktiven Widerstand in Berührung miteinander gebracht werden. In gedanklicher Extrapolation dieser Definition heißt ideeller Kurzschluß die Herstellung jener Berührung durch eine Verbindung von verschwindendem Widerstand.

Ein Kurzschluß kann hiernach grundsätzlich auf zwei verschiedene Weisen entstehen. Die Verbindung kann entweder normal nicht vorhanden sein und erst beim Eintritt des Kurzschlusses entstehen; oder diese Verbindung ist im Normalzustande schon vorhanden, setzt aber dann infolge einer inneren elektromotorischen Kraft dem durchtretenden Strom einen hohen Widerstand entgegen, welcher im Kurzschlußfalle durch Fortfall der EMK verschwindet.

Der erstgenannte Fall ist der weitaus häufigste und daher wichtigste; er kann aus vielerlei Ursachen eintreten. Oft führen Fremdkörper den Kurzschluß benachbarter Leitungen herbei: Baumäste werden vom Wind gegen die Leitung geschleudert; Vögel setzen sich auf die Leitung und stellen durch ihren Körper den Kurzschluß her; Papierdrachen verfangen sich in den Leitungsdrähten und bilden durch die — oft feuchte — Schnur die kurzschließende Verbindung; Kupferdiebe werfen Drähte über die Leitung, um sie durch Erdung (s. d.) gefahrlos zu machen. Ähnliche Erscheinungen können bei Hackarbeiten an Kabeln (s. d.) durch Verletzung des Kabelmantels eintreten.

Häufig bilden Fehler im mechanisch-elektrischen Zustand des Stromkreises die Ursache des Kurzschlusses. Mangelhafte Bemessung oder Ausführung der Isolation zwischen spannungsführenden Leitern führt durch Durchschlag des Isoliermaterials (s. d.) und nachfolgenden Lichtbogen zum Kurzschluß. Insbesondere sind es hierbei die bei Schaltvorgängen (s. d.) häufig auftretenden Überspannungen (s. d.) welche die Isolation durchschlagen. Die Zerstörung der Isolation wird gelegentlich auch absichtlich herbeigeführt, so z. B. durch Dorfkinder, für die Freileitungsisolatoren (s. d.) ein willkommenes Zielobjekt für ihre Steinwürfe bilden.

Endlich kann höhere Gewalt zum Kurzschluß in einer elektrischen Anlage führen: Heftiger Sturm bringt die Leitungen ins Pendeln und führt zum Zusammenschlagen; bei starkem Frost setzen die Leitungen Rauhreif an, der zum Bruch der Leitung und nachfolgendem Kurzschluß mit Erde führt; elektrische Ausgleichvorgänge in der Atmosphäre, insbesondere Gewitter, erregen Wanderwellen-Überspannungen (s. d.) auf der Leitung.

Nach den physikalischen Vorgängen beim Eintritt des Kurzschlusses unterscheidet man den Kurzschluß zwischen metallischen Leitern als Kurzschluß schlechthin und den Kurzschluß zwischen einem metallischen Leiter und Erde als Erdschluß; gleichzeitiger Erdschluß und Kurzschluß heißt Erdkurzschluß. Weiter spricht man je nach der Zahl der erfaßten Leiter vom einfachen und vom mehrfachen Kurzschluß. Insbesondere heißt z. B. in einem Drehstromsysteme einpoliger Kurzschluß der Kurzschluß nur eines Leiters (mit Erde oder dem Systemnullpunkt); als doppelpolig oder zweipolig wird der Kurzschluß zwischen zwei Phasen bezeichnet, während dreipolig der Kurzschluß aller drei Phasen genannt wird. Wenn der Kurzschluß nicht auf der Leitung selbst, sondern innerhalb eines in den Stromkreis geschalteten Apparates (Generator, Motor, Transformator) erfolgt, unterscheidet man den Klemmenkurzschluß von dem nur einen Teil der Apparatwicklung kurzschließenden Windungs- oder Wicklungsschluß.

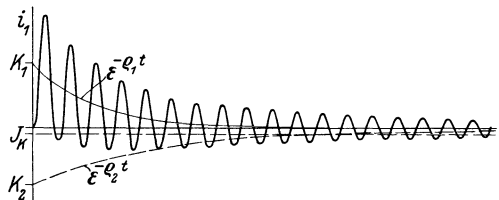
Während ein solcherweise entstandener Kurzschluß in einer Schwachstromanlage außer der durch ihn bewirkten Betriebsstörung im allgemeinen keine weiteren nachteiligen Folgen hat, können beim Kurzschluß einer neuzeitlichen Starkstromanlage infolge der enormen in den zentralen installierten Leistungen verheerende Folgen eintreten. Man hat hierbei die Wirkungen des rasch vorübergehenden Stoßkurzschlußstromes unmittelbar nach Eintritt des Kurzschlusses von

denen des nachfolgenden Dauerkurzschlußstromes zu unterscheiden.

In Gleichstromanlagen entwickelt sich der Dauerkurzschlußstrom aus dem exponentiell nach Maßgabe der mit magnetischer Energie zu beladenden Felder anklingendem Stoßstrom; der Dauerkurzschlußstrom ist hierbei nur durch den Ohmschen Widerstand der Schließungsbahn begrenzt.

Besonders auffallende Kurzschlußerscheinungen treten in modernen Hochspannungs-Wechselstromanlagen auf.

Hier entsteht der Stoßkurzschlußstrom durch Zusammenbruch des magnetischen Hauptfeldes in den Generatoren. Die Rechnung zeigt, daß man diesen Vorgang in dem einfachsten Falle des dreipoligen Kurzschlusses einer in Ständer (s. d.) und Läufer (s. d.) symmetrisch ausgeführten Drehstrommaschine durch das Zusammenwirken zweier in der Maschine umlaufender „freier Drehfelder“ (s. d.) beschreiben kann. Ihre Drehgeschwindigkeit weicht hierbei von der Umlaufzahl des synchronen Drehfeldes ab, derart, daß ein freies Drehfeld sich mit sehr geringer Geschwindigkeit längs des Ständerumfangs bewegt, während das andere eine langsame Relativbewegung gegen den Läufer ausführt. Das erstgenannte Feld erzeugt daher einen Stoßkurzschlußstrom von so niedriger Frequenz, daß der infolge der Dämpfung (s. d.) durch die im Kurzschlußstromkreis liegenden Verlustwiderstände einen überwiegenden Gleichstromanteil (s. d.) besitzt. Dagegen besitzt der vom zweiten Feld erzeugte Stromanteil nahezu die Betriebsfrequenz, so daß er vorwiegend als Wechselstrom angesprochen werden kann. Zusammenfassend erhält man daher den in der Figur



Verlauf eines Wechselstrom-Kurzschlußstromes.

gezeichneten Verlauf des Stoßkurzschlußstromes, dessen Merkmal die anfangs völlig einseitige Lage der Kurve zur Nullachse ist. Der Stoßkurzschlußstrom erreicht somit etwa eine halbe Periode nach Eintritt des Kurzschlusses seinen Maximalwert J_{\max} ; er berechnet sich aus dem Nennstrom J_n der Maschine näherungsweise nach der Formel

$$\frac{J_{\max}}{J_n} = 1,8 \cdot \frac{U}{U_s}$$

wobei U die Maschinennennspannung, U_s ihre Streuspannung bezeichnet. Die Höhe des Stoßkurzschlußstromes ist maßgebend für die in der Maschine und den vom Kurzschluß erfaßten Leitungen und Apparaten auftretenden elektrodynamischen Kurzschlußkräfte. Diese erreichen infolge der enormen Kurzschlußstromstärke gewaltige Beträge von Tonnen und können besonders gefährlich werden durch ihren pulsierenden Anteil, welcher die stromdurchflossenen Leiter samt den Befestigungsteilen durch Resonanz (s. d.) zum Bruch bringen kann. Besonders werden hiervon die Sammelschienenanlagen betroffen. Die

Wärmewirkungen des Stoßkurzschlußstromes sind innerhalb der Maschinen selbst meist ungefährlich, sie können jedoch verderblich werden, wenn durch zu schnelles Abschalten eines Ölschalters (s. d.) sich in diesem ein Kurzschlußlichtbogen hoher Intensität entwickelt.

Der Dauerkurzschlußstrom ist stets erheblich kleiner als der Stoßkurzschlußstrom, weil sich hier zu der drosselnden Wirkung der im Stromkreis liegenden Reaktanzen (s. Wechselstromgrößen) die Ankerrückwirkung (s. d.) in den Maschinen addiert. Daher braucht man lediglich auf die durch den Dauerkurzschlußstrom entwickelte Wärme zu achten, der die Leitungen und Schalter gewachsen sein müssen.

Neben den genannten Stromwirkungen wird der Kurzschluß durch einen Spannungsrückgang bemerkbar, der in der unmittelbaren Umgebung des Kurzschlußortes am größten ist. Daher werden Apparate und Maschinen, welche dort an das Netz angeschlossen sind, außer Betrieb gesetzt. Ebenso können gekoppelte Zentralen durch einen in der Koppelleitung auftretenden Kurzschluß auseinandergeworfen werden.

Während sich die beschriebenen Erscheinungen auf den betroffenen Stromkreis selbst beschränken, führt der Kurzschluß auf einer Freileitung stets auch zu einer Störung der Leitungsumgebung. Beim „Kurzschluß“ werden benachbarte Fernmeldeleitungen induziert, wobei insbesondere durch den Stoßkurzschlußstrom in Telephonleitungen heftige Knallgeräusche entstehen können, die das Bedienungspersonal der Schwachstromanlage gefährden; diese Wirkung hat veranlaßt, daß der Mindestabstand zwischen einer Starkstromleitung und einer (parallelen) Fernmeldeleitung behördlich festgelegt wurde. Beim Erdschluß werden die in der Umgebung der Fehlerstelle liegenden Teile der Erdoberfläche in Mitleidenschaft gezogen. Hierbei wachsen nicht nur die vorher genannten Induktionswirkungen auf benachbarte Fernmeldeleitungen auf sehr hohe Beträge an, sondern es können Menschen und Tiere durch Potentialdifferenzen längs der Erdoberfläche lebensgefährliche Schläge erhalten (s. auch „Erdung“). Besonders gefährlich sind in dieser Beziehung Erdkurzschlußströme.

Die geschilderten Kurzschlußfolgen haben die Technik zur Entwicklung zahlreicher Schutzanordnungen veranlaßt, welche einmal die Wirkungen des Kurzschlusses selbst herabsetzen, zum andern den erkrankten Anlagenteil automatisch abschalten sollen (z. B. Sicherungen, Relais, Kurzschlußdrosselpule, Erdschlußpule, Löschtransformator). Besonders sei hier die Abschirmung von Fernmeldeleitungen gegen Induktionswirkungen benachbarter Starkstromleitungen erwähnt.

Der Kurzschluß durch Fortfall innerer elektromotorischer Kräfte spielt in der Wirkungsweise der elektrischen Maschinen eine große Rolle.

Elektromotoren (s. d.) sind in diesem Sinne bei Stillstand kurzgeschlossen, weil dann die elektromotorische Kraft der Bewegung fortfällt. Beim unmittelbaren Anschluß eines stillstehenden Motors an ein Netz konstanter Spannung werden diesem daher Kurzschlußströme entnommen, die mit den Betriebsbedingungen des Netzes nur verträglich sind, wenn die auftretenden Ströme klein gegen die Betriebsströme der Zentrale sind. Daher kann diese Art des Anlassens von Motoren nur für

relativ kleine Maschinen Anwendung finden, während man bei großen Maschinen den Stillstands-Kurzschluß durch Einschaltung eines geeignet bemessenen und nach beendetem Anlaufvorgang kurz zu schließenden Anlaßwiderstandes vermeiden muß.

Ebenso kann man von einem Kurzschluß der genannten Art sprechen, wenn zwei Spannungen verschiedener Frequenz in demselben Stromkreise tätig sind: Indem man nämlich die von jeder Spannung erzeugten Ströme für sich berechnet, ist für jeden Strom die frequenzfremde Spannung als nicht vorhanden zu betrachten. In diesem Sinne bildet z. B. ein Synchronmotor (s. d.), dessen Umlaufzahl von der Synchronumlaufzahl abweicht, für das Netz einen Kurzschluß, weil die vom Polrad induzierte Spannung eine andere Frequenz als die Netzspannung besitzt. Ein anderes Beispiel für einen derartigen Kurzschluß ist ein asynchroner Drehstrommotor (s. d.), dessen Läufer mit einer einphasigen Wicklung versehen ist; in diesem Falle entwickelt sich zunächst im Läufer eine frequenzfremde Spannung, die in der Ständerwicklung einen über das Netz kurzgeschlossenen Strom erzeugt.

Während die bisher besprochenen Kurzschlußfälle in der Regel einen unerwünschten Betriebszustand darstellen, stellt man manchmal einen Kurzschluß absichtlich her, um entweder gewisse Eigenschaften des Stromkreises zu messen oder sie theoretisch festzulegen.

In der Messung spielt der sog. Kurzschlußversuch besonders zusammen mit dem sog. Leerlaufversuch (Leerlaufkennlinien) (s. d.) eine wichtige Rolle zur Bestimmung gewisser Maschinenkonstanten. In der Regel läßt man während des Kurzschlußversuches bei Abwesenheit aller Arbeitsspannungen den Nennstrom der betreffenden Maschine durch die Wicklung strömen. Die hierbei an der Wicklung gemessene Spannung wird als Kurzschlußspannung bezeichnet; sie ist maßgebend für den Spannungsabfall, welchen die Maschine im Betriebe erleidet. Die beim Kurzschlußversuch der Wicklung zugeführte Leistung ist nahezu identisch mit den im Betrieb vorhandenen Stromwärmeverlusten, den „Kupferverlusten“, weil das im Kurzschlußversuch vorhandene Feld keine merklichen Eisenverluste besitzt.

Die Theorie erfaßt den Kurzschlußversuch in den Grundgleichungen des allgemeinen Wechselstromkreises, oder — noch allgemeiner — des sog. Vierpols. Man versteht hierunter ein beliebiges elektrisches Stromnetz mit zwei als Eingang und zwei als Ausgang bezeichneten Klemmen, welches einen Energietransport vom Eingang zum Ausgang gestattet. Als Kurzschlußwiderstand z_k eines solchen Gebildes bezeichnet man den zwischen den Eingangsklemmen gemessenen (komplexen) Widerstand bei kurzgeschlossenen Ausgangsklemmen, als Kurzschlußübersetzungsverhältnis u_k das (komplexe) Verhältnis des hierbei zwischen den Ausgangsklemmen fließenden Stromes zum Eingangsstrom. Die Kurzschlußkonstanten beschreiben zusammen mit den Leerlaufkonstanten das Verhalten des gesamten Vierpols. Insbesondere pflegt man sie zur Ableitung des sog. Kreisdiagramms zu benutzen.

F. Ollendorff.

Näheres über Kurzschlußströme s. R. Rüdenberg, Kurzschlußströme in Großkraftwerken. Berlin, Springer 1926.

Kurzschlußkennlinie s. Kennlinien.

Kurzschlußofen. Als Kurzschlußofen bezeichnet man elektrische Widerstandsöfen für niedrige Betriebsspannung und hohe Stromstärken, bei denen tiegel-, stab- oder rohrförmige Heizkörper von geringem Widerstand unmittelbar an eine Niederspannungsquelle hoher Stromleistung angeschlossen sind. Vgl. Fig. 1, in der g den Transformator, d e einen Widerstandstiegel mit Schmelzglas f bedeutet. Als Material für derartige

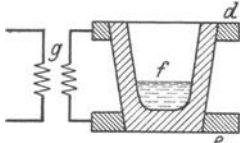


Fig. 1. Schema eines Kurzschlußofens.

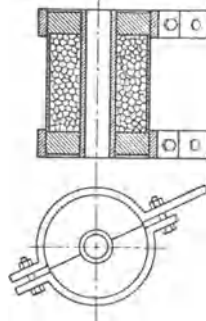


Fig. 2. Kurzschlußofen nach Nernst-Tammann.

Heizkörper können Kohle, Graphit (bis über 3000°), Platin (bis 1500°), Platin-Iridium und Iridium (bis 1800° bzw. 2100°) verwendet werden. Eine besonders einfach herstellbare Form mit vertikalem Kohleheizrohr, Holzkohlenumhüllung und Kohle-

scheibenanschlüssen nach Nernst-Tammann ist in Fig. 2 skizziert.

Carl Müller.

Kurzichtigkeit (Myopie) s. Brille.

Kutta-Joukowskysche Gleichung. Bedeutet A die Auftriebskraft für die Längeneinheit des Körpers senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit, v die Flüssigkeit relativ zum Körper in unendlich großer Entfernung, ρ die Luftdichte, Γ die Zirkulation (s. d.), so besagt die Kutta-Joukowskysche Gleichung $A = \rho \cdot v \cdot \Gamma$. Diese Gleichung kann abgeleitet werden durch Integration der sich aus den Geschwindigkeitswerten der Potentialströmung ergebenden Drucke auf die Oberfläche des Körpers oder durch Berechnung der Impulsmenge, die durch eine geschlossene Linie um den eingetauchten Körper wandert.

L. Hopf.

Kymatologie. In der Geographie versteht man unter Kymatologie die Lehre von den Wellenformen der Atmosphäre, Hydrosphäre und Lithosphäre. In ihr Bereich fällt also z. B. das Studium der Luftwogen (s. d.), Wogenwolken (s. Wolken), Wasserwellen (s. Meereswellen), Rippelmarken (s. d.), Dünen (s. d.) und anderer dynamischer Gleichgewichtsformen (s. d.). Ihr Grundgesetz ist das Gleitflächengesetz (s. d.).

O. Baschin.

Kymometer. Eine englische Bezeichnung für Wellenmesser (Flemming).

A. Meißner.

Kystoskop s. Höhlengucker.

L

Labiles Gleichgewicht s. Thermodynamisches Gleichgewicht, s. Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Labyrinth s. Ohr.

Labyrinthdichtung. Es kommt im Maschinenbau, besonders bei Turbinen häufig vor, daß eine rotierende Welle aus einem Raum mit hohem Druck in eine solche mit niedrigem Druck reicht. Eine Stopfbüchse mit fester Packung verursacht wegen der Bewegung des abgedichteten Maschinenteils eine unerwünscht starke Reibung. Deshalb werden mit Vorliebe Labyrinthdichtungen verwendet, d. i. eine Dichtungsart, bei der unmittelbare Berührung zwischen Packung und Welle vermieden und die Abdichtung dadurch erreicht wird, daß man dem strömenden Stoff einen möglichst langen und unbequemen Weg bietet. Man setzt (Fig. 1 und 2) in die Welle ein- oder auch mehrfache Labyrinthkämme ein und dreht ent-

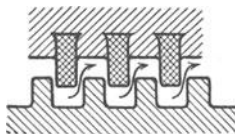


Fig. 1.

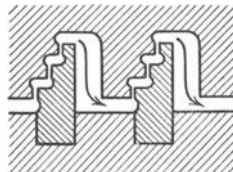


Fig. 2.

Einfache Labyrinthkämme. Mehrfache Labyrinthkämme.

sprechende Aussparungen in das Gehäuse. Der Dampf (bzw. das Wasser) verliert die in einem Spalt erlangte Geschwindigkeit in der darauf folgenden Erweiterung durch Wirbelbildung, so daß in dem nächsten Spalt durch die erforderliche Beschleunigung ein weiterer Teil des Druckgefälles vernichtet wird.

Der Undichtheitsverlust ist für Dampf nach Stodola:

$$(1) \quad G [\text{kg} \cdot \text{sec}^{-1}] = f \sqrt{\frac{g \cdot k}{z} (p_1^2 - p_2^2)}$$

Hierin ist f der Spaltquerschnitt in m^2 , p_1 der Druck vor, p_2 hinter der Dichtung in kg/m^2 ; für $k = \frac{1}{p \cdot v}$ ist ein Mittelwert in dem Druckintervall p_1 bis p_2 zu nehmen.

Nach Versuchen von Winkel ist als Dichtung gegen Druckwasser eine einfache zylindrische Welle mit möglichst geringem Spiel einer Folge von Spalten und Erweiterungen vorzuziehen. Da die Versuche aber mit stillliegender Welle ausgeführt sind, ist erst eine Nachprüfung mit rotierender Welle abzuwarten.

S. Erk.

Näheres s. A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen. Berlin. Julius Springer. R. Winkel, Ztschr. f. ang. Math. u. Mech. 3, 251; 1923, 1924.

Ladedichte s. Explosion und Rohrkonstruktion.

Ladestab. Ladestab nennt man kleine, in handliche Form gebrachte Elektriermaschinen, die zur Aufladung von Elektroskopen verwendet werden. Gut geeignet für solche Zwecke ist der Ladestab von Phillip, der an vielen technischen Elektrometern angebracht ist. Er besteht aus einem zylindrischen Metallgehäuse, in dem ein kleines Reibzeug aus Leder gegen ein Hartgummistück verschoben wird. Durch eine Feder wird der drehbare Teil selbsttätig zurückgetrieben. Mitunter ist dadurch, daß zwischen dem Hartgummistück und dem aufzuladenden Körper ein schlechter Leiter, z. B. ein Zelluloidstab eingeschaltet ist, ein langsames Aufladen bis zu einem bestimmten

Ladepotential möglich. Ladestäbe liefert die Firma Spindler und Hoyer in Göttingen. *R. Jaeger.*

Ladung. Die elektrische Ladung oder Elektrizitätsmenge wird in Coulomb (s. d.) gemessen; ein Coulomb ist gleich $3 \cdot 10^9$ elektrostatischen Einheiten. Die Ladung kann in positiver oder negativer Elektrizität bestehen, ihre Größe ist mit Hilfe des Coulombschen Gesetzes meßbar. Die Ladung steht im Zusammenhang mit der Arbeit, die notwendig ist, um eine bestimmte Elektrizitätsmenge auf einen bestimmten Spannungszustand zu bringen; diese Arbeit (Joule) ist gleich dem Produkt aus Potential (Volt) und der Elektrizitätsmenge (Coulomb). Ferner hat jeder Leiter ein bestimmtes Fassungsvermögen (Kapazität) für elektrische Ladung. Je größer die Ladung bei einem bestimmten Leiter (Kondensator) wird, um so dichter sitzen die Ladungseinheiten auf dem Leiter, desto größer ist die Spannung gegen die umliegenden Leiter. Daraus folgt, daß die Ladung (Coulomb) gleich ist dem Produkt aus Kapazität (Farad) und Spannung (Volt).

Eine wichtige Eigenschaft der Ladung ist die Tatsache, daß auf Leitern die Ladungen immer an der Oberfläche ihren Sitz haben. Je kleiner der Leiter ist, um so dichter sitzt die Ladung (Spitzenwirkung).

Jedes Grammmolekül transportiert bei der Elektrolyse eine ganz bestimmte Ladung, die elektrolitische Elementarladung oder Valenzladung, die 96494 Coulomb oder $28,95 \cdot 10^{13}$ E S E. beträgt. p-wertige Ionen tragen die p-fache Ladung. Da die Anzahl der Molekeln in Kubikzentimeter bei 0° und Atmosphärendruck, die sog. Loschmidtsche Zahl $N = 2,7 \cdot 10^{19}$ ist, so erhält man für die Ladung eines einwertigen Ions (Moleküls), das Elementarquantum die Ladung $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb oder $5 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh. *R. Jaeger.*

Ladungsteilung. Bringt man einen elektrisch geladenen und einen ungeladenen oder aber zwei geladene Leiter miteinander in Berührung, so verteilen sich die Ladungen in einer den Kapazitäten entsprechenden Größe auf die beiden Leiter. Auf diesem Vorgang beruht eine wichtige Methode des Vergleiches oder der Messung von Kondensatoren. Diese „Methode der Ladungsteilung“ bedient sich eines Elektrometers von kleiner Kapazität. Lädt man einen Kondensator mit bekannter Kapazität C_1 auf die mit dem Elektrometer gemessene Spannung V_1 auf, so ist die Ladung des Kondensators $e = C_1 V_1$. Wird dann der Kondensator mit einem zweiten der unbekanntenen Kapazität C_x verbunden, so sinkt die Spannung auf V_2 und die Ladung e verteilt sich auf beide parallel geschaltete Kondensatoren.

Dann ist $e = (C_1 + C_x) V_2$. Daraus folgt für die unbekanntene Kapazität

$$C_x = C_1 \cdot \frac{(V_1 - V_2)}{V_2}.$$

Falls die Elektrometerkapazität C_e nicht zu vernachlässigen ist, so gilt für diese in analoger Weise: $C_e = C_1 \frac{(V_1 - V_2)}{V_2}$. Wird nun der unbekanntene Kondensator dazugeschaltet, so ist

$$(C_1 + C_e) V_2 = (C_1 + C_e + C_x) V_3, \text{ oder}$$

$$C_x = C_1 \cdot \frac{V_1(V_2 - V_3)}{V_2 \cdot V_3}.$$

Zu beachten ist bei exakten Messungen der Einfluß der Zuführungsdrähte. Am besten ist es deshalb, nicht einen Kondensator zu nehmen, dessen Kapazität von dem influenzierenden Einfluß der Umgebung abhängt, sondern einen solchen mit wohldefinierter Kapazität zu verwenden, wie sie der Gerdienische oder Harmssche Kondensator besitzen. Mitunter ist auch zu berücksichtigen, daß die Kapazität des Elektrometers keine Konstante, sondern eine Funktion des Ausschlags ist. Zu

Präzisionsmessungen ist dann diese Methode nicht zu gebrauchen.

Das Prinzip der Ladungsteilung läßt sich zu einer Nullmethode benutzen, wenn mehrere bekannte Kapazitäten zur Verfügung stehen, von denen eine variabel ist. Das Schaltbild ist in der Figur wiedergegeben. C ist die unbekanntene, C_1 , C_2 und C_3 sind die bekannten Kapazitäten; C_1 ist variabel und wird verändert, bis das Elektrometer beim Schließen des Schalters Sch keinen Ausschlag mehr zeigt. Dann müssen b und d auf gleichem Potential (V) sein.

Die Spannung an C muß gleich der an C_3 , die an C_1 gleich der an C_2 sein; also ist, wenn e die Ladungen sind:

$$\frac{e}{C} = \frac{e_3}{C_3} \text{ und } \frac{e_1}{C_1} = \frac{e_2}{C_2},$$

außerdem ist aber $e = e_1$ und $e_2 = e_3$; daraus folgt:

$$\frac{C}{C_1} = \frac{C_3}{C_2} \text{ oder } C = \frac{C_1 C_3}{C_2}.$$

R. Jaeger.

Ladungstransport s. Konvektionsstrom.

Ladungsverhältnis s. Rohrkonstruktion.

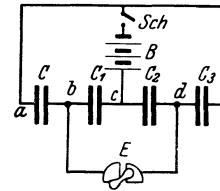
Länge, astronomische s. Himmelskoordinaten.

Länge, geographische: der Winkelabstand eines Ortes vom Nullmeridian. Fast allgemein wird als Nullmeridian der Meridian von Greenwich (England) genommen und man rechnet von ihm aus bis 180° östliche, bzw. westliche Länge.

v. Staal.

Längenausdehnung durch Wärme s. Ausdehnung durch Wärme.

Längeneinheiten. Als Einheit der Länge gilt, nach internationaler Vereinbarung, das Meter, ursprünglich definiert als der zehnmillionste Teil des Erdquadranten, jetzt, nachdem neuere, immer mehr verfeinerte Messungen für die Länge des Erdquadranten 10000857 m ergeben haben, bestimmt und verkörpert durch den Abstand zweier Striche auf einem auf der Temperatur 0° gehaltenen Maßstabe aus einer Legierung von Platin und Iridium (90% Pt, 10% Ir), welcher im Bureau international des Poids et Mesures (s. d.) aufbewahrt wird. Kopien dieses Maßstabes aus der gleichen Legierung mit kleinen, aber bekannten Abweichungen, befinden sich bei den Meßbehörden der meisten Staaten der Erde, in Deutschland in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abt. I für Maß und Gewicht in Charlottenburg. Alle übrigen Längeneinheiten sind Vielfache oder Teile des Meters. 1 Meter (m) = 10 Dezimeter (dm) = 100 Zentimeter (cm) = 1000 Millimeter (mm) = 1000000 Mikron (μ). 1000 Meter (m) = 1 Kilometer (km).



Kapazitätsmessung nach dem Prinzip der Ladungsteilung.

Einige ältere Längeneinheiten.

1 Pariser	Fuß = 0,32484 m
1 preuß. (rheinl.)	„ = 0,31385 „
1 österr.	„ = 0,31611 „
1 bayer.	„ = 0,29186 „
1 sächs.	„ = 0,28319 „
1 hann.	„ = 0,29209 „
1 württemb.	„ = 0,28649 „
1 braunsch.	„ = 0,28536 „
1 bad. (schweiz.)	„ = 0,30000 „
1 Großh. hess.	„ = 0,25000 „
1 kurhess.	„ = 0,28770 „
1 engl. (russ.)	„ = 0,30479 „

In Württemberg, der Schweiz, Baden, Großherzogtum Hessen ist 1 Fuß = 10 Zoll, in den übrigen Ländern 1 Fuß = 12 Zoll.

1 Toise = 6 Pariser Fuß	= 1,949 m
1 geogr. (deutsche) Meile (4 Bogenminuten des Äquators)	= 7420 „
1 geogr. Seemeile (mittl. Bogenminute des Meridians)	= 1851,8 „
1 preußische Meile = 200 Ruten = 24000 Fuß	= 7532,5 „
1 engl. Meile = 5280 engl. Fuß = $\frac{2}{9}$ deutsche Meilen	= 1609,2 „
1 französisch-englische Seemeile, 20 auf 1 Grad	= 5555,5 „
1 russischer Werst = 3500 Fuß	= 1067 „

(Ausführlichere Angaben s. in Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen. Berlin, Springer.)

Im Bureau international des Poids et Mesures sind Untersuchungen ausgeführt worden, welche darauf zielten, die Längeneinheit des Meters unabhängig von dem obengenannten Maßstabe aus Platiniridium festzulegen. Das hat den Zweck, die Längenbeständigkeit des Normalstückes zu kontrollieren und, wenn es sich etwa im Laufe der Zeit verändern sollte, seine genaue Wiederherstellung zu ermöglichen. Die Untersuchungen kamen darauf hinaus, die Länge des Normalmeters mit der Länge eines Maßstabes in Beziehung zu setzen, welchen die Natur selbst unabhängig von den Dimensionen der Erde, aus denen ja das Meter ursprünglich hergeleitet ist, darbietet. Solche Maßstäbe sind die Wellenlängen der verschiedenen von glühenden Gasen ausgesandten Strahlungen. Diese Wellenlängen sind allerdings recht klein; sie betragen weniger als 1μ , also weniger als ein milliontel Meter. Immerhin ist es aber mit Hilfe der Interferenzerscheinungen (s. d.) möglich, die Zahl der Wellenlängen, welche auf die Länge eines Maßstabes entfallen, auszuzählen. Die Schlußresultate der von Michelson einerseits und Benoit, Fabry und Perot andererseits, nacheinander nach verschiedenen Methoden angestellten Messungen sind in vollkommener Übereinstimmung. Sie ergeben, daß das Meter 1553164,1 Wellenlängen λ der roten Cadmiumlinie in trockener Luft von 15°C und 760 mm Druck enthält und daß umgekehrt $\lambda = 0,6438470 \mu$ ist. Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

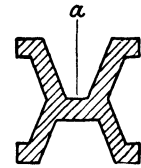
Längengradmessung s. Abplattung.

Längennormungen. Längennormale (Maßstäbe) dienen zur Verkörperung der Längeneinheit (s. d.); sie werden aus verschiedenen Materialien, Metall, Glas, Holz hergestellt, je nachdem man eine größere oder kleinere Meßgenauigkeit und Unveränderlichkeit verlangt. Man

teilt die Maßstäbe ein in Strichmaße und Endmaße. Auf den ersteren ist die zu verkörpernde Länge durch die Entfernung zweier Striche, an den letzteren durch den Abstand der Begrenzungsflächen gegeben.

Längennormale haben im allgemeinen die Form von Stäben; kürzere Endmaße kommen auch als Platten oder als Zylinder vor, deren Durchmesser dann die normale Länge darstellt. Für geodätische Zwecke werden sehr lange Strichmaße in der Form von Drähten oder Bändern (Bandmaße) benützt.

Maßstäbe sollen einen genügend starken Querschnitt haben, daß sie sich auch dann nicht durchbiegen, wenn ihre Unterlage nicht vollkommen eben ist. Um an Material zu sparen und das Gewicht zu verringern, gibt man besseren Maßstäben vielfach X- oder H-förmigen Querschnitt. Die internationalen Meternormale und ihre nationalen Kopien (vgl. den Artikel Längeneinheiten) haben den in der Figur abgebildeten Querschnitt. Das ganze Profil ist in einem Quadrat von 20 mm Seitenlänge enthalten; das Metall hat meist eine Stärke von 3 mm, nur der Unterbau ist etwas geschwächt, um den Querschnittsschwerpunkt in die Ebene a der Teilung zu bringen, welche genau in halber Höhe des Maßstabes liegt. Die Ebene der Teilung fällt auf diese Weise mit der biegungsfreien Ebene, der sog. neutralen Fläche, zusammen, wodurch die größtmögliche Unabhängigkeit des Abstandes der Striche von dem Einfluß aller Durchbiegungswirkungen erreicht ist.



Querschnitt der internationalen Meternormale.

Die Länge eines Maßstabes ist in hohem Maße von der Temperatur abhängig; der Maßstab kann also nur bei einer ganz bestimmten Temperatur seine Solllänge besitzen. Messingmaßstäbe z. B. ändern ihre Länge für 1° Temperaturdifferenz um 19 Milliontel ihres Wertes, also 1 m um 0,019 mm; Maßstäbe aus der Nickelstahllegierung Invar (64% Eisen, 36% Nickel) dagegen nur um 0,001 bis 0,002 mm/m. Zur Charakterisierung eines Maßstabes genügt es also nicht, seine Länge bei der Normaltemperatur 0° anzugeben, sondern man muß auch noch seinen Ausdehnungskoeffizienten kennen. Dies führt zu der vollständigen sog. Gleichung des Maßstabes. In diesem Sinne ist z. B. die vollständige Gleichung der seinerzeit dem Deutschen Reiche zugefallenen Kopie des internationalen Längennormals (s. den Artikel Längeneinheiten)

$$N_r = 1 \text{ m} - 1,0 \mu + [8,642 \cdot t + 0,001 \cdot t^2] 10^{-6} \mu,$$

wo t die jeweilige Temperatur des Maßstabes bedeutet.

Um für einen Maßstab seine Gleichung abzuleiten, muß man ihn mit einem anderen Maßstab bekannter Länge vergleichen. Endmaße legt man zu diesem Zweck, das unbekannte und das bekannte nacheinander, in eine Lehre, deren einer Anschlag fest, und deren anderer Anschlag beweglich ist (Schublehre). Die Stellung des freien Anschlages wird an einem Nonius (s. d.) abgelesen. Eine Verfeinerung der Messung kann dadurch erzielt werden, daß man den freien Anschlag durch eine Mikrometerschraube (s. d.) bewegt. Eine solche Vorrichtung nennt man ein Schraubenmikrometer. Die höchste Verfeinerung der Messung erreicht man, wenn man auch den zweiten

Anschlag unbeweglich macht und die Entfernung zwischen ihm und der Maßstab-Endfläche mittels Interferenzerscheinungen in Lichtwellenlängen auswertet.

Strichmaße vergleicht man am einfachsten durch Aneinanderlegen der Teilungen, indem man schätzt, wieviel der eine Maßstab an jedem Ende länger oder kürzer ist als der andere. Eine andere Art der Vergleichung besteht darin, daß man die eine Länge in einen Zirkel, am besten einen Stangen-zirkel faßt und auf die andere Länge überträgt. Die Vergleichung läßt sich dadurch verfeinern, daß man die Zirkelspitzen durch optische Visiere ersetzt, das sind Vorrichtungen, die dem beobachtenden Auge immer dieselbe Sehrichtung gewährleisten. Eine solche Vorrichtung ist das Mikroskop. Durch das Objektiv des Mikroskops wird von dem einzustellenden Strich ein reelles Bild entworfen, welches durch das Okular betrachtet wird. Dort, wo das reelle Bild auftritt, befindet sich als Visiereinrichtung ein Faden oder ein Fadenpaar, die ebenfalls durch das Okular wahrgenommen werden. Das Visieren erfolgt in der Weise, daß der einzustellende Strich durch Verschieben des Mikroskops mit dem Faden zur Deckung gebracht oder in die Mitte des Fadenpaares genommen wird. Die Stellung des Mikroskops wird wieder an einem Nonius oder an einer Mikrometerschraube abgelesen. Besser noch ist es, nicht das Mikroskop zu bewegen, sondern das Fadenpaar durch eine Mikrometerschraube (Okularmikrometer) verschiebbar zu machen.

Apparate mit Stangenzirkel und mit Mikroskopen als Visieren nennt man Kathetometer und Komparatoren, je nachdem der Stangenzirkel und die zu vergleichenden Maßstäbe vertikal oder horizontal angeordnet sind. An den Kathetometern ist der Stangenzirkel in der Regel um seine vertikale Längsachse drehbar, so daß man die Mikroskope nacheinander auf die beiden vertikal nebeneinander aufgehängten Maßstäbe richtet. — Die beiden vertikal gerichteten Mikroskope des Komparators sitzen auf einem horizontal verschiebbaren Schlitten oder Wagen, der entweder parallel (Longitudinalkomparator) oder senkrecht (Transversalkomparator) zur Längsrichtung der beiden auf horizontalen Tischen liegenden Maßstäbe bewegt wird. Transversalkomparatoren werden auch in der Form gebaut, daß die Mikroskope fest angeordnet sind und die Maßstäbe mit einem passend eingerichteten Wagen abwechselnd unter die Mikroskope gefahren werden.

Als Longitudinalkomparator bezeichnet man auch einen Apparat, dessen Mikroskope nicht an den Enden eines Stangenzirkels, sondern beide an einem mit dem Schlitten verbundenen, senkrecht zur Gleitbahn stehenden Arm sitzen. Die Mikroskope laden etwas verschieden weit aus, so daß man im einen die Striche des einen, im andern die Striche des anderen Maßstabes sieht, die beide nebeneinander auf dem Tische des Komparators liegen. Die Vergleichung der Maßstäbe erfolgt hier in der Art, daß man zunächst links die Fadenpaare auf die linken Maßabstriche einstellt (a auf I, b auf II), dann ebenso rechts verfährt (c auf I, d auf II). Der Längenunterschied der beiden Maßstäbe ist dann

$$(c - a)x - (d - b)y,$$

wo x und y die Reduktionsfaktoren der beiden Okularmikrometer auf metrisches Maß bedeuten.

Eine besondere Form des Longitudinalkomparators ist die Teilmaschine. An die Stelle des einen Mikroskops tritt ein Reißerwerk, mit welchem man, während man durch das übriggebliebene Mikroskop einen Maßstab anvisiert, einen Stichel über die zu teilende Fläche des zweiten Stabes führt. Die Teilmaschine wird zur Schraubenteilmaschine, wenn man den Schlitten nicht von Hand, sondern mit Hilfe einer über die ganze Länge des Instrumentes reichenden Schraube bewegt. Dabei dient dann aber die Schraube nicht nur als Transportschraube, sondern kann auch an Stelle des im Mikroskop befindlichen Okularmikrometers als Meßschraube benutzt werden.

Im vorstehenden war nur die Rede davon, wie man Endmaße mit Endmaßen und Strichmaße mit Strichmaßen vergleicht. Der gegenseitige Anschluß, die Vergleichung der Endmaße mit Strichmaßen erfolgt unter Verwendung von sog. Antriebszylindern. In ihrer einfachsten Form sind zwei mit je einem Teilstrich versehene Zylinder, welche jeder mit einer Endfläche des Endmaßstabes zur Berührung gebracht werden. Das Endmaß wird so in ein Strichmaß verwandelt, welches mit einem schon bekannten verglichen wird. Hierauf entfernt man den Endmaßstab und bringt die Antriebszylinder unmittelbar miteinander zur Berührung und ermittelt die Entfernung ihrer Indexstriche wie bei der ersten Messung. Die Differenz beider Längenmessungen gibt die Länge des Endmaßes.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Längennormale s. Längeneinheiten; Längenmessungen.

Längskraft s. Spannungsergebnisse und Spannungsmoment.

Längsmoment heißt ein Moment, welches das Flugzeug in seiner Symmetrieebene zu drehen sucht. Der Auftrieb des Tragflügels hat ein solches veränderliches Moment, da seine Richtungslinie in der Regel nicht durch den Schwerpunkt des Flugzeuges geht. Zum Ausgleich dieses Momentes und ebenso zur Erzeugung eines Längsmomentes für vertikale Richtungsänderungen dient das Höhenleitwerk (s. d. und auch Stabilität).

L. Hopf.

Längsstabilität s. unter Stabilität des Flugzeuges.

Läufer einer elektrischen Maschine heißt im Gegensatz zum Ständer (s. d.) der bewegliche Teil der Maschine. In den meisten Fällen ist er mit einer Wicklung versehen, welche sich von der Wicklung des Ständers nur konstruktiv unterscheidet: sie muß den Zentrifugalkräften mechanisch gewachsen sein. Während man dies für die Wicklungsteile, die im aktiven Eisen des Läufers liegen, leicht durch entsprechende Ausführung der Nuten erreicht, muß man zur Befestigung der überragenden Wicklungselemente besondere Befestigungsmaßnahmen anwenden. Man umgibt die Wicklung mit Bandagen oder — bei sehr hohen Beanspruchungen z. B. Turbomaschinen — mit metallischen Kappen.

Außer der Läuferwicklung trägt der Läufer in den meisten Fällen Schleifringe oder Kommutatoren (s. d.), welche den Strom aus der Wicklung nach außen zu führen gestatten. Mit Rücksicht auf die hierbei notwendigen Konstruktionsbeschränkungen kann man im allgemeinen die Läuferspannung nicht sehr hoch wählen. Läuferwicklungen sind daher meist für relativ starke Ströme bemessen.

Im Betriebe treten im Läufer Verluste durch Ummagnetisierung des Eisens und durch Stromwärme auf. Diese Läuferverluste müssen abgeführt werden. Dies gelingt sehr viel leichter als beim Ständer, weil durch die Rotation eine kräftige natürliche Kühlung der Läuferoberfläche hervorgerufen wird. Daher kann man die Belastung des Läufers in der Regel höher treiben als die des Ständers.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Richter, Elektrische Maschinen. Bd. 1.

Lafetten s. Rohrrücklaufgeschütze.

Lagermetalle. Als Baustoffe für Lager zur Aufnahme rotierender Zapfen und Wellen werden im Maschinenbau außer Gußeisen besonders Bronzen und Weißmetalle verschiedener Zusammensetzungen benützt. Die Auswahl derselben wird getroffen je nach der Höhe des auftretenden spezifischen Lagerdruckes (kg cm^{-2}), des Reibungswertes ($\text{kg cm}^{-2} \text{ m sec}^{-1}$), der Schmiermöglichkeit, der zulässigen Temperatur usw. Solche Legierungen sind:

	Kupfer	Zinn	Zink	Blei	9% Phosphor-kupfer
Zähes Lagermetall	86	14	2	—	—
Lager, das Stöße auszuhalten hat	82	16	2	—	—
Lokomotiv-Achslager	82	10	8	—	—
Lokomotiv-Achslager	79	8	5	8	—
Triebstangenlager	74,5	11	11	—	3,5
Wagenachslager	72,5	8	17	—	2,5
Wagenachslager	73,5	6	19	—	1,3

	Kupfer	Zinn	Zink	Blei	Antimon
Weißmetall	6	83	—	—	11
Weißmetall	6	82	—	—	12
Weißmetall (härter)	7,8	76,7	—	—	15,5
Weißmetall (hart)	9	72,8	—	—	18,2
Weißmetall für untergeordnete Zwecke	—	42	—	42	16
Lagermetall für untergeordnete Zwecke	—	—	—	84	16
Lagermetall, bessere Qualität	8	—	—	80	12
Lagermetall, bessere Qualität	—	—	20	60	20
Babbittmetall	4	19	69	5	7
Babbittmetalle f. Fahrzeuge	—	25	50	25	—

L. Schneider.

Lagerreibung. Man unterscheidet drei Arten der Lagerreibung: trockene, halbflüssige und flüssige Reibung. Die trockene Reibung kommt in ordnungsgemäß geschmierten Lagern überhaupt nicht vor. Sie kann eintreten, wenn das Schmiermittel ausbleibt oder die Belastung des Lagers die Tragfähigkeit des Schmierfilms überschreitet. Sie führt durch „Fressen“, d. h. Anschmelzen von Teilen der Lagerschale an die Achse in kürzester Zeit eine vollständige Zerstörung des Lagers herbei. Die halbflüssige und flüssige Reibung bezeichnet man in Übereinstimmung mit der internationalen Literatur wohl besser als Teil- und Vollschmierung.

a) Teilschmierung. Im Zustand der Ruhe liegt der Lagerzapfen mit seiner unteren Fläche auf der Lagerschale auf (Fig. 1). Im Augenblick

des Anfahrens läuft der Zapfen entgegengesetzt der Drehrichtung an der Lagerschale hinauf (Fig. 2); dabei gelangt Schmiermittel (Öl) zwischen Zapfen und Lager. Es werden sich aber zunächst noch

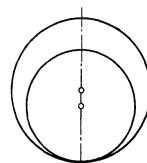


Fig. 1. Ruhelage.

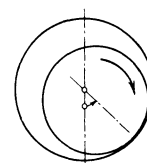


Fig. 2. Anlaufen (Teilschmierung).

die Spitzen der Unebenheiten von Zapfen und Lager gegenseitig berühren. Die Reibung folgt annähernd dem Coulombschen Gesetz:

$$(1) \quad R = \mu \cdot P.$$

Der Reibungswiderstand R ist proportional dem Lagerdruck P . Der Proportionalitätsfaktor μ ist hauptsächlich vom Werkstoff, der Beschaffenheit der reibenden Flächen und der Gleitgeschwindigkeit abhängig, vom Flächendruck aber einigermaßen unabhängig. Die Teilschmierung liegt vor im Augenblick des Anfahrens und Auslaufens der Maschine, sowie beim Einlaufen des Lagers (s. unten). Sie ist die Ursache der Lagerabnutzung und hängt wesentlich von den Eigenschaften des Lagermetalls ab.

b) Vollschmierung (Fig. 3 und 4). Durch die Drehung des Zapfens wird Öl in den keilförmigen Spalt zwischen der Unterseite des Zapfens und der Lagerschale gepreßt. Es entsteht vor (im Sinne

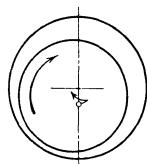


Fig. 3. Kleine Drehzahl Vollschmierung.

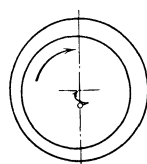


Fig. 4. Große Drehzahl Vollschmierung.

der Drehrichtung) der engsten Stelle ein Überdruck, dem der Zapfen ausweichen muß. Sobald der Öl-Druck im Schmierkeil genügend groß ist, wird der Zapfen von der Lagerschale abgehoben („Ausklinken“) und „schwimmt“ nun auf dem Schmierkeil. Der Weg der Zapfenachse ist in den Fig. 1 bis 4 angedeutet. Mit wachsender Drehzahl nähert sich die Zapfenachse dem Lagermittel, das sie bei unendlich großer Drehgeschwindigkeit erreicht.

Vom Augenblick des Ausklinkens an berühren sich Zapfen und Lagerschale nicht mehr, das Lager wird also auch nicht mehr abgenützt. Die Reibung mit Vollschmierung wurde in den letzten Jahrzehnten als ein hydrodynamisches Problem betrachtet, dessen Lösung von dem Newtonschen Ansatz für die Schubspannung in einer Flüssigkeit ausgehen muß. Die hydrodynamische Theorie der Lagerreibung wurde von Petrow (1883) und Reynolds (1886) begründet, von Sommerfeld (1904) vereinfacht und von Gumbel (1914/22) und Duffing (seit 1924) weitergeführt. In neuerer Zeit hat man jedoch erkannt, daß die hydrodynamische Theorie auch die Vollschmierung nicht befriedigend zu erklären vermag. Vielmehr spielen die unter dem Begriff „Schmierfähigkeit (oiliness,

onctuosité“ zusammengefassten Eigenschaften der Schmiermittel, die bei der Teilschmierung von beherrschendem Einfluß sind, auch bei der Vollschröpfung eine wichtige Rolle. Durch röntgenspektrographische und andere Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, daß die Moleküle gewisser oberflächenaktiver Bestandteile der Schmiermittel (die man aber noch nicht näher kennt) im Schmierfilm in besonderer, geordneter Weise orientiert sind und daß dieser „Orientierungseffekt“ in erster Linie die Schmierfähigkeit eines Öles bestimmt.

Maßgebend für den Reibungswiderstand bei der Vollschröpfung ist die Zähigkeit des Schmiermittels, die ebenso groß sein soll, daß der durch die Zapfendrehung im Schmierkeil erzeugte Druck dem Lagerdruck das Gleichgewicht hält. Der Schmierwert eines Schmiermittels hängt aber außer von der Zähigkeit auch noch von deren Veränderlichkeit mit Druck und Temperatur ab, sowie von der Oberflächenspannung und anderen, z. T. noch nicht geklärten Bedingungen, darunter von dem oben erwähnten Orientierungsvermögen. Grundsätzlich können nur benetzende Flüssigkeiten als Schmiermittel verwendet werden.

Den Druckverlauf in der Schmierschicht zeigt schematisch Fig. 5 als Polardiagramm. Hinter der engsten Stelle entsteht nach der Rechnung ein Unterdruck, der aber noch nicht beobachtet werden konnte und praktisch belanglos ist. Schmiernuten wirken nachteilig auf die Vollschröpfung, da sie das Öl aus dem tragenden Gebiet hohen Druckes nach Gebieten niedrigeren Druckes ableiten.

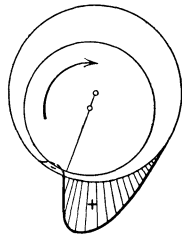


Fig. 5. Druckverlauf im Lager.

Durch sorgfältige Bearbeitung des Lagers und Zapfens wird die Zeit, während der halbflüssige Reibung besteht, verringert, ebenso die geringste zulässige Schmierschichtdicke; dadurch werden der zulässige größte Lagerdruck und die Betriebssicherheit des Lagers bedeutend gesteigert. Läßt man ein neues Lager, bevor man es in Betrieb nimmt, eine Zeitlang mit wenig Schmiermittel im Zustand der Teilschröpfung laufen („einlaufen“), so glätten sich Zapfen und Lagerschale selbsttätig in sehr vollkommener Weise. Die besten Gleitflächen erzielt man nach Falz durch Einlaufenlassen mit kolloidalem Graphit.

Das Lager soll womöglich beweglich sein, damit es, den unvermeidlichen Verbiegungen der Welle folgend, sich selbst parallel zur Achse einstellen kann. Selbstverständlich muß der Zapfen etwas Spiel im Lager haben, da sonst die Bildung eines Schmierkeils unmöglich ist.

Bei Achsialdrucklagern (bei denen der Lagerdruck in der Richtung der Wellenachse wirkt), gleiten ebene, parallele Flächen aufeinander. Es kann sich daher kein Schmierkeil bilden. Nach einem Vorschlag von Michell teilt man eine der tragenden Flächen in einzelne Druckklötze, die so gelagert sind, daß sie in der Gleitrichtung eine ganz geringe Kippbewegung ausführen können. Durch die Verschiebung der beiden Gleitflächen gegeneinander in Verbindung mit der Zähigkeit des Schmiermittels wird eine der Gleitgeschwindigkeit

und der dadurch bedingten Druckverteilung entsprechende Schräglage der Druckklötze bewirkt. Mit abnehmender Gleitgeschwindigkeit wird die Keilsteigung immer kleiner, dementsprechend die Tragfähigkeit größer. Das Michell-Segmentdrucklager ist daher besonders betriebssicher. Bei Versuchen hat man mit einem Flächendruck von 500 kg/cm² noch nicht die Grenze der Tragfähigkeit erreicht.

Bei der Berechnung eines Lagers muß außer der Bildung des Schmierkeils auch die Wärmeentwicklung im Lager berücksichtigt werden, da bei unzulässig hoher Lagertemperatur, wenn nicht andere Schäden auftreten, das Öl zu dünnflüssig wird und dann der Schmierkeil nicht mehr trägt. Die notwendige Wärmeableitung muß durch konstruktive Maßnahmen, allenfalls künstliche Kühlung durch Luft, Öl, Wasser erreicht werden.

S. Erk.

Näheres s. E. Falz, Grundzüge der Schmiertechnik. Berlin: Julius Springer 1926. Gumbel-Everling, Reibung und Schmierung im Maschinenbau. Berlin: M. Krahn 1925. V. Viegew u. J. Kluge, Arch. f. Eisenhüttenwesen, Bd. 2, Heft 12; 1929.

Lagrangesche Funktion, Lagrangesche Gleichungen s. Energie (mechanische) und Impulssätze.

Lagrangesche Gleichungen der Hydrodynamik erhält man durch Anwendung der Newtonschen Grundgleichung der Mechanik oder des d'Alembertschen Prinzips auf ein Massenteilchen in der Flüssigkeit; die Lage des Teilchens sei durch die Koordinaten x, y, z in Abhängigkeit von der Zeit t gegeben, ρ bezeichne die Dichte, X, Y, Z die Komponenten der äußeren Kraft (z. B. Schwere) auf die Volumeneinheit; a, b, c seien die drei unabhängigen Variablen, welche ein bestimmtes Flüssigkeitsteilchen charakterisieren, etwa die Lagenkoordinaten zur Zeit $t = 0$. Die Gleichungen lauten dann:

$$\rho \left[\left(\frac{d^2x}{dt^2} - X \right) \frac{\partial x}{\partial a} + \left(\frac{d^2y}{dt^2} - Y \right) \frac{\partial y}{\partial a} + \left(\frac{d^2z}{dt^2} - Z \right) \frac{\partial z}{\partial a} \right] = - \frac{\partial p}{\partial a}$$

und die entsprechenden, in denen nur b und c an Stelle von a treten. Zu diesen drei Gleichungen tritt die Kontinuitätsgleichung (s. d.), so daß die vier Unbekannten x, y, z und p in Abhängigkeit von der Zeit t und den Teilchenkoordinaten a, b, c bestimmt sind. Die Lagrangeschen Gleichungen — die übrigens schon Euler angegeben hat — werden fast nie verwendet; Flüssigkeitsbewegungen werden fast ausschließlich mit Hilfe der Eulerschen Gleichungen (s. d.) berechnet, welche nicht die Bewegung eines Teilchens verfolgen, sondern die Geschwindigkeit an einem Raumpunkt als Unbekannte ansehen. L. Hopf.

Lagrangesche Koordinaten s. Koordinaten der Bewegung.

Lalande-Element s. Kupronelement.

Lambert s. Photometrische Gesetze und Formeln.

— Photometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken. (Amerikanische) Einheit der Flächenhelle s. Photometrische Größen und Einheiten c.

Lamellenmagnet. Permanente Hufeisenmagnete setzt man vielfach, um sie besonders kräftig zu machen, aus einzelnen gehärteten Lamellen zusammen, von denen die innerste am längsten ist, während die äußeren um so kürzer werden, je weiter nach außen sie zu liegen kommen; auf diese Weise

erhalten die Pole eine treppenförmige Gestalt. Der Grund für die stärkere Wirkung dieser Magnete liegt darin, daß die in den seitlichen Lamellen verlaufenden Induktionslinien, da sie von dem auf der Mittellamelle aufliegenden Anker durch einen mehr oder weniger breiten Luftspalt getrennt sind, welcher ihrem Übertritt einen erheblichen Widerstand entgegengesetzt, den bequemeren Weg durch die Mittellamelle zum Anker nehmen und damit die dort herrschende Induktion erheblich vergrößern; auf dieser aber, also auf der Dichte, und nicht allein auf der gesamten Anzahl der Induktionslinien, beruht die Anziehungskraft eines Magneten, denn diese steigt mit dem Quadrat der Induktion. Würde es also gelingen, den Kraftlinienfluß durch Verringerung des Querschnitts auf die Hälfte zusammenzupressen, so erhielte man die vierfache Wirkung auf der Hälfte der Fläche, d. h. insgesamt die doppelte Anziehung. Tatsächlich liegen infolge der unvermeidlichen Streuung die Verhältnisse nicht so einfach und die erreichbare Verbesserung ist nicht so bedeutend. *Gumlich.*

Lamellenspannung s. Kommutator.

Laminare Bewegung von Flüssigkeiten. Eine Flüssigkeit kann unter Wirkung eines Druckabfalles ein gerades Rohr so durchströmen, daß keine andere Geschwindigkeitskomponente, als in Richtung der Rohrachse auftritt. Nur die einzelnen Schichten der Strömung in verschiedener Entfernung von der Wand haben verschiedene, zeitlich konstante Geschwindigkeit. Man nennt eine solche Strömung eine laminare, gleitende oder Schichtenströmung. Das bekannteste Beispiel ist die Strömung durch ein enges Kreisrohr, für welche die Poiseuillesche Formel gilt: u Geschwindigkeit, Q sekundliches Durchflußvolumen, r radiale Entfernung einer Schicht von der Achse, a Rohrhalmmesser, μ Zähigkeitskoeffizient, Δp Druckdifferenz für die Rohrlänge l .

$$u = \frac{1}{4\mu} \frac{\Delta p}{l} (a^2 - r^2)$$

und

$$Q = \frac{\pi}{8\mu} \frac{\Delta p}{l} a^4.$$

Diese Formel und ähnlich gebaute für andere Strömungen sind exakt aus den Navier-Stokeschen Gleichungen für zähe Flüssigkeiten zu erhalten, wenn nur angenommen wird, daß die Strömung stationär in Schichten verläuft. Die Strömungsvorgänge werden ganz durch die Reibung reguliert, Trägheitskräfte treten nicht ins Spiel, die Dichte kommt in den Formeln nicht vor. Druckabfall und Geschwindigkeit sind einander proportional.

Ähnliche Formeln sind auch für die Bewegung fester Körper in zähen Flüssigkeiten zu erhalten; am bekanntesten ist die Stokessche Formel für eine Kugel; jedoch sind solche Formeln nur Näherungen (und meist recht schlechte), bei welchen die Trägheitskräfte vernachlässigt sind (während bei der Poiseuilleschen Strömung wirklich keine Trägheitskräfte auftreten). Als laminare Bewegungen kann man auch die langsame Schwingung einer Scheibe in einer zähen Flüssigkeit und die Schwingung eines mit zäher Flüssigkeit gefüllten Hohlkörpers betrachten. Solche Anordnungen sind zur Messung der Zähigkeit verwendet worden; man berechnet sie mit genügender Annäherung, indem man die Konvektions-

glieder in den hydrodynamischen Gleichungen (s. Eulersche Gleichungen) vernachlässigt.

Die laminare Bewegung einer Flüssigkeit, die längs einer Platte oder längs eines Widerstand bietenden Körpers strömt, wird durch die Grenzschichtentheorie (s. d.) erfaßt.

Praktische Probleme der laminaren Strömung sind die Schmiermittelreibung (s. Lagerreibung) und die Grundwasserströmung (s. d.). Ferner werden laminare Strömungen zwischen zwei Glasplatten nach Hele-Shaw (s. d.) zur Darstellung von Potentialströmungen (s. Geschwindigkeitspotential), denen sie formal analog sind, verwandt. Im allgemeinen sind aber die Stromlinien der laminaren Bewegung einer zähen Flüssigkeit nicht identisch mit den Stromlinien einer Potentialströmung; dies ist außer im Hele-Shawschen Versuch nur bei Spiralbewegungen der Fall (Hamel).

Im Gegensatz zur laminaren steht die turbulente Bewegung von Flüssigkeiten (s. d.); oberhalb einer „kritischen Reynoldsschen Zahl“ (s. d.) stellt sich das Gleichgewicht ganz anders her als bei der Schichtenströmung. Es treten alle Geschwindigkeitskomponenten auf, die Trägheitskräfte treten stark ins Spiel, der Druckabfall steigt schneller als die Geschwindigkeit und der stationäre Charakter geht verloren. Man spricht dann von turbulenter Strömung; diese herrscht bei den meisten praktisch vorkommenden Flüssigkeitsbewegungen und ist noch nicht theoretisch erfaßt.

L. Hopf.

Lamondsche Deflektoren s. Lokalvariometer.

Lamondsche Hauptlage s. Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

Lampenausrüstung s. Armatur.

Land. Der nicht vom Meere bedeckte Teil der Lithosphäre tritt als Land zutage und nimmt eine Fläche von rund 149 Millionen Quadratkilometern oder 29% der Erdoberfläche ein, nämlich 100,5 gegen 48,5 Millionen Quadratkilometer. Von allen Breitenzonen enthält diejenige zwischen 40° und 50° Nord mit 16,5 Millionen Quadratkilometern am meisten Land, während auf die Zone zwischen 50° und 60° Süd nur 0,2 Millionen Quadratkilometer entfallen. Die nördliche Halbkugel enthält doppelt so viel Land wie die südliche.

Horizontale Anordnung. Die Anordnung der Landmassen auf der Erdoberfläche ist sehr unregelmäßig. Durch einen größten Kreis kann man eine Halbkugel abzirckeln, die möglichst viel Land enthält. Aber auch auf dieser sog. Landhalbkugel, deren Pol in 47° 25' Nord, 2° 37' West liegt, überwiegt noch der Anteil des Meeres mit 54%. Während der zentrale Teil der ganzen Südpolarzone von Land eingenommen wird, reicht dieses im Norden nur bis zu 83° 45' (Nordspitze von Grönland). Man unterscheidet vier große zusammenhängende Landmassen, die alte Welt (79,9 Mill. qkm), Amerika (37,6 Mill. qkm), Australien (7,6 Mill. qkm) und Antarktika (14 Mill. qkm), sowie zahlreiche Inseln (s. d.). Einen Zahlenausdruck für die horizontale Gliederung des Landes erhält man durch Vergleich des Flächeninhaltes der Glieder eines Erdraumes mit dem seines Rumpfes. Auch die Bestimmung des mittleren Küstenabstandes, den man mit Hilfe von Kurven gleichen Grenzabstandes ermittelt, gibt eine gewisse Anschauung von dem Ausmaß der Gliederung.

Für die einzelnen Erdteile hat man folgende morphologische Werte ermittelt:

	Gesamtfläche in Mill. qkm	Halbinseln in Mill. qkm	Inseln Mill. qkm	Rumpf Mill. qkm	Glieder Mill. qkm	Glieder %	Mittlerer Küstenabstand km	Küsten-nahe Gebiete %	Küsten-ferne Gebiete %	Mittlere Höhe m
Europa . . .	10,01	2,70	0,79	6,52	3,49	35	340	62	38	300
Asien . . .	44,18	7,94	2,70	33,54	10,64	24	780	61	39	950
Nordamerika	24,10	2,04	4,10	17,95	6,15	25,5	470	58	42	700
Südamerika .	17,78	0,05	0,15	17,58	0,20	1,1	550	56	44	580
Afrika . . .	29,82	0,00	0,62	29,20	0,62	2,1	670	53	47	650
Australien . .	8,90	0,42	1,30	7,18	1,72	19	350	55	45	350

Vertikale Gliederung. Ein Drittel des Landes, etwa 10% der gesamten Erdoberfläche, liegt in der geringen Höhe von 0—200 m über dem Meere, wie die hypsographische Kurve (s. d.) ohne weiteres erkennen läßt. Die einzelnen Höhenstufen umfassen folgende Areale:

Unter 0 m . . .	0,5 Mill. qkm
0—200 „ . . .	48,5 „ „
200—500 „ . . .	33 „ „
500—1000 „ . . .	27 „ „
1000—2000 „ . . .	24 „ „
2000—3000 „ . . .	10 „ „
über 3000 „ . . .	6 „ „

Der höchste Punkt des Landes ist der Gipfel des Mount Everest im Himalaya (8880 m). Am tiefsten liegt das Ufer des Toten Meeres in Palästina (394 m unter dem Meeresspiegel). Derartige Depressionen des Landes, die unter dem Meeresniveau liegen, finden sich in allen Erdteilen und sind an ihren tiefsten Stellen meist von Salzseen eingenommen.

O. Baschin.

Näheres s. H. Wagner, Lehrbuch der Geographie. I. Bd. 10. Aufl. 1920.

Landesaufnahmen, magnetische. Die Ermittlung der Verteilung der erdmagnetischen Elemente in einem bestimmten Gebiet durch Messung derselben an bekannten Orten. Da man früher, namentlich auf See, durch solche Beobachtungen den geographischen Ort des Schiffes glaubte gut bestimmen zu können, kommt auch der Ausdruck „Magnetische Ortsbestimmungen“ vor. Wegen der Säkularvariation werden die Messungen mit Hilfe der Angaben eines im Gebiet liegenden magnetischen Observatoriums auf einen festen Zeitpunkt, die „Epoche“ zurückgeführt. Die Aufnahme erster Ordnung soll die regelmäßige Verteilung geben, hat daher weit (meist 40 km) voneinander abstehende Messungspunkte und weicht den bekannten Störungen aus. Die zweite Ordnung berücksichtigt diese, und die dritte bestimmt die ganz örtlichen Verhältnisse, insbesondere den Zusammenhang mit den geologischen.

Graphisch stellt man das Ergebnis durch Linien gleicher Werte der magnetischen Elemente dar (isomagnetische Linien), entweder indem man allen beobachteten Werten folgt („wahre“ Linien) oder ausgeglichene zieht („terrestrische“, Linien). Die normale Verteilung bestimmt man rechnerisch, indem man nach der Methode der kleinsten Quadrate (s. d.) die Koeffizienten der Formel

$$E_n = E_s + a \Delta \lambda + b \Delta \varphi + c (\Delta \lambda)^2 + e (\Delta \varphi)^2 + g \Delta \lambda \Delta \varphi$$

ermittelt, worin die $\Delta \lambda \Delta \varphi$ Abweichungen der geographischen Koordinaten der Beobachtungspunkte von denen eines mittleren Ortes bedeuten. Rechnet man statt mit den Elementen mit den rechtwinkeligen Komponenten des erdmagnetischen

Feldes, so geben die Unterschiede gegen deren aus den Beobachtungen unmittelbar folgende Werte, die Komponenten des „Störungsvektors“ oder der „Anomalie“.

Seit die Carnegie-Institution die Förderung der magnetischen Vermessung der Erde in die Hand genommen hat, gibt es nur noch wenige, einer magnetischen Landesaufnahme nicht unterworfenen Gebiete, besonders da sie mit einem eisenfreien Schiff auch die Weltmeere vermessen hat. Ein reicher Anteil wurde von den verschiedenen Nord- und Südpolarexpeditionen geleistet.

Die magnetischen Landesaufnahmen geschehen meist mit eigens gebauten leicht transportablen Instrumenten, die nicht absolute Werte, sondern relative liefern, indem ihre Konstanten durch Vergleichsmessungen an ständigen Observatorien gewonnen worden sind. Die absoluten Daten der Observatorien selbst sind in sorgfältigem Vergleich untereinander gehalten. Aufnahmen dritter Ordnung bedienen sich oft der Lokalvariometer (s. d.).

A. Nippoldt.

Näheres s. K. Haußmann, Magn. Karten von Deutschland. Peterm. Mitt. 1912.

Landesvermessung s. Triangulierung.

Landoltsche Natriumlampe. Mit ihr läßt sich ein recht intensives Natriumlicht erzeugen. Eine Bunsensche Lampe mit aufgesetztem kegelförmigen Drahtnetz und so starker Luftzuführung, daß der innere dunkle Kegel der Flamme verschwindet, steht auf der Grundplatte eines eisernen Stativs, dessen Stange einen aus Eisenblech hergestellten, viereckig gestalteten Schornstein trägt, der dicht über den Brenner gestellt wird. Es genügt, wenn die vordere Seite des Schornsteins ziemlich unten eine runde Öffnung von etwa 20 mm Durchmesser besitzt, aus welcher das Natriumlicht zur Beleuchtung des Apparats austritt. Zuweilen befindet sich vor dieser Öffnung noch ein leicht beweglicher Messingschieber mit verschieden großen Löchern, um die Licht aussendende Öffnung beliebig verkleinern zu können. Auf den mit vier passend eingeschnittenen Kerben versehenen Rand des zylindrischen Kamins der Gaslampe werden dann zwei Nickeldrähte gelegt, deren jeder in der Mitte ein aufgerolltes Stück feinen Nickeldrahtnetzes trägt, dessen Maschen mit zuvor geschmolzenem Natriumsalz getränkt sind. Bringt man nun durch Herunterschieben des Kamins die Nickeldrahtnetze nahe über den Drahtnetzkegel des Brenners, so wird seine Flamme sehr kräftig gefärbt.

Als Natriumsalze benutzt man gewöhnlich Natriumkarbonat, Chlornatrium oder Bromnatrium. Das erste gibt die geringste, das letzte die größte Natriumdampfdichte und somit Lichtstärke. Zu beachten ist, daß beim Bromnatrium wie auch

Seesalz aus der Flamme noch Bromdämpfe austreten, so daß beim Arbeiten mit diesen Salzen unbedingt die Lampe unter einen gut ziehenden Abzug gestellt werden muß, weil anderenfalls die optischen Apparate durch die Bromdämpfe gänzlich ruiniert werden würden.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Lanesche Maßflasche s. Maßflasche.

Langevinionen. Schwere, in der Atmosphäre stets in größeren Mengen vorkommende und auch im Laboratorium bei der Ionisierung der Gase vielfach beobachtete Ionen, deren Beweglichkeit 100 bis 1000mal geringer ist als die der gewöhnlichen Gasionen. Sie bestehen aus Anlagerungen von gewöhnlichen Gasionen an Staub- oder Feuchtigkeitspartikeln und haben ihren Namen nach ihrem Entdecker Langevin erhalten. *Güntherschulze.*

L-Antenne s. Marconi-Antenne.

Laplacesche Punkte s. Lotabweichung.

Larmorrotation (Larmorpräzession) ist die universale, von Larmor aus einfachen elektromagnetischen Überlegungen abgeleitete Winkelgeschwindigkeit $\Omega_H = -\frac{1}{2} \frac{e}{c} \frac{H}{\mu} \xi$, die symmetrisch

an isolierte Atome gebundene Elektronen der Ladung e und Masse μ im Magnetfeld ξ um die Feldrichtung als Achse erfahren. Das negative Vorzeichen kennzeichnet den Drehsinn als entgegen der das Feld erzeugenden Stromrichtung bei positiver Ladung e . Mit Hilfe der Larmorrotation kann man in einfacher Weise den normalen Zeemaneffekt, den Diamagnetismus und die magnetische Drehung der Polarisationssebene ableiten (s. d.). Allerdings ist die Larmorsche Rechnung nicht ohne weiteres auf die an mehratomige Moleküle gebundenen Elektronen anwendbar.

R. Ladenburg.

Laryngoskop s. Höhlengucker.

Latentes Bild. Nach Belichtung einer photographischen Halogensilberschicht ist zunächst (also ohne Entwicklung!) keine irgendwie sichtbare Veränderung an den Körnern zu bemerken. Erst bei sehr viel stärkeren Belichtungen, die weit über das Maß der zur Erzielung einer normalen Schwärzung notwendigen Bestrahlung hinausgehen (im Solarisationsgebiet, vgl. S-Kurve), treten an den Bromsilberkristallen schwarze Punkte auf. Diese weisen direkt auf eine Veränderung des Bromsilbers durch die Lichtbestrahlung hin. Bei normalen Belichtungen ist allein die Zunahme der Entwicklungsfähigkeit der Körner das Anzeichen für die Wirkung des Lichtes auf die Bromsilberkörner. — Die Substanz des latenten Bildes ist infolge der außerordentlich kleinen Masse schwierig zu identifizieren. Es sind drei Annahmen hervorzuheben: 1. Annahme von Subhaloid, 2. Annahme eines Oxydationsproduktes von Bromsilber, 3. Annahme von met. Silber. In neuester Zeit hat sich die Silberkeimtheorie durchgesetzt. Mit ihr sind die Vorgänge in der photographischen Schicht am besten zu erklären und weiterhin ist das vom Licht freigemachte Silber im oberen Teil der Schwärzungskurve direkt durch Titration bestimmt worden. Man hat anzunehmen, daß das latente Bild nicht aus Silberatomen, sondern aus Sekundärteilchen besteht (vgl. Schwärzungskurve). Diese Sekundärteilchen, adsorbiert an das Halogensilber, erteilen diesem je nach der Menge und Dispersität die bekannten Farben der sog. Photochloride (blau-rot). — Die

Masse des latenten Bildes in Abhängigkeit von der absorbierten Lichtstrahlung ist in neuerer Zeit — wie bereits oben erwähnt — im oberen Teil der Schwärzungskurve bestimmt worden. Es ergab sich, daß pro absorbiertes Lichtquant ($h\nu$) ein Bromsilbermolekül in Brom- und Silberatom aufgespalten wird. — Ein latentes Bild kann außer durch Lichtstrahlen auch durch Röntgenstrahlen, β - und γ -Strahlen, Korpuskularstrahlen, wie Kathoden oder α -Strahlen, entstehen. Alle diese Strahlen haben eine wesentlich höhere Elementarenergie als die Lichtstrahlen. Die Masse der latenten Bildes ist daher in diesen Fällen, soweit sie genauer untersucht sind, pro absorbierte Elementarenergie größer als ein Silberatom, und zwar werden pro α -Strahl ca. 50000 Silberatome und pro absorbiertes Röntgenquant ca. 1000 Silberatome frei. — Die Wirkung des latenten Bildes wird nach neueren Anschauungen durch chemische Veränderungen am Korn, die durch Reifung entstehen (vgl. Photographische Emulsionen), unterstützt, indem sich diese chemischen Veränderungen zu den Keimen des latenten Bildes addieren und so zusammen einen entwicklungsfähigen Keim bilden (vgl. Schwärzungskurve). Die chemische Natur dieser Reifungskeime ist noch nicht sicher ermittelt, doch weisen verschiedene Tatsachen auf Schwefelsilberkeime hin. *Meidinger.*

Näheres s. Gehrcke, Handb. d. phys. Optik, Kap. Die Bromsilberplatte. Leipzig: J. A. Barth. 1927. Dort weitere Literatur.

Latente Wärme. Latente Wärme nennt man diejenigen Wärmemengen, welche einem Körper zugeführt oder ihm entzogen werden und welche sich nicht durch ein Steigen oder Fallen der Temperatur erkennen lassen. Latente Wärmen sind die Schmelz- und Erstarrungswärme, die Verdampfungswärme und die Verdunstungskälte, endlich die Umwandlungswärme. In weiterem Sinne kann man auch die bei physikalisch-chemischen Vorgängen verbrauchten oder auftretenden Wärmemengen als latente Wärme bezeichnen, die Lösungswärme, Verdünnungswärme, Adsorptionswärme, Adsorptionswärme u. dgl.

Die Vorgänge, bei denen latente Wärme verbraucht wird, sind vielfach umkehrbar. Man kann durch Messungen feststellen, daß bei dem umgekehrten Verlauf des Vorgangs genau soviel latente Wärme frei wird, wie vorher aufgewendet wurde. Betrachten wir beispielsweise eine Aggregatzustandsänderung in beiden Richtungen, so muß zum Verdampfen von 1 kg Wasser genau soviel Wärme aufgewendet werden, wie durch Verflüssigung von 1 kg Dampf wiedergewonnen werden kann. Verdampfungswärme und Kondensationswärme haben also, absolut genommen, denselben Wert; sie unterscheiden sich voneinander lediglich durch das Vorzeichen.

Zur Messung der latenten Wärmen bedient man sich der allgemeinen kalorimetrischen Methoden; s. den Artikel Kalorimetrie.

Die latenten Wärmen werden in der Physik fast ausschließlich in g-Kalorien für 1 g Substanz gerechnet; die Vertreter der physikalischen Chemie geben die latenten Wärmen dagegen vielfach in g-Kalorien für 1 Grammolekül an, d. h. für eine Masse des Körpers von einer Anzahl Gramm gleich seinem Molekulargewicht, auch wohl für 1 Grammatom.

In allen diesen Fällen wird die latente Wärme zur Leistung äußerer Arbeit aufgewendet, was besonders deutlich bei der Verdampfung (s. d.), die stets mit einer starken Volumenänderung verbunden ist, zu erkennen ist.

Neben dieser latenten Wärme der Volumenänderung, die auch bei fast jeder Erwärmung unter konstantem Druck auftritt, kann man nach dem Vorgang von Chwolson auch von einer latenten Wärme der Druckänderung sprechen, als welche diejenige Wärme anzusehen ist, welche ein auf konstanter Temperatur bleibender Körper aufnimmt, wenn er komprimiert wird. Man erkennt sofort, daß diese latente Wärme stets negativ sein muß.

Scheel.

Lateralrefraktion oder Seitenrefraktion ist die durch die verschiedenen Dichtverhältnisse der atmosphärischen Luft hervorgerufene seitliche Abweichung des Lichtstrahles.

1. Die regelmäßige Seitenrefraktion rührt von der Abplattung der Erde her, derzufolge auch die atmosphärischen Schichten abgeplattet sind. Da der Lichtstrahl immer in der jeweiligen Vertikalebene gebrochen wird, diese aber von Punkt zu Punkt ihre Lage ändert, so folgt, daß der Lichtstrahl eine seitliche Biegung erfahren muß. Für die Kugel würden alle Vertikalebenen längs des Lichtstrahles zusammenfallen, die Seitenrefraktion somit verschwinden. Die regelmäßige Seitenrefraktion beträgt nicht mehr als $\frac{1}{7}$ des Unterschiedes zwischen astronomischem und geodätischem Azimut (s. d.) und kann daher immer vernachlässigt werden.

Näheres s. R. Helmert, Die mathematischen und physikalischen Theorien der höheren Geodäsie. Bd. II, S. 564.

2. Die unregelmäßige Seitenrefraktion wird durch außergewöhnliche Schichtung der atmosphärischen Luft hervorgerufen. Da sie von den größtenteils unbekanntem meteorologischen Elementen abhängt, entzieht sie sich der Berechnung. Die Praxis der Horizontalwinkelmessung lehrt, daß man am meisten der Gefahr seitlicher Refraktionen ausgesetzt ist, wenn die Luft ruhig erscheint. Wenn dagegen die Luft unruhig ist, so verhindert die Durchmischung das Auftreten außergewöhnlicher Zustände.

A. Prey.

Näheres s. A. Fischer, Der Einfluß der Lateralrefraktion auf das Messen von Horizontalwinkeln. Berlin 1882.

Lateralvergrößerung s. Gaußsche Figur.

Lauediagramm s. Kristallstrukturuntersuchung.

Laufgewichtsbarograph s. Barograph.

Lauftrad, Lauftradschaukel s. Turbinen, Flügelgitter.

Laurentische Quarzplatte s. Polarimeter.

Laute s. Saiteninstrumente.

Lautverstärker s. Niederfrequenzverstärker.

Lavalturbine s. Dampfturbine.

Lebendige Kraft = Bewegungsenergie oder kinetische Energie s. Energie, mechanische.

Lebensdauer der Geschützrohre s. Pulverkonstanten.

Lebensdauer elektrischer Glühlampen. Die Zeit in Brennstunden bis zum Erlöschen der Lampen. Hierbei ist angenommen, daß die Lampen während der ganzen Zeit bei einer und derselben Spannung, meistens bei der von den Elektrizitätswerken gelieferten, brennen. Die Lebensdauer hängt in erster Linie von der bei dieser Spannung sich ergebenden spezifischen Lichtleistung \mathcal{C}_2 (s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, B 2) ab. Lampen

mit Fäden der gleichen Herstellung, der gleichen Dicke, aber verschiedener Länge haben nämlich bei dem gleichen Wert \mathcal{C}_2 , aber bei verschiedener Spannung nahezu die gleiche Lebensdauer. Wenn man die Lampen stärker belastet, also mit einem numerisch kleineren \mathcal{C}_2 brennen läßt, so sinkt die Lebensdauer relativ stark. Bezeichnen λ und λ' die Lebensdauern für die Werte \mathcal{C}_2 und \mathcal{C}_2' , so gilt mit mehr oder minder großer Genauigkeit die Annäherungsformel:

$$\lambda = \left(\frac{\mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_2'} \right)^b \cdot \lambda'$$

wo b ein für das Fadenmaterial charakteristische Konstante ist. Zum Beispiel für Vakuum-Metallfadenlampen mit Zickzackfäden liegt b meistens zwischen 6 und 7; einer Änderung von \mathcal{C}_2 um 1% entspricht bei diesen Lampen also eine Änderung von λ um 6—7%.

\mathcal{C}_2 bezeichnet hier stets den gleich nach dem ersten Einschalten der Lampe gefundenen, also den anfänglichen Wert. Streng genommen müßte man den Mittelwert während des Brennens in Rechnung ziehen, allein es zeigt sich, daß bei ein und derselben Type Anfangs- und Mittelwert nahezu proportional sind.

Die Kohlenfadenlampen hatten bei normaler Belastung ($\mathcal{C}_2 = 3,4$ Watt/HK₀) eine Lebensdauer von rund 800 Brennstunden. Die Metallfadenlampen mit Zickzackfäden hatten noch bis vor wenigen Jahren, wo man jede Type mit dem damals für normal erklärten Werte \mathcal{C}_2 — z. B. die Lampen zu 110 Volt 20 HK₀ mit $\mathcal{C}_2 = 1,4$ Watt/HK₀, s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, B Beispiel 2 und Tabelle — eine Lebensdauer $\lambda' = 2500$ Brennstunden; durch Verminderung des Wertes \mathcal{C}_2 — um etwa 12% — hat man, im Interesse eines rationelleren Betriebes, die Lebensdauer auf 1000 Brennstunden erniedrigt (setzt man in obiger Formel $\lambda' = 2500$; $\lambda = 1000$; $b = 7$, so ergibt sich nämlich $\frac{\mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_2'} = 0,877$). In ähnlicher

Weise ist die Lebensdauer der gasgefüllten Lampen von etwa 1500 auf ebenfalls 1000 Brennstunden verkleinert worden.

Liebhenthal.

Lebensdauer von Quantenzuständen. Unter dieser in Anlehnung an die radioaktive Terminologie gewählten Bezeichnung versteht man die mittlere Aufenthaltsdauer eines Atoms oder Moleküls in einer von seinen quantenhaften Energiestufen (s. Quantenbedingungen), bezogen auf die Zeiteinheit. Sie steht in naheem Zusammenhang mit den Übergangswahrscheinlichkeiten (s. d.) für die spontanen Übergangsprozesse des betreffenden Atomsystems in seine energieärmeren Quantenstufen. Die Lebensdauer der kleinsten Energiestufe oder des Normalzustandes (s. d.) ist unendlich, da dieser Zustand bei Abwesenheit äußerer Störungen nicht von selbst verlassen werden kann. Das gleiche gilt für die allenfalls vorhandenen, energiereicheren metastabilen Quantenzustände (s. d.). Für die übrigen Anregungsstufen ist die mittlere Lebensdauer bei Atomen von der Größenordnung 10^{-8} , bei Molekülen kann sie erheblich größer sein.

Lebensdauer radioaktiver Substanzen s. Zerfallskonstante.

Le Chatelier s. Chatelier. — s. Explosionsgrenze.

Lechersche elektrische Methode s. Kalorimetrie, elektrische.

Lechersches System, auch Lechersche Drähte genannt, System aus zwei parallelen Drähten, längs welcher sich elektrische Wellen fortpflanzen. Die Lecherschen Drähte werden verwendet erstens zur Demonstration der Eigenschaften elektrischer Wellen (bekannte Vorlesungsversuche mit kurzen Wellen), zweitens zur Messung der Dispersion, Absorption, Dielektrizitätskonstante usw. von allerlei Substanzen, drittens auch zur Nachrichtenübermittlung. Bringt man im Anfang der Lecherschen Drähte einen Oszillator (Sender, Erreger, Schwingungserzeuger) an, so entstehen zunächst fortschreitende Wellen, die mit Lichtgeschwindigkeit längs der Drähte wandern. An den Enden der Drähte werden die Wellen reflektiert, so daß stehende Wellen auf den Drähten entstehen. Je nachdem die Drähte am Ende offen oder gut leitend geschlossen sind, liegt dort ein Schwingungsknoten (Spannungsmaximum) oder ein Schwingungsbauch (Strommaximum). Die Reflexion kann verhindert werden, wenn die leitende Überbrückung am Ende

der Lecherschen Drähte den Widerstand $Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$ hat; in diesem Falle tritt eine vollständige Aufnahme der ankommenden Energie im Widerstande Z ein. L' und C' sind hierbei Selbstinduktion und Kapazität pro Längeneinheit, deren Werte angenähert folgende sind:

$$L' = 4 \mu \log \text{nat} \frac{a}{r} \quad \frac{1}{C'} = \frac{4}{\epsilon} \log \text{nat} \frac{a}{r}$$

(a = Abstand, r = Radius der Lecherschen Drähte ϵ = Dielektrizitätskonstante, μ = Perm. des umgebenden Dielektrikum).

Durch den Widerstand der Drähte und die Verluste des Dielektrikums tritt eine räumliche Dämpfung der Welle ein (Strahlung der Lecherschen Drähte ist bei gegen die Wellenlänge kleinem Abstand zu vernachlässigen), welche die Amplituden herabsetzt: $V_x = V_0 e^{-\beta x}$ (x = Entfernung auf den Lecherschen Drähten, β = räumliche Dämpfung). Der Wert von β ist, wenn R' den Widerstand der Drähte und G' die Leitfähigkeit (reziproker Widerstand) des Dielektrizitätskonstanten, beides pro Längeneinheit bezeichnet:

$$\beta = \frac{R'}{2} \sqrt{\frac{C'}{L'}} + \frac{G'}{2} \sqrt{\frac{L'}{C'}}$$

Auch an beliebiger Stelle der Drähte wird durch Anbringen einer leitenden Verbindung (Brücke) eine Reflexion erreicht, die je nach der Beschaffenheit der Brücke mehr oder weniger vollständig ist. Am besten geschieht sie durch eine Plattenbrücke, deren Fläche senkrecht zu den Drähten liegt, und deren Durchmesser mehrmals größer ist als der Drahtabstand (A. R. Colley). Solche sind insbesondere bei Dispersions- oder Absorptionsmessungen zu empfehlen, die mit Hilfe stehender Wellen gemacht werden. Geeignete Oszillatoren hierfür sind die von: Blondlot, Colley, Mie (s. d.).

Werden Flüssigkeiten untersucht, so liegen die Drähte meist teils in Luft, teils in der betreffenden Flüssigkeit. Die Abstände der Bäuche oder Knoten in Luft und in der Flüssigkeit sind durch die bekannten Indikatoren (Funkenstrecken, Glimmlichtröhren, Thermolemente, Bolometerdrähte usw.) meßbar, sie sind umgekehrt proportional dem Brechungsindex (Wurzel aus Dielektrizitätskonstante). Die Intensitäten an den verschiedenen Stellen sind ein Maß für die Absorption. Die Me-

thode hat manche Fehlerquellen, z. B. die Lage der Flüssigkeitsgrenze, resp. die sog. Brückenverkürzung. Feste Körper von kleinen Abmessungen bringt man zur Messung in kleine Kondensatoren ein, die man an die Enden der Lecherschen Drähte anlegt oder auf den Drähten verschiebt oder dergleichen. Bei der heute viel verwendeten Hochfrequenz-Nachrichtenübermittlung längs Hochspannungsleitungen der Überlandzentralen dienen diese Leitungen gleichzeitig als Lechersche Drähte für die Hochfrequenz.

Analog den Lecherschen Drähten sind Doppelleitungen in Form konzentrischer Zylinder, wie sie in drahtlosen Stationen zu finden sind.

H. Rukop.

Näheres s. G. Mie, Ann. d. Phys. 2, 201, 1900.

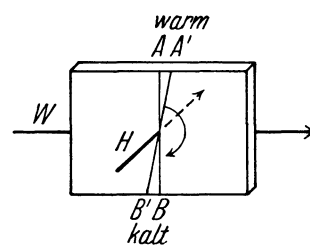
Leclanché-Element. Ein amalgamiertes Zinkblech als Lösungselektrode befindet sich in 10 bis 20%iger Salmiaklösung gegenüber einem Stab von Retortenkohle, welcher mit einem Gemenge von Graphit und Braunstein dicht umgeben ist. Bei der Betätigung des Elementes wirkt das Mangansuperoxyd als Depolarisator, indem es die bei der Lösung des Zinks am positiven Pol freierwerdenden Kationen, NH^+ bzw. H^+ , durch Abgabe von Hydroxylonen bindet, etwa nach dem Schema $MnO_2 + 2 H_2O = Mn(OH)_2 + 2 (OH) + 2 NH_4^+$.

Die elektromotorische Kraft des Elements beträgt im frischen Zustande 1,5 Volt, erleidet aber schon bei schwacher Stromentnahme eine Verringerung um einige Zehntel-Volt, um sich in der Ruhe sehr bald wieder zu erholen. Daher haben die Leclanché-Elemente in der Schwachstrom-Technik vielfache Anwendungen gefunden, besonders in der Form von sog. Trockenelementen, bei denen der Elektrolyt von porösen oder schleimigen Massen wie Sägemehl, Infusorienerde, Dextrin usw. aufgesaugt bzw. gelatiniert ist.

H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie; z. B. bei K. Arndt. Technische Elektrochemie, Stuttgart 1930.

Leduc-Righi-Effekt. A. Leduc und A. Righi fanden fast gleichzeitig (1887) folgende Erscheinung, die das vollkommene Gegenstück zum Hall-Effekt bildet: Wird in einem, von einem Wärmestrom durchflossenen Leiter ein magnetisches Feld erregt, dessen Kraftlinien senkrecht zur Richtung des Wärmestromes verlaufen, so tritt ein transversales Wärmegefälle auf. Die Erscheinung ist in der



Leduc-Righi-Effekt.

Figur schematisch dargestellt. Ein plattenförmiger Leiter wird von dem Wärmestrom W durchflossen und senkrecht dazu von dem magnetischen Kraftlinien H durchsetzt. Die Wirkung des magnetischen Feldes ist dann die, daß eine Isotherme AB z. B. in die Lage $A'B'$ gedreht wird. Infolgedessen wird zwischen A und B nach Erregung des magnetischen Feldes eine Temperaturdifferenz beobachtet. Die Messung des Effektes erfolgt in derselben Weise

wie die des Nernst-Effektes, nur daß an Stelle der Potentialdrähte an zwei senkrecht zur Stromrichtung gelegenen Punkten des Leiters A und B Thermolemente angebracht sind. Als positiv wird der Effekt bezeichnet, wenn die Drehung der Isotherme, in der Richtung der magnetischen Kraftlinien gesehen, im positiven Drehungssinne erfolgt (s. Figur), wenn also A warm und B kalt wird.

Hoffmann.

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Leerlaufcharakteristik = Leerlaufkennlinie siehe Kennlinie.

Leerlaufcharakteristik der Gleichstrommaschinen.

Man versteht hierunter eine Kurve, die die Beziehung zwischen der induzierten Spannung und dem Erregerstrom bei Leerlauf darstellt. Diese Kurve ist so wichtig, daß sie in ihrem ungefähren Verlauf meist im voraus berechnet und stets an der fertigen Maschine experimentell aufgenommen wird. Geht man von der bekannten Beziehung für die in einer dynamoelektrischen Maschine induzierte Spannung aus (s. bezüglich der Bezeichnungen unter „Klemmenspannung“)

$$E = k \cdot f \cdot Z_s \cdot \Phi_p \cdot 10^{-8} \text{ V,}$$

so läßt sich diese in die einfachere Form bringen

$$E = k' f \Phi_p \text{ V bzw. } \Phi_p = k'' \cdot \frac{E}{f}.$$

Hält man also an der leerlaufenden aber erregten Maschine die sekundliche Periodenzahl der Ummagnetisierung, d. h. praktisch die Umdrehungszahl, konstant, so sind der Kraftfluß Φ_p und die gemessene induzierte Spannung E einander proportional. Bleibt beim Versuch die Periodenzahl nicht genau konstant, so besteht doch noch einfache Proportionalität zwischen dem Quotienten $\frac{E}{f}$ und dem Kraftfluß, ersterer ist ein Relativwert für den letzteren. Bestimmt man nun eine genügende Anzahl solcher Relativwerte für verschiedene Erregerstromstärken i_e , z. B. bei einer gewöhnlichen Nebenschlußmaschine, so kann man eine Kurve aufzeichnen

$$\frac{E}{f} = k_1 \cdot \Phi_p = F(i_e),$$

die in erster Linie Aufschluß über den magnetischen Zustand des betreffenden Generators liefert und demnach eine relative Magnetisierungskurve ist.

Nach Umrechnung aller Werte $\frac{E}{f} = F(i_e)$ auf eine bestimmte Periodenzahl f' , in der Regel also die der Umlaufzahl im normalen Betrieb bei Vollast, erhält man entsprechend der Gleichung

$$E = k' f' \cdot \Phi_p = \varphi(i_e)$$

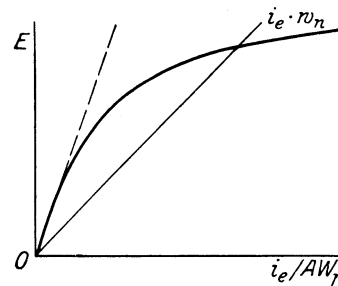
die sog. Leerlaufcharakteristik der Maschine, d. i. die induzierte Spannung als Funktion des Erregerstromes bzw. der ihm entsprechenden Amperewindungen auf einem Pol, die für ihr gesamtes Verhalten im Betrieb grundlegend ist. Ihr Verlauf (s. Figur) im unteren Teil ist nahezu geradlinig, da bei schwacher Erregung der magnetische Widerstand des Eisens verschwindend ist gegenüber dem Luftspaltwiderstand. Im oberen Teil dagegen ähnelt ihr Verlauf durchaus der Magnetisierungskurve für weiches Schmiedeeisen entsprechend den hohen Induktionen (> 20000) im Anker, die man

für moderne Gleichstromgeneratoren mittlerer Drehzahl in der Regel wählt.

Man kann aus der Leerlaufcharakteristik einer Nebenschlußmaschine sofort erkennen, ob sie den Bedingungen der Selbsterregung und Stabilität genügt oder nicht. Bezeichnet man den Widerstand des Erregerkreises mit w_n , so muß während der Selbsterregung natürlich stets die Bedingung erfüllt sein

$$E \geq i_e \cdot w_n.$$

Ihr entspricht die in der Figur ausgezogene Gerade, deren Schnittpunkt mit der Leerlaufcharakteristik die höchste Spannung ergibt, welche die Maschine bei ihrer Konstruktions-Umdrehungs-



Verlauf der Leerlaufcharakteristik.

zahl erreichen kann, vorausgesetzt, daß die volle induzierte Spannung am Erregerkreis liegt; in der Praxis schafft man sich gewöhnlich eine gewisse Reserve, indem man für w_n nicht einfach den Kupferwiderstand (warm!) der Erregerwicklung einsetzt, sondern hierzu einen kleinen Zuschlag für den stets vorgesehenen, feinstufigen Regulierwiderstand macht. Würde die Widerstandsgerade mit der Ursprungstangente nahezu zusammenfallen (gestrichelt gez.), so würde die Maschine zwar Spannung erzeugen, doch würde letztere unstabil zwischen der Remanenz und einem Maximum schwanken.

Für eine Verbundmaschine normaler Bauart gilt im wesentlichen genau die gleiche Überlegung, während man bei der Kontrolle der Stabilität und Selbsterregung einer Serienmaschine beachten muß, daß w_n praktisch durch den Ohmschen Widerstand des äußeren Schließungskreises bestimmt ist.

Bei Turbogeneratoren bestimmter Bauart ist der ganze Arbeitsbereich der Leerlaufcharakteristik nahezu geradlinig. Solche Maschinen sind dann, wie erwähnt, bei Selbsterregung äußerst labil und können praktisch nur mit Fremderregung von einer Batterie oder einer direkt gekuppelten, kleinen Erregermaschine aus betrieben werden.

Auf der vorausgerechneten Leerlaufcharakteristik bauen sich sämtliche Untersuchungen des Elektroingenieurs auf, die sich in irgendeiner Weise mit dem jeweiligen magnetischen Verhalten der Gleichstromdynamos (Generatoren und Motoren!) befassen.

E. Rother.

Näheres s. Linker, Elektrotechnische Meßkunde.
Leerlaufcharakteristik der Wechselstromgeneratoren. Sowohl für die relative Magnetisierungskurve

$$\frac{E}{f} = F(i_e)$$

als für die Leerlaufcharakteristik im engeren Sinne

$$E = \varphi(i_e)$$

gelten abgesehen von der Selbsterregungsbedingung alle Überlegungen, die unter dem gleichen Kennwort für Gleichstrommaschinen angestellt wurden (siehe dies!). Immerhin ist aber die Höhe der bei normaler Spannung der Maschine im Eisen auftretenden Sättigungen für Wechselstrom noch wesentlich wichtiger als für Gleichstrom. Der magnetische Kreis eines Wechselstromgenerators, der ohne besondere Hilfsmittel wie Schnellregler (siehe dies!) bei raschen Schwankungen der gelieferten KVA eine leidlich konstante Klemmenspannung liefern soll, muß so dimensioniert sein, daß im Leerlauf sehr hohe Induktionen wenigstens in einem Teil des Eisens auftreten. Der Grund dafür ist, daß die Ankerrückwirkung bei Wechselstromerzeugern (siehe dies!) eine viel wichtigere Rolle als bei Gleichstrommaschinen spielt und völlig von der Art der Belastung abhängt. Will man einen Vergleich mit den bei Gleichstrom herrschenden Verhältnissen anstellen, so muß man sich einprägen, daß induktive Belastung wie Bürstenvorschub, kapazitive dagegen wie Bürstentrückschub wirkt.

Moderne Turbogeneratoren, die mit relativ niedrigen Sättigungen arbeiten, müssen praktisch stets durch die oben erwähnten Schnellregler im Spannungsgleichgewicht gehalten werden.

E. Rother.

Näheres s. Pichelmayer, Wechselstromerzeuger.

Leerlaufkennlinie s. Kennlinie.

Leerschwingende Energie. Im Gegensatz zum Wattverbrauch die in einer Selbstinduktion enthaltene Energie = $L \cdot \frac{J^2}{2}$. S. auch Blindleistung.

A. Meissner.

Leeseite. Die vom Winde abgekehrte Seite eines Gegenstandes, hinter welcher sich ein sog. Windschatten befindet.

O. Baschin.

Legales Ohm s. Ohm, legales.

Legendresches Theorem. Dasselbe sagt aus: Ein kleines sphärisches Dreieck läßt sich berechnen als ein ebenes mit denselben Seiten, nachdem die Winkel je um ein Drittel des sphärischen Exzesses vermindert worden sind.

Der Satz findet bei der Berechnung der Triangulierungen Verwendung.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 88.

Legiertes Material s. Dynamostahl.

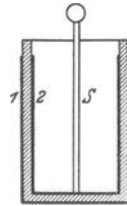
Legierung ist ein aus zwei oder mehreren Metallen bestehender Stoff, dessen Bestandteile mechanisch zusammenhängend einen einheitlichen Körper bilden; deshalb ist das lockere Gemenge zweier Metallpulver noch keine Legierung. Meistens werden die Legierungen aus dem Schmelzfluß gewonnen, und die Voraussetzung einer Legierungsbildung zwischen zwei oder mehreren Metallen ist dann ihre Mischarbeit im flüssigen Zustand. Auch durch Zusammenpressen der Komponenten und eine evtl. nachträgliche Erhitzung sowie durch Elektrolyse können Legierungen gewonnen werden, die sich von den aus dem Schmelzfluß entstandenen oft nicht grundsätzlich unterscheiden. Die Grenzen des Legierungsbegriffes sind fließend.

Die Legierungen sind alle kristallinisch. Man unterscheidet homogene Legierungen, die aus einer Kristallart bestehen, und heterogene, die ein Gemenge mehrerer Kristallarten darstellen.

Auch für zusammenhängende Körper, die aus mehreren nichtmetallischen Stoffen, z. B. Oxyden oder Salzen, bestehen und meistens aus dem

Schmelzfluß entstanden sind, wird zuweilen die Bezeichnung Legierung gebraucht. *G. Masing.*

Leidener Flaschen. Im Jahre 1746 wurde fast gleichzeitig von dem Camminer Domherr E. G. v. Kleist und Cunaeus in Leiden (Holland) der elektrische Kondensator entdeckt, als sie versuchten, das in einer Flasche enthaltene Wasser durch eine in das Wasser gesteckte Kette, die mit der Elektrisiermaschine verbunden war, aufzuladen. Die Erforschung der Ursache des heftigen Schlages, der bei Berührung die Beobachter traf, führte zum Bau des ersten Kondensators, der sog. Leidener oder Kleistschen Verstärkungsflasche, die nebenstehende Figur im Schnitt wiedergibt. Die schraffierte Doppellinie gibt den Schnitt durch das Gas an, 1 und 2 sind die äußere und innere Belegung des Kondensators, die meist aus aufgeklebtem Stanniol bestehen. Zum bequemeren Anschluß ist die innere Belegung mittels der Metallstange S nach außen geführt. Diese Form von Kondensatoren ist heute noch für manche Zwecke gebräuchlich. *R. Jaeger.*



Leidener Flasche.

Leidenfrostsches Phänomen s. Sphäroidaler Zustand.

Leistung, Energie pro Zeiteinheit s. Energiestrom. Zuführte und ausgestrahlte — Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, (A.), Energie (mechanische).

Leistung, elektrische. Bewegt sich eine Elektrizitätsmenge Q unter der Wirkung einer EMK, so wird die Arbeit

$$A = E \cdot Q \text{ (Gesetz von Joule)}$$

geleistet. Wird E in Volt, Q in Coulomb gemessen, so erhält man A in Joule.

Die Leistung ist die in der Zeiteinheit verrichtete Arbeit: $N = \frac{A}{t}$. Ihre Einheit ist das Watt = Joule/s. Aus beiden Gleichungen folgt

$$N = E \cdot \frac{Q}{t}$$

$\frac{Q}{t} = I$ ist die Elektrizitätsmenge, die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt des Leiters bewegt wird, d. i. die Stromstärke; daher

$$N = EI \text{ und} \\ A = EI \cdot t$$

Wird E in Volt, I in Ampere gemessen, so erhält man die Leistung N in Watt, die Arbeit A in Wattsekunden (als praktische Einheit der Arbeit gilt die Kilowattstunde (KWh) = $3,6 \cdot 10^6$ Joule).

Die Leistung eines Gleichstroms I zwischen zwei Punkten eines Leiters, zwischen denen die Spannung E herrscht, ergibt sich als das Produkt von E und I. In Verbindung mit dem Ohmschen Gesetz hat man daher die Beziehungen

$$N = EI = I^2 R = \frac{E^2}{R},$$

wenn R der Widerstand des Leiters zwischen den betrachteten Punkten ist.

Bei Wechselstrom erhält man in ähnlicher Weise durch Multiplikation der Augenblickswerte e und i von Spannung und Strom die in jedem Augenblick dem Leiterteil zugeführte oder in ihm verbrauchte Leistung. Der Mittelwert der Leistung ist demnach

$$M(n) = \frac{1}{T} \int_0^T ei \, dt,$$

wenn T die Periodendauer ist (vgl. Wechselströme).

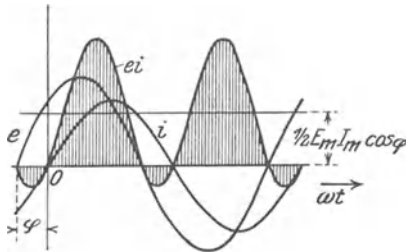
Im allgemeinen besteht in Wechselstromkreisen zwischen Spannung und Strom eine Phasenverschiebung φ . Bei einwelliger Kurvenform folgen i und e den Gleichungen

$$\begin{aligned} i &= I_m \sin \omega t \\ e &= E_m \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

(I_m , E_m Scheitelwerte, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ Kreisfrequenz).

Daher

$$\begin{aligned} M(n) &= \frac{I_m E_m}{T} \int_0^T \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi) \, dt \\ &= \frac{I_m E_m}{2T} \left[\int_0^T \cos \varphi \, dt - \int_0^T \cos(2\omega t + \varphi) \, dt \right]. \end{aligned}$$



Augenblickswerte von Spannung e , Strom i und Leistung ei beim Wechselstrom.

Der Wert des zweiten Integrals ist Null:

$$N = \frac{I_m E_m}{2} \cos \varphi = IE \cos \varphi,$$

wenn $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ der Effektivwert des Stromes

$E = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$ der Effektivwert der Spannung

(vgl. Mittelwert und Effektivwert).
 $\cos \varphi$ heißt der Leistungsfaktor.

Der Augenblickswert der Leistung schwingt, wie in der obenstehenden Figur dargestellt ist, mit der doppelten Frequenz 2ω um den Mittelwert $\frac{1}{2} E_m I_m \cos \varphi$. Nur wenn $\varphi = 0$, also $\cos \varphi = 1$,

ist die Leistung dauernd positiv. Ist φ von 0 verschieden, so ist die Leistung während eines Teils der Periode negativ, d. h. es wird Energie an das Netz zurückgegeben. Hierbei handelt es sich um die Energie, die in den elektrischen bzw. magnetischen Feldern der Leitergebilde, die die Phasenverschiebung verursachen, den Kapazitäten und Induktivitäten, während des vorhergehenden Teils der Periode aufgespeichert wurde.

R. Schmidt.

Näheres s. Handbuch der Physik, Bd. XV, Kap. 2.
Berlin 1927.

Leistungsbelastung eines Flugzeugs ist der Quotient: $\frac{\text{Gewicht}}{\text{Motorleistung}}$. Dabei setzt man meist die Motorleistung am Erdboden in PS ein. Mit wachsen-

der Leistungsbelastung sinken Geschwindigkeit und Steiggeschwindigkeit eines Flugzeuges.

L. Hopf.

Leistungsfaktor. In Wechselstromkreisen ist das Verhältnis der gemessenen Leistung N zu der aus den Effektivwerten E und I der Spannung und des Stromes berechneten scheinbaren Leistung (Scheinleistung) eine Zahl, die in der Regel kleiner als 1 ist; sie wird als Leistungsfaktor bezeichnet. Bei einwelliger Kurvenform ist der Leistungsfaktor gleich dem Kosinus des Winkels der Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom: $\frac{N}{EI} = \cos \varphi$; der Leistungsfaktor ist gleich 1 für $\varphi = 0$. Bei mehrwelliger Kurvenform kann der Wert 1 nur erreicht werden, wenn die Kurve der Spannung derjenigen des Stromes ähnlich verläuft, wenn also $e = \text{const.} \cdot i$ ist.

R. Schmidt.

Näheres s. Handbuch der Physik. Bd. XV. Berlin 1927.

Leistungsmesser. Die elektrische Leistung kann elektrometrisch, dynamometrisch oder kalorimetrisch gemessen werden. Die in der Praxis benutzten Leistungsmesser, die als Wattmeter bezeichnet werden, beruhen auf dem dynamometrischen Prinzip (s. Dynamometer) und bestehen aus einer Strom- und Spannungsspule, von denen die eine fest, die andere drehbar und mit einem Zeiger verbunden ist. Die Instrumente können für Gleich- oder Wechselstrom gebraucht werden. Die Eichung der Instrumente wird mit Gleichstrom vorgenommen. Die in dem Leistungsmesser selbst verbrauchte Leistung muß bei der Messung als Korrektur berücksichtigt werden. W. Jaeger.

Leiter, elektrische. Bei der Betrachtung der Elektrizitätsverteilung wird man darauf geführt, Leiter, d. h. solche Körper, welche in demselben Potential zu leiten, von denjenigen zu unterscheiden, die dazu nicht in der Lage sind. Diese nennt man Isolatoren (s. d.). Die Trennung der fundamentalen Unterschiede zwischen Leitern und Nichtleitern, einer der wichtigsten Entdeckungen der Elektrizitätslehre, zog Stephen Gray (1731 bis 1736). J. Th. Desaguliers prägte die Bezeichnung „Leiter“ (Konduktor).

Metalle sind stets Leiter der Elektrizität (abgesehen von dem Fall, daß sie dampfförmig sind). Da sich in ihnen im statischen Zustand kein elektrisches Feld halten kann, so zählten die ersten Forscher die Metalle zu den „anelektrischen“ Körpern. Die mathematische Formulierung für den

Leiter ist also dadurch gegeben, daß $\mathcal{E} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$

ist, also $\varphi = \text{const}$ zu setzen ist. Im Innern eines Metalls oder allgemeiner eines Leiters ist mithin das Potential konstant. Die Tatsache, daß ein elektrostatisches Feld in das Innere der Metalle nicht einzudringen vermag, wird in der Praxis dazu benutzt, Instrumente usw. gegen das Feld außen befindlicher Ladungen zu schützen.

Den Übergang zwischen den beiden extremen Klassen der Leiter und der Isolatoren vermitteln die sog. Halbleiter. Außerdem gibt es auch Körper, wie z. B. den Nernstschen Glühkörper, die bei gewöhnlicher Temperatur Isolatoren sind, bei Erwärmung aber Leiter werden.

Meistens ist es üblich, die Leiter in solche erster und zweiter Klasse zu trennen, je nachdem sie dem Gesetz der Spannungsreihe folgen oder nicht. Zu

den Leitern erster Klasse gehören in erster Linie die Metalle und der Kohlenstoff in seinen leitenden Modifikationen.

Zu den Leitern zweiter Klasse gehören die chemisch zusammengesetzten Körper, die durch den Strom zerlegt werden, im speziellen die Salzlösungen. Aus diesem Grunde nennt man auch diese Leiter Elektrolyte im Gegensatz zu den Nichtelektrolyten.

Die elektrische Leitung kann man cum grano salis in drei hauptsächliche Typen sondern:

1. die metallische Leitung als reine Elektronenleitung, die allerdings auch als Glüh-Elektronenleitung im Hochvakuum vorkommt.

2. Die reine Ionenleitung bei den Elektrolyten, außerdem z. T. auch in der Atmosphäre.

3. Die aus Elektronen- und Ionenleitung gemischte Gasleitung bei den Gasentladungen. Vergl. a. Dielektrikum.

R. Jaeger.

Leiter zweiter Klasse. Nach Volta unterscheidet man von den Metallen als Leiter erster Klasse die Flüssigkeiten, welche den elektrischen Strom leiten als Leiter zweiter Klasse. Im weiteren Sinne sind aber darunter alle diejenigen Stoffe zu verstehen, bei denen die Leitung der Elektrizität mit einem Transport von Materie verbunden ist, d. h. durch Wanderung von Ionen vermittelt wird, soweit sich diese Leiter im festen oder flüssigen Aggregatzustand befinden, während die Elektrizitätsleitung in Gasen einer besonderen Klasse von Erscheinungen zugerechnet wird. Zu den Leitern zweiter Klasse gehören also außer den Salzen, Basen und Säuren enthaltenden Lösungen auch die geschmolzenen Elektrolyte, die unterkühlten Schmelzflüsse (z. B. das Glas) und die Kristalle der Elektrolyte. Das Leitvermögen der Leiter zweiter Klasse nimmt im Gegensatz zu dem der Metalle mit steigender Temperatur stets zu, wie es der Zunahme der elektrolytischen Dissoziation und der Abnahme der dem Wandern der Ionen widerstrebenden inneren Reibung entspricht.

H. Cassel.

S. auch Leitvermögen der Elektrolyte und Elektrolyse. Näheres in den Lehrbüchern, z. B. A. Eucken, Chemische Physik. Leipzig 1930.

Leitfähigkeit, elektrische, der Luft. Nach den Grundanschauungen der Ionenleitung wird die elektrische Leitfähigkeit eines Gases folgendermaßen definiert: bezeichnen wir die Zahl der im ccm vorhandenen positiven Ionen mit n_1 , die der negativen mit n_2 , ihre Beweglichkeiten im elektrischen Felde (d. h. die Geschwindigkeiten, die sie bei der Feldstärke 1 annehmen) mit u_1 , u_2 , die Ionenladung (Elementarquantum) mit e , die elektrische Feldstärke mit X , so ist erfahrungsgemäß bei kleinen Werten von X das Ohmsche Gesetz auch in Gasen gültig und daher die Stromstärke, welche von den positiven Ionen herrührt, $i_1 = e \cdot n_1 \cdot u_1 \cdot X$, diejenige, welche von den negativen Ionen herrührt, $i_2 = e \cdot n_2 \cdot u_2 \cdot X$. Der Gesamtstrom ist daher $I = i_1 + i_2 = e (n_1 u_1 + n_2 u_2) \cdot X$. Man bezeichnet die Summe $e (n_1 u_1 + n_2 u_2)$ als die „totale elektrische Leitfähigkeit“ des Gases und die Ausdrücke $e \cdot n_1 u_1$ bzw. $e \cdot n_2 u_2$ als die „polaren Leitfähigkeiten“. Sind mehr als eine Art von Ionen jedes Vorzeichens vorhanden (z. B. Ionen von verschiedenen Beweglichkeiten), so ist bei Bildung des Ausdruckes für die spezifische totale Leitfähigkeit die Summe über alle Glieder ($n \cdot u$) der verschiedenen Ionengattungen zu erstrecken.

Die polare spezifische Leitfähigkeit der positiven Ionen wird gewöhnlich mit λ_1 , die der negativen mit λ_2 bezeichnet.

Die atmosphärische Luft hat stets eine gewisse elektrische spezifische Leitfähigkeit, die von den Strahlen der radioaktiven Substanzen in der Luft und an der Erdoberfläche bzw. der allgemein vorhandenen durchdringenden Strahlung (vgl. diese Artikel) herrührt und mannigfachen zeitlichen Veränderungen unterliegt. Ihre Beobachtung hat für die Beurteilung des luftelektrischen Zustandes die größte Wichtigkeit, da sie zusammen mit dem Potentialgradienten die Größe der in der Luft vorhandenen elektrischen Ströme definiert.

Methoden: 1. Scherings Methode. Riecke und später Swan haben gezeigt, daß in bewegter Luft der Ladungsverlust pro Zeiteinheit dQ/dt eines geladenen Körpers (Ladungsmenge Q) von der vorhandenen Ladung allgemein nach der Formel abhängt: $dQ/dt = 4\pi \cdot \lambda \cdot Q$. Dabei ist für λ der Wert der polaren positiven oder negativen spezifischen Leitfähigkeit einzusetzen, je nachdem der Körper negativ oder positiv geladen ist. Die Formel gilt nach Rieckes nur unter gewissen vereinfachenden Annahmen durchgeführten Theorie unabhängig bei jedem Werte der Luftgeschwindigkeit. Doch ist bei vollkommen ruhender Luft die Formel nicht mehr richtig: dann ist nämlich der Ladungsverlust pro Zeiteinheit nicht der polaren, sondern der totalen Leitfähigkeit proportional. Da in freier Luft praktisch stets genügende Zirkulation herrscht, um die Anwendbarkeit der Formel zu gewährleisten, kann man sie zur Bestimmung des Wertes der polaren spezifischen Leitfähigkeit in folgender Weise (nach Schering) benutzen: man hängt eine Kugel von 5 cm Radius in der Mitte eines vor dem Einfluß des Erdfeldes geschützten, gut ventilierten Raumes im Freien an einem längeren, sehr dünnen Drahte isoliert auf und verbindet sie mit einem Elektrometer (Quadranten-elektrometer mäßiger Empfindlichkeit oder Wulfsches Zweifadenelektrometer). Der beobachtete Ladungsverlust a pro Zeiteinheit, umgerechnet auf die Kapazität des Systems ohne Elektrometer abwechselnd bei positiver und negativer Ladung gemessen, gibt dann direkt die polaren spezifischen Leitfähigkeiten:

$$a_2 = 4\pi \cdot \lambda_1,$$

$$a_1 = 4\pi \cdot \lambda_2.$$

Der bei negativer Ladung beobachtete Zerstreungskoeffizient a_2 gibt natürlich ein Maß für die von den positiven Ionen herrührende polare Leitfähigkeit λ_1 und umgekehrt (vgl. auch den Artikel „Zerstreuung“).

2. Leitfähigkeitsbestimmung mit dem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat. Näheres darüber vgl. den Artikel „Zerstreuung“.

3. Gerdienische Aspirationsmethode. Die Luft wird mittels eines kräftigen Turbinenventilators (Handbetrieb) durch einen Zylinderkondensator gesaugt, dessen äußere Elektrode geerdet ist, während die innere, positiv oder negativ geladen, mit einem Elektroskop oder Wulfschen Elektrometer verbunden ist. Die Theorie ergibt, daß bei bestimmter Luftgeschwindigkeit der Strom innerhalb des Kondensators zuerst genau proportional der angelegten Spannung ansteigt (Ohmsches Gesetz). Von einer gewissen kritischen Spannung an aber findet keine weitere Änderung der Stromstärke mehr statt. Gerdien hat eine Beziehung

zwischen Luftgeschwindigkeit, Dimensionen des Kondensators, Spannung und Ionenbeweglichkeit abgeleitet, aus der man unschwer in jedem einzelnen Falle berechnen kann, mit welcher Luftgeschwindigkeit und Spannung man arbeiten muß, um noch sicher zu sein, daß Ohmscher Strom herrscht. In diesem Bereich gilt dann genau dieselbe Formel, wie oben unter 1. erwähnt für die beiden polaren Leitfähigkeiten. In der Praxis genügt eine Aspirationsdauer von einigen Minuten, um genügend genau ablesbare Ladungsverluste zu erhalten. Wird die Luftgeschwindigkeit so weit herabgesetzt oder die Spannung so weit gesteigert, daß „Sättigungsstrom“ erreicht wird, so ist der minutliche Ladungsverlust nicht mehr der polaren Leitfähigkeit, sondern der Ionenzahl proportional und der Apparat funktioniert dann nach dem Prinzip des Ebertschen Ionenzählers (vgl. diesen Artikel).

Die Scheringsche Methode kann auch zu fortlaufenden Registrierungen der Leitfähigkeit verwendet werden, wenn man als Elektrometer das Benndorfsche mechanisch registrierende Elektrometer wählt. Solche Versuchsreihen sind von Lüdeling und Sprung (Potsdam), Schering (Göttingen), Schweidler (Seeham bei Salzburg) und Benndorf (Teichhof bei Graz) ausgeführt worden. Kümmel (Rostock) verwendete zur Registrierung der Leitfähigkeit das Exnersche Elektroskop mit photographischer Aufnahme der Blättchenstellung in bestimmten Intervallen.

Resultate: Der Mittelwert der totalen spezifischen Leitfähigkeit der Luft ist in den meisten Gegenden etwa 1 bis $5 \cdot 10^{-4}$ elektrostatische Einheiten. Die beiden Komponenten, die polaren Leitfähigkeiten, werden fast immer etwas verschieden gefunden. Das Verhältnis der positiven polaren Leitfähigkeit zur negativen polaren Leitfähigkeit (mit q_1 bezeichnet) ist indes meist nahe an 1, d. h. die Unterschiede der beiden polaren Leitfähigkeiten sind selten größer als 10%. Wesentlich größere Verschiedenheiten erhält man nach Schweidler dann, wenn die Messungen bei mangelhaftem Schutz vor dem Erdfeld ausgeführt werden. Über dem Meere sind nach den umfangreichen Beobachtungen der Carnegie-Expeditionen (1913—21) die Werte der Leitfähigkeit nicht wesentlich verschieden von denen über dem Festland. Über dem pazifischen Ozean (1920—21) ergab sich die mittlere Leitfähigkeit zu $3,09 \cdot 10^{-4}$, über dem indischen Ozean (1910) zu $4,28 \cdot 10^{-4}$; im atlantischen Ozean fand Swan (1914) Werte von $2,1 - 2,7 \cdot 10^{-4}$. In Spitzbergen beobachtete K. Hoffmann Werte, die als Mittel $4,95 \cdot 10^{-4}$ ergaben. Das Verhältnis q_1 der beiden polaren Leitfähigkeiten ist über den Ozeanen etwa 1,16. Daß über Land nicht höhere Werte erhalten werden, als über dem Meere, obwohl über dem Lande im allgemeinen stärkere Ionisierung zu erwarten wäre, mag wohl daher rühren, daß über Land infolge größeren Gehaltes der Luft an Staubkernen viele Ionen durch Adsorption an solche Kerne schwerbeweglich werden und dann nur mehr wenig zur Gesamtleitfähigkeit beitragen.

Von den regelmäßigen Änderungen der Leitfähigkeit der Luft ist zu erwähnen 1. eine nicht sehr stark ausgeprägte jährliche Periode mit einem Maximum im Sommer, Minimum im Winter. Manchmal findet man im Sommer noch ein sekun-

däres Minimum. 2. Ein täglicher Gang, der von Ort zu Ort sehr verschieden ausfällt. Fast an allen Stationen wird ein Hauptmaximum der Leitfähigkeit um 3—4 Uhr morgens gefunden. Nach Sonnenaufgang sinkt dann der Wert stark (Dunstbildung). Auch in geschlossenen Räumen (z. B. Kellern), in denen die Temperatur fast gar nicht schwankt, zeigt sich noch ein täglicher Gang der Leitfähigkeit, der anscheinend mit dem Gehalt der Luft an Staubkernen parallel geht (Schlenck). Die Einflüsse der meteorologischen Faktoren auf die Leitfähigkeit sind entgegengesetzt, wie auf das Potentialgefälle. Daher gehen im allgemeinen auch alle Änderungen des letzteren im entgegengesetzten Sinne, wie die des ersteren.

Am stärksten ist der Einfluß der Luftreinheit auf die Leitfähigkeit. Bei starkem Dunst kann die letztere innerhalb weniger Minuten um mehrere hundert Prozent schwanken. Je reiner die Luft, um so höher ist die Leitfähigkeit. Bei Nebel wird meist stärkere Unipolarität der Leistungsfähigkeit (Überwiegen der polaren positiven Leitfähigkeit, q_1 größer als 1) beobachtet. In geschlossenen Räumen innerhalb von Gebäuden findet man höhere Leitfähigkeit als im Freien (radioaktive Substanzen in den Wänden). Vor Gewittern werden häufig starke Schwankungen der Leitfähigkeit beobachtet.

V. F. Hess.

Näheres s. R. Mache und E. v. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität. H. Benndorf und V. F. Hess, Luftpotezialität (in Müller Pouilllets Lehrb. d. Physik, V. Band, 1. Hälfte, F. Vieweg, Braunschweig 1928).

Leitfernrohr. Visuelles Fernrohr, das mit einem Fadenkreuz oder einem Führungsmikrometer versehen ist, in starrer Verbindung mit einem photographischen Rohr. Es dient bei längeren photographischen Himmelsaufnahmen zur Kontrolle und Regulierung des Uhrwerkes sowie zur Beseitigung des Einflusses der Refraktionsänderungen während der Aufnahme. *Parell.*

Leitrad s. Flügelgitter.

Leitradschaukel s. Turbinen, Pumpen und Flügelgitter.

Leitsätze für die Beleuchtung mit künstlichem Licht. (Von der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft unter Mitwirkung mehrerer Körperschaften ausgearbeitet.) Nachstehend sind die wichtigsten Punkte zusammengestellt.

Die künstliche Beleuchtung muß den Forderungen der Zweckmäßigkeit, Wirtschaftlichkeit, Gesundheit und Schönheit entsprechen. Um eine gute Beleuchtung zu erhalten, sind die nachstehend unter A 1—7 angegebenen Faktoren den Ansprüchen der zu verrichtenden Arbeit, dem Verwendungszweck des Raumes, sowie der Betriebs- und Verkehrssicherheit anzupassen.

A. Beleuchtungsgüte.

1. *Beleuchtungsstärke.* Die Beleuchtung ist (s. Erläuterungen zu A 3; ferner „Beleuchtungsanlagen“, 1) entweder

- a) reine Allgemeinbeleuchtung, oder
- b) Arbeitsplatzbeleuchtung mit zusätzlicher Allgemeinbeleuchtung.

Bei Allgemeinbeleuchtung wird die Beleuchtungsstärke auf eine wagerechte Fläche in 1 m Höhe über dem Fußboden, bei Arbeitsplatzbeleuchtung auf die Arbeitsfläche bezogen.

Als notwendige Beleuchtungsstärken werden bezeichnet: der empfohlene Wert (E) und der

Mindestwert (E') der mittleren Beleuchtungsstärke; die entsprechenden Werte (E_u und E'_u) der Beleuchtungsstärke an der ungünstigsten, unbeschatteten Stelle.

Tab. 1 und 2 enthalten als Beispiele einige der für mittlere Reflexion des Arbeitsgutes und für normale Verkehrszeiten aufgestellten Werte E , E' ..

Tab. 1. Arbeitsstätten einschließlich Schulen.

Bel. System	Beleuchtungsart	Arbeit	Beleuchtungsstärke in Lx		
			E	E'	E' _u
a)	Reine Allgemein-	grobe feinste	40	20	10
			300	150	100
b)	Zusätzl. Allgemein-	grobe feinste	20	—	10
			50	—	30
	Arbeitsplatz-	grobe feinste	50—100	—	—
			1000—5000	—	—

Aufenthalts- und Wohnräume erfordern für niedrige, mittlere und hohe „Ansprüche“ dieselben Werte E , E' , E'_u wie Arbeitsstätten für grobe, mittelfeine und feine „Arbeiten“.

Tab. 2. Verkehrsanlagen.

Anlage	Verkehr	Beleuchtungsstärke in Lx			
		E	E'	E _u	E' _u
Straßen und Plätze	schwacher stärkster	3	1	0,5	0,2
		30	15	8	4
Durchgänge und Treppen	schwacher starker	15	5	5	2
		30	10	10	5
Fabrikhöfe	schwacher starker	3	1	1	0,3
		15	5	5	2

2. *Schattigkeit*. Definition s. Erläuterungen. Die Schattigkeit soll an jeder Arbeitsstelle mindestens 0,2 (20%) der Beleuchtung durch direktes Licht, im Schlagschatten an wichtigen Arbeits- und Verkehrsflächen höchstens 0,8 betragen. Bezüglich der Anordnung der Lampen ist außerdem zu beachten, daß ein Kernschatten, der von einem Halbschatten mit allmählich oder stufenweise abnehmender Schattigkeit umgeben ist, die Erkennbarkeit weniger stört als ein reiner Kernschatten.

3. *Örtliche Gleichmäßigkeit*. Es dürfen im Beleuchtungsraum von Stelle zu Stelle keine die Erkennbarkeit beeinträchtigenden Unterschiede in der Beleuchtung sein.

Benachbarte, oft nacheinander begangene Räume, ebenso Übergänge von Haupt- zu Nebenstraßen dürfen keine schroffen Unterschiede aufweisen, die zu schlechtem Sehen, deshalb zu Unsicherheit führen.

4. *Zeitliche Gleichmäßigkeit*. Zeitliche Schwankungen müssen so langsam oder so schnell erfolgen, daß sie nicht stören oder gar unerträglich sind.

5. *Blendung*. Weder direktes Licht darf blenden, noch reflektiertes (sonst „Reflexblendung“). Die Blendung hängt von verschiedenen Faktoren ab (s. Erläuterungen). Die meisten heute gebräuchlichen Lichtquellen haben eine so hohe Leucht-

dichte (Flächenhelle), daß sie bei den den Leitsätzen entsprechenden Beleuchtungsverhältnissen abgeschirmt werden müssen. Unter diesen Verhältnissen werden als Höchstwerte der Leuchtdichte empfohlen bei Leuchtgeräten für

Arbeitsplatzbel. 0,2 HK/cm²;

Allgemeinbel. 0,3 HK/cm²;

Außenbel. 2 HK/cm².

Blendung ist vielfach der (oft nicht erkannte) Hauptfehler einer Beleuchtungsanlage.

6. *Lichtfarbe*. Die heute zur künstlichen Beleuchtung benutzten Lichtquellen stimmen in der Lichtfarbe mit dem natürlichen Tageslicht nicht ganz überein. Für gewöhnlich ist dies belanglos. Wenn jedoch farbige Gegenstände bei künstlicher Beleuchtung naturgetreu, nämlich im Tageslichteindruck, erscheinen sollen, z. B. bei Farberstellung, in Malerateliers, ist künstliches Tageslicht zu verwenden.

7. *Anpassung verschiedener Beleuchtungsarten aneinander*. Straßenbeleuchtung darf nicht durch Reklame- und Schaufensterbeleuchtung, sowie durch Signallichter (an Baustellen usw.) und Autoscheinwerfer gestört werden. Andererseits dürfen Signallichter nicht durch Straßen- und Reklamebeleuchtung in ihrer Erkennbarkeit gestört werden und mit ihnen verwechselbar sein.

B. Wirtschaftlichkeit; Anlage; Betrieb und Instandhaltung der Beleuchtungseinrichtungen.

1. Jede Beleuchtungsanlage soll wirtschaftlich sein.

Nur eine gute Beleuchtung ist wirtschaftlich. Denn sie erhöht die Leistungsfähigkeit des Auges; sie fördert deshalb die Ordnung und Sauberkeit und erleichtert die Aufsicht.

Schlechte Beleuchtung bewirkt in allem das Gegenteil. Sie behindert alle vom Sehen abhängigen Tätigkeiten, veranlaßt Unsicherheit bei der Arbeit, Mißbehagen, Verringerung von Güte und Menge der Produkte, Verlängerung der Arbeitszeit und kann zu Unglücksfällen und zur Schädigung der Gesundheit führen.

Weitere Forderungen sind:

2. Zweckmäßigkeit und sichere Benutzbarkeit der Verteilungsanlagen (Leitungen, Anschlüsse, Schalter usw.). Beachtung der amtlichen Vorschriften für Bau und Einrichtung von Beleuchtungsanlagen einschl. Leuchtgeräte.

3. Dauernde Betriebssicherheit der Beleuchtungsanlage; deshalb sorgfältige Überwachung desselben, evtl. Notbeleuchtung.

4. Ersatz der Lampen durch neue, spätestens sobald die Lichtstärke soweit abgenommen hat, daß die in den Tabellen angegebenen Beleuchtungsstärken unterschritten sind; oft ist schon eine frühere Auswechslung mit Rücksicht auf Strom- und Anschaffungskosten wirtschaftlich.

5. Periodische Reinigung der Beleuchtungseinrichtungen (Lampen und deren Zubehörteile wie Schirme, Reflektoren, Glocken, bei natürlichem Lichte auch Fenster) evtl. der Decken und Wände.

6. Entfernung schädlicher Abgase und heißer Luft.

7. Zurücktretten künstlerischer Ausstattung hinter den notwendigen lichttechnischen Forderungen.

C. Zeitdauer der künstlichen Beleuchtung.

Die künstliche Beleuchtung ist einzuschalten: an Arbeitsstellen und Verkehrswegen von Innenräumen, sobald die Tageslichtbeleuchtung unter die empfohlenen Werte E herabsinkt,

bei Verkehrsanlagen: im Winter- bzw. Sommerhalbjahr $\frac{1}{2}$ bzw. $\frac{3}{4}$ Std. nach Sonnenuntergang bis $\frac{1}{2}$ bzw. $\frac{3}{4}$ Std. vor Sonnenaufgang.

Erläuterungen zu den Leitsätzen.

Zu A 1. *Beleuchtungsstärke.* Je höhere Ansprüche ein Arbeitsvorgang an die Unterschieds- und Formempfindlichkeit, die Empfindungsgeschwindigkeit und damit an die Leistungsfähigkeit des Auges stellt, und je geringer der Kontrast und die gesehene Größe (Größe des Netzhautbildes) des betrachteten Gegenstandes und der auf ihm zu beobachtenden Einzelheiten sind, um so größer ist die erforderliche Leuchtdichte. Die Leuchtdichte eines beleuchteten Gegenstandes hängt von der auf ihm befindlichen Beleuchtungsstärke und seiner Reflexion¹⁾ bzw. Durchlässigkeit¹⁾ ab (vgl. „Photom. Gesetze und Formeln“ Gl. 12). Zur Erzielung gleicher Leuchtdichte beanspruchen Flächen geringerer Reflexion höhere Beleuchtungsstärken als Flächen größerer Reflexion. Mithin erfordern die verschiedenen Arbeiten und Materialien sehr verschiedene Beleuchtungsstärken. Die Zahlen der Tab. 1 und 2 gelten als Durchschnittswerte für die üblichen Beleuchtungsräume bei einer mittleren Reflexion des Arbeitsgutes bzw. der Arbeitsfläche von 40–60 %. In ungünstigen Fällen, wo Reflexion und Kontrast gering sind, z. B. beim Nähen von schwarzem Stoff mit schwarzen Fäden, ist die Beleuchtungsstärke noch über die Werte E hinaus zu erhöhen.

Zu A 2. *Schattigkeit.* Die Körperlichkeit von Gegenständen wird durch Leuchtdichtekontraste wesentlich bestimmt, die durch Reflexionsunterschiede, durch Schlagschatten (Kern- und Halbschatten), sowie durch die als „Eigenschatten“ bezeichnete Körperschattierung hervorgerufen werden.

Definition. Wird für eine von mehreren Lichtquellen beleuchtete Fläche eine Lichtquelle abgeblendet, so fällt der direkt von ihr gelieferte Anteil der Bel. (der abgeschattete Teil) aus, und es bleibt die Bel. durch die anderen nicht abgeschatteten Lichtquellen.

Der Quotient aus dem abgeschatteten Teil und der ohne Abschattung vorhandenen Beleuchtungsstärke heißt die *Schattigkeit*.

Die Tiefe des Schlagschattens wird durch seine Schattigkeit gemessen. Die mit Schattenwerfervorrichtungen versehenen Beleuchtungsmesser (vgl. z. B. „Universalphotometer“, Nr. 7) gestatten Schatten- und Beleuchtungsmessungen unmittelbar hintereinander auszuführen. Je mehr sehr großflächige Leuchtgeräte, sowie Decken und Wände zur Beleuchtung beitragen, um so mehr wird die Schattentiefe verringert.

Die Richtung der hauptsächlichsten Schlagschatten und die Lage der Körperschattierung dürfen dem natürlichen Empfinden nicht widersprechen. Die Lampen sind deshalb so anzuordnen, daß das Licht hauptsächlich von oben oder schräg oben einfällt.

Zu A 3. *Örtliche Gleichmäßigkeit.* Die Unterschieds- und Formempfindlichkeit des Auges ist um so größer, je geringer die Unterschiede zwischen der Leuchtdichte des Arbeitsplatzes und seiner Umgebung sind. Die reine Allgemeinbel. (direkte, halb- und ganzindirekte) gibt die günstigeren Sehbedingungen. Denn sie bezweckt eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Leuchtdichte auf Arbeitsflächen und Verkehrswegen und sucht dies durch möglichst hoch aufgehängte und passend verteilte Leuchtgeräte mit geeigneter Lichtverteilung, durch Heranziehen der Reflexion von Decke, Wänden und Einrichtungsgegenständen des Raumes zu erreichen.

Bei der Arbeitsplatzbeleuchtung wird im allgemeinen über jedem Arbeitsplatz ein besonderes Leuchtgerät angeordnet. Wegen der bei reiner Arbeitsplatzbeleuchtung auftretenden starken Beleuchtungsunterschiede zwischen Arbeitsplatz und Umgebung, erfordert die Platzbeleuchtung höhere Beleuchtungsstärken als die reine Allgemeinbeleuchtung (s. Tab. 1) und außerdem noch eine zusätzliche Allgemeinbeleuchtung.

Zu A 4. *Zeitliche Gleichmäßigkeit.* Zeitliche Schwankungen der Leuchtdichte können — abgesehen von sehr langsamen und allmählich erfolgenden — das Auge rasch ermüden. Die heutigen mit Wechselstrom von 50 Perioden/sec. betriebenen Lichtquellen haben im allgemeinen zeitlich konstantes Licht; ebenso geben dickdrähtige, mit Wechselstrom von 16 $\frac{2}{3}$ Perioden/sec. bei genügender Temperaturkonstanz keine merkbaren Schwankungen. Wegen stroboskopischer Effekte s. die veröffentlichten Leitsätze.

Die zeitlichen Schwankungen können bei Gasbeleuchtungsanlagen durch Konstanthalten des Gasdrucks und durch sorgfältige Einstellung der Gas- und Luftzufuhr, bei elektrischen Beleuchtungsanlagen durch

¹⁾ Hier gleichbedeutend mit Reflexions- bzw. Durchlässigkeitsvermögen.

Konstanthalten der Spannung beseitigt werden, besonders dann, wenn man Wechselstrom höherer Frequenz oder besser noch Gleichstrom benützt.

Zu A 5. *Blendung* (s. auch „Blendung“). Sie beruht auf zu starker Reizung der Netzhautorgane und setzt die Leistungsfähigkeit des Auges herab.

Der Grad der Blendung ist um so größer, je größer die Leuchtdichte der Blendungsquelle (Blendungsleuchtdichte), je größer deren Verhältnis zur Leuchtdichte im übrigen Gesichtsfeld (Adaptationsleuchtdichte) und je größer die gesehene Größe (Größe des Netzhautbildes) der Blendungslichtquelle ist. Er ist am größten, wenn sich die Blendungslichtquelle in der Mitte des Sehfeldes befindet (*Infeldblendung*¹⁾). Der Grad der Blendung wird um so kleiner, je weiter die Lichtquelle nach dem Rande des Sehfeldes herausrückt (*Umfeldblendung*¹⁾). Die Umfeldblendung ist geringer, wenn die Lichtquelle oberhalb, und größer, wenn sie seitlich oder unterhalb der Blickrichtung angeordnet wird.

Blendung wird dadurch festgestellt, daß der betrachtete und fixierte Gegenstand deutlicher wird, wenn man das Auge gegen die vermutete Blendungsquelle abschirmt.

Wegen der Abhängigkeit der Blendung von den verschiedenen oben angeführten Faktoren kann eine Blendungsgrenze z. Z. nicht allgemein angegeben werden. Die unter A 5 angegebenen Leuchtdichtewerte können nur als Anhaltspunkte hierfür dienen.

Mittel gegen Infeldblendung: Man schirmt die Lichtquellen gegen das Auge durch undurchsichtige Reflektoren ab oder vermindert die Leuchtdichte durch stark streuende Stoffe, z. B. Reflektoren aus Trübgas. Mattierung der Gläser und Glühlampenkolben reicht nicht aus. Bei Reflexblendung durch Arbeitsplatzlampen macht man die Lampen in der Höhe verstellbar und stellt sie so, daß die gespiegelten Strahlen am Auge vorübergehen. Bei Schreibebeit sind mattes Papier und matschreibende Blei- oder Kopierstifte angebracht, aber blanke Büromaschinen zu vermeiden.

Mittel gegen Umfeldblendung. Umfeldblendung durch einzelne Leuchtgeräte läßt sich durch Steigerung der Leuchtdichte des Arbeitsplatzes und des Hintergrundes oder der Umgebung der Lichtquellen, ferner durch Vergrößerung des Winkels zwischen Blickrichtung und Richtung des einfallenden Lichtes (etwa durch Erhöhung der Aufhängung oder Vergrößerung der seitlichen Entfernung der Lichtquellen) beseitigen.

Umfeldblendung durch ausgedehnte leuchtende Flächen in der Umgebung der Arbeitsfläche (z. B. Decken und Wände bei ganz- oder halbindirekter Beleuchtung) kann durch Erhöhung der Leuchtdichte der Arbeitsfläche verhindert werden. (Erhöhung der Beleuchtungsstärke — z. B. durch Arbeitsplatzbeleuchtung — oder Erhöhung der Reflexion der Arbeitsfläche bzw. Verminderung der Reflexion ihrer Umgebung).

Zu A 6. *Lichtfarbe.* Häufig ist künstliches Tageslicht wegen seiner Farbenkonstanz natürlichem vorzuziehen.

Künstliches Tageslicht wirkt bei zu geringer Beleuchtungsstärke unfreundlich. Deshalb sind die Beleuchtungsstärken ungefähr gleich den Beleuchtungsstärken zu halten, die natürliches Tageslicht auf den Arbeitsplätzen oder in den Innenräumen erzeugt; sie sind also im allgemeinen höher als bei gewöhnlicher künstlicher Beleuchtung.

Zu B 1. *Wirtschaftlichkeit.* Die Wirtschaftlichkeit einer Beleuchtungsanlage hängt nicht nur von ihren Einrichtungs- und Betriebskosten, sondern auch vom Arbeitsergebnis ab. Schlechte Beleuchtung hat u. a. auch einen Mehraufwand an Arbeitszeit zur Folge. Dieser kostet oft mehr als die scheinbaren Ersparnisse, die durch Nichtbeschaffung zweckmäßiger Leuchtgeräte oder durch geringere Beleuchtungsstärken erzielt werden. *Gemessen am Arbeitsertrag ist gute Beleuchtung immer billiger als schlechte.*

Zu B 2. *Anlage der Beleuchtungseinrichtungen.* Der Anlage von Beleuchtungsanlagen soll stets eine fachmännische Bearbeitung des Beleuchtungsplanes vorausgehen. Lichttechnische Aufgaben dürfen nicht erst nach Verlegung der Leitungen behandelt werden.

Es werden sodann ausführliche (z. T. schon oben mitgeteilte) Anweisungen über die bei der Planung von Innenräumen und der Außenbel. erforderlichen Unterlagen gegeben.

Zu B 3–5. *Betrieb und Instandhaltung.* Für einen geordneten Betrieb ist es besonders wichtig, daß bei Gasanlagen der Gasdruck, bei elektrischen Anlagen die Spannung dauernd den richtigen Wert hat. Zu geringe Betriebsspannung vermindert die Lichtausbeute (s. „Wirtschaftlichkeit“, B 3), da der Lichtstrom weit

¹⁾ Gleichbedeutend mit Direkt- bzw. Indirektblendung nach Weigelscher Bezeichnung.

stärker als die Spannung abnimmt. Zu hohe Spannung verkürzt die „Lebensdauer“ (s. d.).

Größere Anlagen sollten einen Belichtungsmesser zur regelmäßigen Überwachung des Betriebes besitzen.

Liebenthal.

Näheres s. Leitsätze, Licht und Lampe, 1930, S. 535.

Leitungen. Die Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker lassen für isolierte Leiter eine Erwärmung von 20° zu. Bei einer Außentemperatur von 20° darf der Leiter daher höchstens eine Temperatur von 40° annehmen. Kabel, die im Erdboden verlegt werden, dürfen mit Rücksicht auf die günstigere Wärmeableitung höher belastet werden; bei Einleiterkabeln ist eine Erwärmung von etwa 25° zugelassen. In folgender Tabelle sind die dieser Bestimmung entsprechenden zulässigen Höchststromstärken für verschiedene Querschnitte von isolierten Kupferleitungen und von Einleiterkabeln angegeben. Eine weitere Spalte enthält den Widerstand in Ohm je km bei 20°.

Quer- schnitt in mm ²	Zulässige Stromstärke in A		Widerstand in Ohm je km bei 20°
	isolierte Leitungen	Einleiterkabel	
1	11	24	17,84
1,5	14	31	11,90
2,5	20	41	7,14
4	25	55	4,45
6	31	70	2,97
10	43	95	1,78
16	75	130	1,11
25	100	170	0,714
35	125	210	0,510
50	160	260	0,357
70	200	320	0,255
95	240	385	0,188
120	280	450	0,148
150	325	510	0,119
185	380	575	0,096
240	450	670	0,074
310	540	785	0,057
00	640	910	0,144
500	760	1035	0,035

R. Schmidt.

Näheres s. K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. Berlin 1925.

Leitungswiderstand s. Widerstand, elektrischer.

Leitvermögen der Elektrolyte. Die Anwendbarkeit des Ohmschen Gesetzes auf Leiter zweiter Klasse hat sich ohne Ausnahme bewährt. Das Leitvermögen, gemessen in reziprokem Ohm, ist eine charakteristische Stoffkonstante, unabhängig von Stromstärke, Spannungsabfall oder Wechselstromfrequenz, abhängig aber in hohem Grade von der Temperatur. Da nach dem Faradayschen Gesetz gleiche Elektrizitätsmengen an chemisch äquivalente Mengen der Zersetzungsprodukte des Elektrolyten gebunden sind, so liegt es nahe, das Leitvermögen durch die Annahme eines elektrischen Konvektionsstromes zu erklären, welcher sich mit den Zersetzungsprodukten durch den Elektrolyten bewegt. Dagegen erscheint die Vorstellung von Grotthuss (1840) unzulänglich, wonach die Moleküle des Elektrolyten Dipole bilden, die sich im elektrostatischen Feld einer von außen angelegten Spannung nach den Elektroden ausrichten und nur an diesen auseinandergerissen werden, während der zurückbleibende Einzelpol sich durch Zerreißen eines nachrückenden Dipoles wiederum selbst zum Dipol ergänzt usf. Vielmehr hat man nach Clausius (1857) anzunehmen, daß entgegengesetzt geladene Bestandteile oder Ionen von vornherein auch ohne Einwirkung eines äußeren Feldes im Elektrolyten vorhanden sind. Die weitere Entwicklung dieses

Gedankens ist das Verdienst insbesondere von Arrhenius (1884).

Eine auf die Ionen ausgeübte Kraft bewirkt nicht, wie bei frei beweglichen Massen, eine Beschleunigung, sondern wegen des Reibungswiderstandes des Lösungsmittels eine Geschwindigkeit, die sich zu ihrer Wärmebewegung superponiert. Ist die Ladung des einzelnen Ions $+e$ oder $-e$, so wirkt die Feldstärke \mathcal{E} (Volt/cm) mit der Kraft $e \cdot \mathcal{E}$ und verursacht eine dieser proportionale Geschwindigkeit $u = u \cdot \mathcal{E}$ bzw. $v = -v \cdot \mathcal{E}$. Hierin werden die Proportionalitätsfaktoren u und v , welche ihrem Betrage nach den Geschwindigkeiten im Felde $\mathcal{E} = 1$ entsprechen, als Ionenbeweglichkeit des Kations bzw. Anions bezeichnet. Seien η Gramm-Äquivalente eines 1—1-wertigen Elektrolyten oder $N \cdot \eta$ (N wie Avogadro'sche Zahl) Moleküle desselben pro cem gelöst und von diesen infolge der elektrolytischen Dissoziation der Bruchteil α in Ionen gespalten, so ist die gesamte Elektrizitätsmenge, die in der Zeiteinheit durch einen zur Strombahn senkrechten Querschnitt von 1 cem hindurchströmt, durch das Produkt aus der Ladung der Ionen, ihrer Anzahl und ihrer Geschwindigkeit (unter der Berücksichtigung der Vorzeichen) gegeben. Die Stromstärke hat also den Betrag

$$J = e \eta N \alpha (u + v) \mathcal{E},$$

bei mehrwertigen Elektrolyten ist die Ladung der Ionen entsprechend zu berücksichtigen. Wir erkennen in dieser Gleichung das Ohmsche Gesetz, angewandt auf eine Säule von 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt des Elektrolyten, dessen spezifischer Leitwert daher den Betrag hat:

$$\kappa = e N \eta \alpha (u + v).$$

Hierin ist $e \cdot N$ nichts anderes als die Elektrizitätsmenge $F = 96490$ Coulomb, die nach dem Faradayschen Gesetz an 1 Gramm-Äquivalent haftet. Der Quotient $\kappa/\eta = \lambda$ heißt das Äquivalentleitvermögen. Bei mehrwertigen Elektrolyten tritt noch als Faktor die reziproke Wertigkeit hinzu. Wenn somit das Leitvermögen nur von der Anzahl und der Beweglichkeit der Ionen abhängt, muß in dem Maße, wie der Dissoziationsgrad mit wachsender Verdünnung gegen 1 konvergiert, λ einem bestimmten, der Zusammensetzung des Elektrolyten eigentümlichen Grenzwert λ_0 zustreben. Demnach sollte der Dissoziationsgrad durch Messung des Äquivalentleitvermögens ermittelt werden können (vgl. Verdünnungsgesetz). Man kann das Äquivalentleitvermögen experimentell direkt bestimmen, wenn man das Leitvermögen einer Lösung von 1 g-Äq. Salz in einem Gefäß mißt, von dem zwei in einem Abstand von 1 cm gegenüberstehende Seitenwände als Elektroden dienen.

Das Äquivalentleitvermögen erscheint als Summe der Größen von F_u und F_v . Um diese „elektrolytischen Beweglichkeiten“ der Ionen einzeln zu finden, dient außer der Beziehung $\lambda_0 = (u + v) \cdot F$ noch die Kenntnis des Verhältnisses $\frac{u}{v}$ der Überführungszahlen (s. d.). So sollte es möglich sein, das Leitvermögen eines Elektrolyten aus den Beweglichkeiten seiner Komponenten additiv voraus zu berechnen. Für Lösungen großer Verdünnungen bestätigt sich in der Tat bei allen Ionengattungen die Gültigkeit dieses „Satzes von der unabhängigen Beweglichkeit der Ionen“. (Kohlrausch 1876.) Siehe die Tabelle:

Anionen:					
	1	a · 10 ⁴		1	a · 10 ⁴
F	46,6	238	1/2 C ₂ O ₄	63	231
Cl	65,5	216	ClO ₂	55	215
Br	67,6	215	BrO ₂	46	—
J	66,5	213	JO ₂	33,9	234
OH	174	180	JO ₄	48	—
1/2 CO	60	270	1/2 CrO ₄	72	—
C ₂ H ₃ O ₂	25,7	244	1/2 CrO ₃	60	270
CHO ₂	47	—	NO ₂	61,7	205
C ₂ H ₅ O ₂	35	238	1/2 SO ₂	68	227
C ₂ H ₃ O ₂	31	—	SCN	56,6	221

Addition der Beweglichkeiten gibt das Äquivalent-Leitvermögen, Multiplikation mit der Konzentration (in Mol. pro ccm) den spezifischen Leitwert verdünnter Lösungen.

Die Messung des Leitvermögens geschieht am zweckmäßigsten mit Hilfe der Wechselstrombrücke und des Telefons als Nullinstrument zwischen platinieren Pt-Elektroden. Die Form der Leitfähigkeitsgefäße ist passend zu wählen, je nachdem ob schlecht oder gut leitende Flüssigkeiten zur Untersuchung gelangen.

Theorie und Praxis der Meßmethoden, tabellarisch zusammengestellte Resultate, Anwendung auf die Chemie wässriger Lösungen in dem klassischen Büchlein von F. Kohlrausch und L. Holborn, Das Leitvermögen, II. Aufl., Teubner 1916.

In Lösungen endlicher Konzentration läßt sich das Leitvermögen nicht mehr additiv aus den Ionenbeweglichkeiten berechnen. Zwei Erklärungsmöglichkeiten bietet die Betrachtung der oben angegebenen Formel für die Stromstärke. Entweder nimmt der Dissoziationsgrad α mit wachsender Konzentration ab, oder die Beweglichkeiten der Ionen erleiden mit steigender Konzentration eine Verminderung. Die erste Annahme hat sich bei den sog. schwachen Elektrolyten mit befriedigender Annäherung als richtig erwiesen (vgl. Ostwaldsches Verdünnungsgesetz). Dagegen sprechen die Erfahrungen an starken Elektrolyten, insbesondere auch ihre optischen Eigenschaften dafür, daß in ihnen unabhängig von der Konzentration der Dissoziationszustand nahezu vollständig ist. Die Abnahme des Äquivalentleitvermögens kann bei diesen Stoffen daher nur auf die Veränderung der Reibungskräfte zurückgeführt werden, welche durch die gegenseitige Wirkung der Ionen aufeinander hervorgerufen wird.

Nach der von Debye und Hückel (1923) im Anschluß an Milner entwickelten Anschauung (s. auch elektrolytische Dissoziation) ist die Verteilung der Ionen in einer im Gleichgewicht befindlichen Lösung eines binären Elektrolyten derart, daß sich im zeitlichen Mittel in der Nähe eines positiven Ions mehr negative als positive Ionen befinden und umgekehrt. Jedes Ion ist also mit einer „Ionenatmosphäre“ umgeben, welche sich im elektrischen Feld einer an die Elektroden gelegten Spannung in entgegengesetzter Richtung bewegt wie das zentral liegende Ion. Da die Ionen bei ihrer Bewegung einen Teil der sie umgebenden Wasserhülle mitschleppen, so erfolgt die Bewegung des zentral gelegenen Ions nicht in einer ruhenden Flüssigkeit, sondern ist um die Geschwindigkeit der entgegengesetzt wandernden Ionenatmosphäre vermindert. Ein weiterer, die Wanderung verzögernder Effekt beruht auf dem fortgesetzten Austausch der die Ionenatmosphäre bildenden Teilchen, welche nur mit endlicher Geschwindigkeit dem stationären Zustand zustreben. (Relaxationszeit).

Für das Leitvermögen in nichtwässrigen Lösungsmitteln ist die Regel von Walden (Ztschr. f. phys. Chem. 1906) auch neuerdings gut bestätigt, daß das Produkt aus innerer Reibung des Lösungsmittels und Äquivalent-Leitvermögens desselben Elektrolyten in verschiedenen Lösungsmitteln einen konstanten Wert besitzt. Dieser Sachverhalt gewinnt eine plausible Deutung, wenn man sich an den Ionen eine annähernd kugelförmige Schicht des Lösungsmittels haftend denkt, so daß die Beweglichkeit nach der Stokesschen Formel (s. d.) von der Reibung des Mediums abhängt. Bei den geschmolzenen Elektrolyten versagt notwendig die Theorie der verdünnten Lösungen, zudem bietet die experimentelle Behandlung infolge von Metallnebelbildung größere Schwierigkeiten. *H. Cassel.*

Näheres siehe in den Lehrbüchern der Elektrochemie, z. B. bei M. Le Blanc, Leipzig 1922. Vgl. ferner die zusammenfassenden Berichte von E. Hückel, Zur Theorie der Elektrolyte, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 3 (1924) und von N. Bjerrum, Die elektrischen Kräfte zwischen den Ionen und ihre Wirkungen. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 5 (Berlin 1926). Vgl. auch Walden, Elektrochemie nicht wässriger Lösungsmittel. Leipzig 1924.

Leitvermögen der Gase s. Gasentladungen, elektrische; unselbständige und selbständige Gasentladung; Elektronenentladung; Glimmentladung; Lichtbogen; Funken.

Leitvermögen der Metalle. Unter Leitvermögen versteht man den reziproken Wert des Widerstandes. In präziserer Ausdrucksweise, die sich aber nicht allgemein eingeführt hat, heißt der reziproke Widerstand Leitwert, während man den spezifischen Leitwert als Leitvermögen bezeichnet. Zur Unterscheidung nennt man aber diesen meist „spezifisches Leitvermögen“. Das spezifische Leitvermögen, von dessen Wert bei metallischen Leitern in diesem Abschnitt die Rede ist, wird durch den Buchstaben σ (Sigma) abgekürzt und hat im elektrostatischen Maßsystem die Dimension $1/t$, im elektromagnetischen die Dimension $t/1^2$. Da σ fast allgemein auch für den spezifischen Widerstand benutzt wird, soll hier das spezifische Leitvermögen mit $1/\sigma$ abgekürzt werden. Ist σ der spezifische Widerstand eines Kubikzentimeters, so ist das spezifische Leitvermögen einiger wichtiger Metalle bei 18° C folgendes:

Metall	1/10 ⁴ σ
Aluminium	31,3
Blei	4,77
Cadmium	13,15
Chromnickel	0,833
Eisen	11,1 — 6,68
Gold	43,5
Iridium	18,9
Konstantan	2,04
Kupfer	58,9
Manganin	2,38
Messing	11,1 — 14,3
Neusilber	6,25 — 2,5
Nickel	12,5 — 9,08
Nickelin	2,38
Osmium	10
Patentnickel	3,03
Platin, rein	9,26
Quecksilber	1,04
Stahl	6,67 — 2
Silber	62,5
Tantal	6,65
Zink	16,4

Ausführliche Zusammenstellung des Zahlenmaterials s. Phys.-Chem. Tabellen von Landolt-Börnstein (Verlag Springer). *R. Jaeger.*

Näheres s. die erschöpfende Darstellung des Gebietes der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle von A. Schulze in der „Metallographie“, von W. Guertler (Verlag Borntraeger, Berlin, 1923 bis 1925).

Leitvorrichtung s. Dampfdüse.

Leitwerk. Unter diesem Begriff werden alle Organe eines Flugzeugs zusammengefaßt, welche der Steuerung dienen; man versteht speziell unter „Steuer“ Übertragungsorgane, welche der Führer an seinem Sitz willkürlich betätigt, unter „Flossen“ kleine Flächen, welche am Flugzeug fest angebracht sind und unter „Rudern“ bewegliche Flächen, deren verschiedene Stellungen verschiedene Luftkräfte und damit die zur Steuerung nötigen Drehmomente erzeugen. *L. Hopf.*

Leitwert s. Leitvermögen der Metalle.

Lenard-Effekt. Unter diesem Namen versteht man zweierlei ganz heterogene Wirkungen: 1. die Volumionisation der Luft und anderer Gase durch ultraviolettes Licht, welche von Lenard entdeckt und auch größtenteils von ihm durchforscht worden ist und 2. die sog. „Wasserfallelektrizität“ (nach Christiansen „Ballo-Elektrizität“), d. h. die Elektrisierung und Ionisierung der Luft durch Zerspritzen von Wasser. Dieser Effekt, welcher zuerst von Maclean und Goto 1890 aufgefunden wurde, ist durch Lenard und seine Schüler besonders geklärt worden. Beide Effekte haben für die atmosphärische Elektrizität eine gewisse Bedeutung. Betrachten wir zuerst

a) die Volumionisation durch ultraviolette Lichtstrahlen. Lenard u. a. haben festgestellt, daß Licht, welches dem Wellenlängenbereiche 120 bis $150 \mu\mu$ angehört, in der Luft außerordentlich wirksam Ionisation erregt; es werden Ionen beider Vorzeichen erzeugt, doch ist die Beweglichkeit der erzeugten negativen Träger bedeutend größer: diese haben ungefähr dieselbe Beweglichkeit, wie normale Molionen, während die positiven Träger etwa tausendfach kleinere Beweglichkeit aufweisen. Dies hat auch J. J. Thomson zur Anschauung geführt, daß keine reine Volumionisation vorliege, sondern, daß die in der Luft schwebenden Staubkerne usw. unter ultraviolettem Licht lichtelektrisch erregt (vgl. Hallwachs-Effekt) negative Elektronen abgeben und selbst positiv geladen und infolge ihrer Maße schwer beweglich zurückbleiben. Spätere Arbeiten Lenards zeigten indes, daß dennoch eine Volumionisation durch die primäre Lichtwirkung vorliege. Die störende Wirkung eines eventuell gleichzeitig auftretenden Hallwachs-Effekts läßt sich gesondert ermitteln. Da nur das äußerste Ultraviolett den Ionisationseffekt bewirkt, kann diese Wirkung nur in den höheren Schichten der Luft und bei Tage als Ionisator der Atmosphäre ernstlich in Betracht kommen. An der Erdoberfläche könnte sich der Effekt nur indirekt geltend machen, wenn absteigende Luftströmungen sehr rasch die ionenreiche Höhenluft nach abwärts führen. Aber selbst dann ist zu bedenken, daß die unablässig wirkende Wiedervereinigung den Ionengehalt sehr rasch auf jenen Wert vermindern muß, der der Wirksamkeit der an Ort und Stelle vorhandenen Ionisatoren allein entspricht. Ferner muß man berücksichtigen, daß ultraviolettes Licht nicht nur ionisierend wirkt, sondern auch Konden-

sationskerne bildet, z. B. H_2O_2 -Teilchen in feuchter Luft und feste Teilchen aus CS_2 -Dampf. Diese nebelkernbildende Wirkung des ultravioletten Teiles des Sonnenspektrums reicht nun in der Atmosphäre viel tiefer herab, als die ionisierende Wirkung und daher werden, falls überhaupt Ionen während des Abwärtswanderns der Rekombination entgehen, diese durch Anlagerung an Nebelkerne ihre Beweglichkeit rasch einbüßen. Es ist daher wohl als sicher anzunehmen, daß keine Ionen aus den höheren Schichten in die untersten Höhenkilometer unserer Atmosphäre eindringen.

In Höhen von etwa 160 km dürfte die Ionisation durch ultraviolettes Licht enorme Werte der Leitfähigkeit hervorrufen. Swann berechnet, daß sie etwa 10^8 mal größer ist, als in der Nähe des Bodens.

b) Ballo-Elektrizität. Beim Zerspritzen von Flußwasser (etwa in einem Wasserfalle) treten Elektrisierungseffekte auf, derart, daß die Wassertropfen positiv sich laden, während in die umgebende Luft negative Ionen austreten. Tatsächlich findet man in der Nähe von Wasserfällen bedeutende negative Raumladungen in der Luft, denen zufolge das Potentialgefälle daselbst sehr erniedrigt oder gar umgekehrt erscheint. Ganz entgegengesetzt verhält sich Meerwasser oder eine Kochsalzlösung; beim Zerspritzen von Salzwasser erhält die Luft positive Raumladung, das Wasser wird negativ elektrisch. Demzufolge hat man in der Nähe von Meeresküsten mit starker Brandung hohe Werte des atmosphärischen Potentialgefälles beobachtet. Die beschriebenen „ballo-elektrischen“ Effekte sind von Simpson zur Erklärung der positiven Ladung der Regentropfen herangezogen worden (vgl. den Artikel „Niederschlags- und Gewitterelektrizität“). Kleine Verunreinigungen, wie sie bei natürlichen Wässern die Regel sind, können Vorzeichen und Größe der erzeugten Raumladung beim Zerspritzen des Wassers erheblich beeinflussen. Der Lenard-Effekt tritt sowohl beim Zerspritzen einzelner Tropfen in kleinere, als auch beim Auftreffen von Tropfen an eine feste Wand, ferner beim Zerreißen von kontinuierlichen Flüssigkeitsstrahlen, beim Durchperlen von Gasblasen durch Flüssigkeiten und beim Zerplatzen von Blasen an der Flüssigkeitsoberfläche ein. Bei Messung der Radioaktivität von Quellen (Zirkulations- oder Schüttelverfahren) kann daher der Lenard-Effekt sehr störend wirken.

Die genannten Erscheinungen können nach Lenard durch die Annahme von elektrischen Doppelschichten erklärt werden, deren Dicke von der Größenordnung der molekularen Wirkungssphäre ist (10^{-6} cm). Beide Ladungsschichten liegen innerhalb der Flüssigkeit: in reinem Wasser ist die negative Schicht außen. Wenn Teilchen aus dieser Grenzschicht herausgerissen werden, also bei Oberflächenänderungen, so tritt der oben genannte Effekt ein. Natürlich muß das Herausreißen der Teilchen so rasch erfolgen, daß die natürliche Tendenz zur Wiedervereinigung überwunden wird. Bloße Zerteilung der Tropfen ist unwirksam. In neuester Zeit haben Untersuchungen von W. Busse (1925) gezeigt, daß beim Lenard-Effekt mit reinem Wasser nicht nur negative Ionen entstehen. Besonders beim Zerstäuben von Wasser werden auch positive Ionen in beträchtlichen Mengen erzeugt. Es erklärt sich dies — unter

Beibehaltung der Lenardschen Doppelschicht-hypothese — dadurch, daß nach Abtrennung der zu äußerst gelegenen negativen Belegung aus der momentan an die Oberfläche gelangenden positiven Belegung der Doppelschicht Tröpfchen herausgerissen werden, die dann natürlich positive Ladung tragen.

Aus dieser Entstehungsweise der beim Lenard-Effekt erzeugten Ionen erhellt ohne weiteres, daß sie sämtlich zur Klasse der schwerbeweglichen Ionen gehören. Sie tragen, wie Busse gezeigt hat, einfache Elementarladung. *V. F. Hess.*

Näheres s. Jahrb. f. Rad. u. Elektronik, Bd. 9, Berichte von Becker und von Steubing.

Lenardsches Fenster. Lenard kittete auf eine winzige Öffnung in der Glaswand einer Geißlerschen Röhre gegenüber der Kathode ein Stück außerordentlich dünner (0,002 mm) Aluminiumfolie. Bei großen Entladungsspannungen vermögen dann die von der Kathode ausgehenden Elektronen (Kathodenstrahlen s. d.) die Folie, das „Lenardsche Fenster“, zu durchdringen und in die Atmosphäre hinauszutreten, so daß dort ihre Eigenschaften untersucht werden können.

Neuerdings ist es Coolidge gelungen, sehr starke Kathodenstrahlen in Luft zu erhalten. Er verwandte ein großes gekühltes Rohr mit Glühkathode im Hochvakuum, vergrößerte das Fenster dadurch sehr weitgehend, daß er die Metallfolie auf ein Metallgitter legte, das sie stützte und benutzte sehr hohe Spannungen. Die so in der Luft erhaltenen äußerst intensiven Kathodenstrahlen haben sehr heftige physikalische, chemische und biologische Wirkungen. *Güntherschulze.*

Lenzsche Regel. Im Jahre 1834 schloß H. F. E. Lenz aus dem Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion auf die nach ihm benannte Regel, die auch mitunter als Hemmungsgesetz bezeichnet wird. Die Lenzsche Regel bezieht sich auf die Induktion und sagt aus, daß der Induktionsstrom stets eine solche Richtung hat, daß er die Zustandsänderung, welche ihn veranlaßt, zu verhindern sucht.

Der Sinn dieser Regel ist nach dem Energieprinzip leicht zu ersehen. Denkt man sich z. B. den Induktionsstrom dadurch entstanden, daß ein Magnet von einem Drahtkreis entfernt wird, so wird der Magnet von dem stromdurchflossenen Drahtkreis angezogen. Auf Kosten der Arbeit, die gegen diese Kraft aufgewendet werden muß, wird der Induktionsstrom erzeugt. Würde der induzierte Strom eine solche Richtung haben, daß er den Magneten abstößt, so würde gar keine Arbeit notwendig sein, um einen kontinuierlichen Strom zu induzieren, im Gegenteil, ein kleiner Anstoß würde sogar ausreichen, um den Magnet selbst in Bewegung zu halten, man hätte also ein perpetuum mobile.

In der Praxis finden sich für die Lenzsche Regel vielerlei Beispiele. So wird in dem Anker des Elektromotors ein Strom induziert, der die Bewegung zu hemmen sucht (Elektromotorische Gegenkraft). Der in einer Dynamomaschine induzierte Strom sucht sie im entgegengesetzten Sinne zu drehen, als es zur Erzeugung des Induktionsstromes notwendig ist.

Außerungen des Lenzschen Gesetzes finden sich ferner in dem v. Waltenhofenschen Pendel, das durch die induzierten Wirbelströme gebremst wird, in der Aragoschen Kupferscheibe, die bei

Drehung eine über ihr aufgehängte Magnetnadel mitnimmt und schließlich bei jeder sog. magnetischen Dämpfung. *R. Jaeger.*

Lese Glas s. Lupe.

Leslie-Würfel. Zur Demonstration der Abhängigkeit der Gesamtstrahlung von dem Emissions- bzw. Absorptionsvermögen der Oberfläche haben die senkrecht stehenden Würfelflächen verschiedene Oberflächen: hochglanzpoliert, matt oder rußschwarz. Der Würfel wird mit heißem Wasser gefüllt, die verschiedenartigen Strahlerflächen werden abwechselnd vor eine Thermosäule gesetzt (Vorlesungs- und Schulversuch). Als „schwarzer“ Lesliewürfel genügt ein mit warmem Wasser gefülltes Becherglas, welches bis 100° C auf 1% „schwarz“ strahlt. *Gerlach.*

Leuchtdauer s. Lumineszenz.

Leuchtdichte, neuere Bezeichnung für „Flächenhelle“ (s. d.).

Leuchtelektron, das am schwächsten gebundene Elektron der Elektronenhülle eines Atomsystems, Atoms oder Moleküls, mit dessen verschiedenen Quantenzuständen gemäß der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) seine sämtlichen einfacheren Spektralerscheinungen zusammenhängen. Der dem Leuchtelektron gegenüberstehende Rest des Atomsystems heißt „Rumpf“ (Atomrumpf usw.).

Leuchterscheinungen durch radioaktive Bestrahlung. An allen stärkeren radioaktiven Präparaten kann Selbstleuchten (Autolumineszenz) beobachtet werden, das mit der Intensität und der Reinheit des Präparates zunimmt, von der Temperatur nicht beeinflusst wird und vorwiegend ein Effekt der α -Strahlung ist. In feuchter Luft verlieren die Ra-Verbindungen durch Aufnahme von Wasser beträchtlich an Leuchtkraft, erlangen sie aber wieder nach dem Trocknen; Kristalle in einer Lösung werden im Dunkeln durch ihre größere Helligkeit erkennbar. Die Ra-Verbindungen selbst, besonders die trockenen Halogensalze, leuchten veilchenblau; flüssige Ra-Emanation ist farblos, feste Ra-Emanation leuchtet intensiv orange. Von diesem Selbstleuchten ist die Fluoreszenzerregung anderer Substanzen, z. B. der einschließenden Glashüllen, der umgebenden Luft oder anderer fluoreszenzfähiger Körper zu unterscheiden. Die Luft wird durch die α -Strahlen, soweit sich deren Wirkungsbereich erstreckt, zu einer Leuchterscheinung veranlaßt, welche spektral zerlegt dieselben Stickstofflinien zeigt, die auch durch elektrische Entladungen hervorgerufen werden. Bei Präparaten im Vakuum verschwindet diese offenbar dem Gase zuzuschreibende Lumineszenz. Eine große Reihe von natürlich vorkommenden Substanzen [Willemit (grün), Kunzit (orange), Diamant (blau), Scheelit (blau)] und künstlicher Präparate [Bariumplatinzyanür (grün), Sidotblende, Salipyrin (blau, spricht nicht auf α -Strahlen an)] zeigen kräftige Fluoreszenz in den beigefügten Farben und reagieren im allgemeinen auf alle drei Strahlenarten. Für β - und γ -Strahlen besonders empfindlich sind Urankaliumsulfat, Willemit und Bariumplatinzyanür. Tritt gleichzeitig mit der Fluoreszenz eine Verfärbung ein, so nimmt die Leuchterscheinung an Intensität ab, regeneriert aber wieder nach — z. B. durch Erhitzen bewirkt — Entfärbung. Auch das menschliche Auge fluoresziert in Hornhaut, Linse und Glaskörper bei Bestrahlung, und zwar auch bei geschlossenen Lidern, also bei Ausschaltung der α - und β -Strahlen. Viele der oben angeführten

Substanzen zeigen ein oft stundenlanges Nachleuchten auch nach Entfernung des Präparates (Phosphoreszenz), so besonders Flußspat, Kunzit, Doppelspat usw. Einige Körper zeigen weiters nach Behandlung mit β -Strahlen die Eigenschaft, daß sie auf eine mäßig erhöhte, vom Glühzustand noch weit entfernte Temperatur gebracht, leuchten (Thermolumineszenz). So z. B. die durch Bestrahlung braun verfärbten Glas- oder Quarzgefäße, die sich bei Erwärmung teilweise entfärben und dabei leuchten. Körper, die bereits von Natur aus thermolumineszente Eigenschaften besitzen und diese durch zu langes Erhitzen verloren haben, regenerieren sie wieder bei Bestrahlung mit β -Strahlen (z. B. Marmor, Apatit, Flußspat, Kunzit). Die praktische Verwendung dieser Eigenschaft der radioaktiven Substanzen zur Herstellung von „selbstleuchtenden“ Anstrichen, die an Stelle von schwer transportierbaren oder unzuverlässigen Hilfslichtquellen das Ablesen von Uhren (sog. „Radiumuhren“), Marschkompassen, Manometern, Libellen, Benzinuhren usw. gestatten oder Schalter, Türschlösser, Laufstege, wichtige Gebäude usw. als solche im Finsternen kenntlich machen sollen, hat insbesondere im Weltkriege große Verbreitung gefunden und zu einer volkswirtschaftlich nicht unbedeutlichen Industrie geführt. Zur Herstellung solcher Leuchtfarben werden der zu erregenden Substanz — meist Zinksulfid (ZnS , sog. Sidotblende mit geringem Metallzusatz wie Cu , Mn usw. im Verhältnis 1:10000) und Zusatz eines geeigneten Flußmittels, wie z. B. Glaubersalz — winzige Prozentsätze (etwa 0,01%) einer betreffs Lebensdauer und Strahlungseigenschaften entsprechenden radioaktiven Substanz beigemischt. Als solche kann für kurzlebige helle Anstriche Polonium oder Radiothorium, für sehr langlebige, schwach leuchtende Anstriche Radium, für mittlere Zwecke Mischungen von Mesothor + Radiothorium verwendet werden. Die Lebensdauer der Leuchtfarbe ist durch allmählichen Verbrauch der leucht-fähigen Zentren beschränkt; mit je größerer Helligkeit die Farbe beansprucht wird, um so schneller wird sie gebrauchsunfähig. Nach dieser bisher noch nicht verbesserbaren Eigenschaft des Anstriches und nach dem Gebrauchszweck hat sich die Wahl der zu verwendenden erregenden radioaktiven Substanz zu richten.

K. W. F. Kohrausch.

Leuchtfarben s. Leuchterscheinungen durch radioaktive Bestrahlung.

Leuchtgasschnittbrenner s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Leuchtkristalle s. Kristallolumineszenz.

Leuchtschirme. Flächen, die wie Uranglas entweder selbst lumineszenzfähig sind, oder auf denen pulverförmige lumineszenzfähige Substanzen unter Verwendung eines Klebemittels in dünner Schicht ausgebreitet sind; sie dienen zum Nachweis des Auftretens von unsichtbaren elektromagnetischen Strahlen (ultraviolettes Licht, Röntgenstrahlen) oder von Korpuskularstrahlen (Kathoden-, Kanal-, α - und β -Strahlen). Da die Erregbarkeit verschiedener Substanzen für die verschiedenen Strahlungsarten sehr ungleich ist, müssen je nach dem Zweck verschiedenartige Leuchtschirme verwandt werden. Für die Beobachtung ultravioletten Lichtes, vor allem in Spektralapparaten dient sehr häufig Uranglas, als sehr vorteilhaft wird für diesen Zweck

auch Uranammoniumfluorid, das auf Gelatine-schichten aufgestäubt ist, empfohlen; für Korpuskularstrahlen kommen in erster Linie Lenardphosphore, besonders Zinksulfidphosphore in Betracht, daneben auch manche organische Verbindungen (Ketone). Fast alle Leuchtschirme zeigen, wenigstens wenn sie während der Bestrahlung im Kontakt mit der „atmosphärischen Luft“ sind, Ermüdung (unter gleichzeitiger Verfärbung), die teilweise durch Liegen im Dunkeln, eventuell auch durch Erwärmung, rückgängig gemacht werden kann.

P. Pringsheim.

Am wichtigsten sind die in der Röntgendiagnostik benutzten Leuchtschirme, die man früher ausschließlich aus Bariumplatinzyanür herstellte (s. diesen Artikel). Es leuchtet bei Röntgenbestrahlung sehr hell gelblich grün im Spektralbereich von etwa 510—440 $m\mu$ und leuchtet nicht merklich nach. Ein Nachteil solcher Schirme ist ihr hoher Preis sowie der Umstand, daß sie durch längeren Gebrauch an Leuchtvermögen einbüßen. Daher benutzt man heute meist ein billigeres Material, nämlich Zinksilikat (Willemit) z. B. bei den handelsüblichen „Astral“- und „Ossal“-Schirmen. Doch leuchten diese merklich nach. Noch stärker ist das Nachleuchten bei dem in physikalischen Laboratorien viel verwendeten Zinksulfid.

Für medizinische Zwecke mit Lichtschutzkappen ausgerüstete Leuchtschirme werden als „Kryptoskope“ bezeichnet. Man tut gut, zum Schutze des Beobachters gegen die Röntgenstrahlen die Leuchtschirme mit dicken Bleiglasplatten von mindestens etwa 2 mm Bleiäquivalent zu versehen.

Behnken.

Leuchttechnik s. Lichttechnik.

Libelle. Die im Jahre 1656 von Hooke erfundene Libelle besteht aus einem allseitig geschlossenen, schwach gekrümmten Glasrohre, welches mit Wasser (Wasserwaage), Alkohol oder Äther gefüllt wird und eine kleine Dampfblase enthält. Diese sucht stets die höchste Stelle des Rohres einzunehmen. Das Glasrohr wird auf einen Metall-



Fig. 1. Röhrenlibelle.

sockel S (Fig. 1) festmontiert und dessen Füße so justiert, daß die Blase gerade in der Mitte des Rohres steht, wenn die Libelle auf eine horizontale Fläche gestellt wird.

Die Libellen dienen dazu, die horizontale Lage oder auch die Neigung beliebiger Flächen zu prüfen. Denn ist die Fläche geneigt, so wird sich die Luftblase aus der Mitte des Glasrohres nach links oder rechts verschieben. Empfindliche Libellen werden unter Benutzung sehr wenig gekrümmter Glasrohre so justiert, daß die Verschiebung der Blase um 1 mm einer Neigung von weniger als einer Bogensekunde entspricht. Im praktischen Gebrauch, wie z. B. im Baufach, begnügt man sich mit einer wesentlich geringeren Empfindlichkeit.

Soll die Fläche, deren Lage durch die Libelle geprüft wird, nicht nur in einer Richtung, sondern in allen Richtungen horizontal sein, so muß die

Prüfung durch Aufstellen der Libelle in zwei etwa senkrechten Richtungen erfolgen.

Um Fehler in der Justierung der Libelle auszuschalten, nimmt man stets zwei Messungen vor, zwischen denen die Libelle um 180° verdreht wird, und nimmt das Mittel der Blaseinstellung.



Fig. 2. Dosenlibelle.

Für Horizontaleinstellung in allen Richtungen dient vielfach auch die Dosenlibelle Fig. 2, welche an Stelle des Rohres eine Dose enthält mit einem innen konkav kugelförmig geschliffenen Glasdeckel. Die Einstellung der kreisrunden Blase wird an konzentrischen Kreisen abgelesen, welche auf dem Glasdeckel eingätzt sind. *Scheel.*

Libration des Mondes. Man unterscheidet nach den Entstehungsursachen drei Arten von Libration, die optische, die parallaktische und die physische. Die optische Libration in Länge wird verursacht durch die ungleichförmige Bewegung des Mondes in seiner Bahn, während die Rotation um die Achse des größten Trägheitsmomentes mit konstanter Geschwindigkeit vor sich geht. Die ungleichförmige Bahnbewegung ist zum größten Teil durch die Exzentrizität seiner Bahn bedingt, der Rest entfällt auf die Störungen in Länge. Hierdurch entsteht ein scheinbares Hin- und Herschwenken der Achse des kleinsten Trägheitsmomentes in Richtung des Mondäquators. Die Periode ist gleich der eines Mondumlaufes. Der Maximalbetrag dieser Schwankung kann $\pm 7^{\circ},9$ erreichen. Ferner ist der Mondäquator gegen die Ekliptik und diese wiederum gegen die Mondbahn geneigt. Deshalb treten während eines Umlaufes statt des Äquators abwechselnd nördliche und südliche Gegenden in die Mitte der Mondscheibe. Diese Schwankung wird optische Libration in Breite genannt. Einschließlich aller Störungen in Breite kann ihr Betrag $\pm 6^{\circ},9$ erreichen.

Die parallaktische Libration, die sich über die optische lagert, entsteht dadurch, daß die Beobachtungen des Mondes nicht vom Erdmittelpunkt aus erfolgen, sondern von einem Punkt der Oberfläche. Ihr Betrag ist jeweils gleich der Parallaxe des Mondes am Beobachtungsort, im Maximum $1^{\circ}2'$. Durch das Zusammenwirken dieser drei Librationen werden etwa $\frac{9}{10}$ der Mondoberfläche für einen Beobachter auf der Erde sichtbar.

Infolge der optischen Libration hält die größte Achse des Mondes die Richtung nach dem Mittelpunkt der Erde nicht genau inne. Letztere ist daher bestrebt diesen Zustand wieder herzustellen, und ruft dadurch eine wirkliche Schwankung des Mondkörpers hervor, die man physische Libration nennt. Ihr größter Betrag ist jedoch nur drei Bogenminuten. *Pavel.*

Licht. Unter Licht verstehen wir zweierlei: 1. Die Lichtempfindung, die wir haben, wenn unser Auge, genauer, der im Gehirn entspringende, im Augapfel als Netzhaut endende Sehnerv irgend wie gereizt wird, die wir z. B. sogar im Finstern blitzartig haben, wenn das Auge einen Stoß erleidet oder wenn der Sehnerv elektrisch gereizt wird (daher die Helmholtzsche Definition: Lichtempfindung ist die dem Sehnerven eigentümliche Reaktionsweise gegen äußere Reizmittel). Dasjenige Reizmittel nun, das normalerweise die Lichtempfindung in uns erzeugt und das wir zum Sehen brauchen, nennt man kurzweg 2. das Licht. Die Lehre vom Licht, die Optik (von ops, das Auge, optike, das Sehen), be-

handelt als Physiologische Optik die Lichtempfindungen und als Physikalische Optik deren objektive Ursache, das Licht, und als Geometrische Optik die Wege (Strahlen), längs deren sich das Licht ausbreitet. Das Licht geht stets von einer Lichtquelle, einem „leuchtenden Körper“ aus, sei es, daß es in diesem erzeugt wird (primäre Lichtquelle), z. B. in der Sonne, im Leuchtfeuer, in einer Lampe, sei es, daß der Körper es nur von einer (primären Lichtquelle empfängt und dann aussendet sekundäre Lichtquelle), wie die Planeten und der Mond, die das Licht von der Sonne empfangen, und wie jeder Gegenstand unserer Umgebung, die es direkt oder indirekt von der Sonne oder von einer Lampe erhalten.

Licht sendet jeder Körper primär aus, den man hoch genug erhitzt (Temperaturstrahler), die festen Körper sämtlich bei ca. 500°C , und zwar dunkelrotes. Je heißer die Lichtquelle ist, desto heller (s. Photometrie) ist sie, desto mehr entfernt sich ihre Farbe gleichzeitig von rot und desto weißer wird sie. Die Temperatur unserer künstlichen Lichtquellen liegt zwischen 1400 und 4000° die Temperatur der Sonne bei ca. 6000° . In den primären Lichtquellen entsteht also das Licht nur auf dem Umwege über Wärme. Dieser Umweg bedeutet einen großen Energieverlust, nur ein sehr kleiner Rest, wird wirklich in Licht verwandelt, alles übrige in Wärme. Die Lichttechnik strebt darnach von einer gegebenen Leistung, z. B. einer Pferdestärke, möglichst viel in Licht und möglichst wenig in Wärme umzusetzen, als Idealfall also Licht ohne jede Wärme (kaltes Licht) zu erzeugen. Alle Arten des Leuchtens, die anders als durch Erhitzen entstehen, nennt man Lumineszenzerscheinungen, sie können infolge eines chemischen oder eines elektrischen Prozesses entstehen (Chemilumineszenz, Elektrolumineszenz) oder durch Bestrahlung mit einem andern Licht (Photolumineszenz, Fluoreszenz, Phosphoreszenz).

Was ist das Licht und wie gelangt es von einer Lichtquelle zu einem andern Ort, z. B. unserm Auge? Nach der Emissionstheorie (Newton) ist es ein unendlich feiner Stoff, den die Lichtquelle ausschleudert und der in unser Auge dringt. — Diese Theorie wurde als unzureichend vor ca. 100 Jahren aufgegeben, ist aber durch den Photoeffekt und den Comptoneffekt wieder zu voller Geltung gebracht worden. Nach der Wellentheorie (Huygens) schwingen die Teilchen der leuchtenden Körper ungeheuer schnell hin und her, Billionen Male in der Sekunde, und erregen in dem sie umgebenden Lichtäther, der ungeheuer elastisch ist, und dessen einzelne Teilchen beim kleinsten Anstoß selber zu schwingen anfangen, Schwingungen. (Man nimmt an, daß der Äther überall vorhanden ist und alle Stoffe in ihn eingetaucht und von ihm durchdrungen sind, wie etwa ein poröser in der Luft befindlicher Körper.) Zunächst entstehen die Schwingungen in dem unmittelbar an die Lichtquelle grenzenden Äther, diese teilen sich dem Äther zwischen der Lichtquelle und unserer Netzhaut mit, und pflanzen sich so schließlich bis zu der Netzhaut fort und erregen durch den Reiz, den sie schwingend auf sie ausüben, die Lichtempfindung. Und zwar verbreiten sich die Schwingungen durch Wellen, vergleichbar den Wellen, die sich auf einer Wasserfläche um einen Punkt herum ausbreiten, an dem man einen Stein hineingeworfen hat. Diese Theorie ist in den letzten 50 Jahren er-

weitert worden zur elektromagnetischen Theorie des Lichtes; durch die Hypothese (von Faraday stammend, von Maxwell mathematisch begründet, von Hertz durch Tatsachen bewiesen): der Äther, der die Lichtwellen bildet und fortpflanzt, ist identisch mit dem hypothetischen Stoff, der die elektrischen Wirkungen in den Raum hinausträgt; die Wellen in ihm entstehen nicht durch Elastizität, sondern durch gewisse elektrische und gewisse magnetische Vorgänge, die sich an jedem Äthertheilchen periodisch wiederholen und die er auf seine Nachbarn überträgt.

Um von der Lichtquelle aus einen bestimmten Punkt zu erreichen, braucht das Licht also Zeit. (Daher spricht man von Lichtgeschwindigkeit. Sie beträgt im luftleeren und im gaserfüllten Raume ca. 300 000 km in der Sek. Das Licht gebraucht also ca. $8\frac{1}{4}$ Min., um von der Sonne auf die Erde zu gelangen, d. h. die Sonne steigt ca. $8\frac{1}{4}$ Min. früher über den Horizont, als wir sie darüber steigen sehen.) Es erreicht ihn aber nur dann, wenn nicht etwa ein undurchsichtiger Körper auf der geraden Linie zwischen ihm und der Lichtquelle steht, d. h. das Licht geht nicht „um die Ecke“, es pflanzt sich nur in gerader Linie (s. aber Beugung des Lichtes) nach jeder Richtung fort — anders als der Schall, der um jedes Hindernis herum biegt. Die geraden Linien, längs deren sich das Licht fortpflanzt, heißen Strahlen. Treffen die Lichtwellen bei ihrer Ausbreitung auf einen Körper, so werden sie von ihm zum Teil zurückgeworfen (Spiegelung, Reflexion des Lichtes), zum Teil hindurchgelassen, zum Teil verschluckt (Absorption des Lichtes). Der Weg, den das hindurchgelassene Licht verfolgt, ist nicht die Verlängerung des ursprünglichen Weges, sondern bildet einen Winkel mit ihm (Brechung des Lichtes).

Die Wellen, die eine Lichtquelle um sich herum erzeugt, sind sehr verschieden lang, ungefähr so verschieden wie die Wellen, die ein Regentropfen auf einer stehenden Wasserfläche erzeugt, und die Wellen, die ein Ozeandampfer erzeugt. Aber nicht alle erzeugen Lichtempfindung, nur die Wellen zwischen $0,4$ und $0,8 \mu$ (wo $\mu = 0,001$ mm), d. h. die Wellen, die zwischen $0,0004$ und $0,0008$ mm liegen, tun das, und zwar erzeugen die längsten Wellen ($0,8 \mu$) die Rot-Empfindung, die kürzesten ($0,4 \mu$) die Violett-Empfindung und die dazwischen liegenden Wellen die Empfindungen orange, gelb, grün, blau, indigo — kurz: objektiv unterscheiden sich die Lichtwellen durch ihre Länge, subjektiv durch die Farbenempfindung, die sie erzeugen. Die Wellen unter $0,4 \mu$ sind die des ultravioletten Lichtes, sie wirken vor allem chemisch (aktinisch), die aller kürzesten sind die der Röntgenstrahlen. Die Wellen über $0,8 \mu$ sind die des Ultrarot und der strahlenden Wärme, die noch längeren (Millimeter bis Kilometer lange) die elektrischen Wellen (s. drahtlose Telegraphie). — Das Licht, das alle Farben in bestimmtem Mischverhältnis gleichzeitig enthält, empfinden wir weiß. Fehlt auch nur eine einzige Farbe in dem Gemisch, so empfinden wir es farbig und zwar in derjenigen Farbe, die durch die fehlende zu weiß ergänzt wird (s. Komplementärfarben). Die einzelnen Farben eines Farbgemisches, z. B. die des weißen Lichtes, trennen sich voneinander, wenn das Farbgemisch durch einen brechenden Stoff geht. Die einzelnen Farben werden dabei verschieden stark gebrochen und gehen daher in dem brechenden Körper und auch nach dem Aus-

tritt daraus voneinander getrennte Wege: sie werden zerstreut (dispargiert) und ordnen sich wie im Regenbogen nebeneinander (Dispersion des Lichtes). Sie trennen sich auch voneinander, wenn sie auf einen farbigen Körper treffen. Zinnober z. B. sieht im Tageslicht (weißes Licht) rot aus, weil er alle Farben außer rot verschluckt, das rot aber zurückwirft, so daß wir ihn in rotem Licht sehen. So entstehen also die Farben der farbigen Körper durch Absorption und Reflexion des Lichtes.

Das Licht, das ein zum Leuchten erhitzter Stoff aussendet, ist in der Zusammensetzung des Farbgemisches, oder falls es nur eine Farbe aussendet, durch diese eine so charakteristisch, daß die Farbe oder das Farbgemisch geradezu zum Erkennungszeichen für die chemische Zusammensetzung des leuchtenden Stoffes werden. Wir wissen z. B., daß glühender Natriumdampf kein Licht weiter aussendet, als ein ganz bestimmtes Gelb, und überall dort, wo wir in dem Licht eines leuchtenden Körpers, z. B. der Sonne, dieses Gelb finden, können wir auf das Vorhandensein von Natrium schließen (Spektralanalyse).

Aus der Wellennatur des Lichtes erklären sich einige charakteristische Helligkeits-, resp. Dunkelheitsphänomene und einige Farbenphänomene: die Interferenz, die Beugung und die Polarisation des Lichtes. Die einfachste Interferenzerscheinung hat ihr Analogon in dem Aussehen eines Wasserspiegels, auf den man zwei Steine an zwei benachbarten Stellen wirft. Um jede einzelne Erregungsstelle entstehen Wellenringe, und dort, wo die beiden Systeme ineinandergreifen (interferieren), erscheint der Wasserspiegel wie mit einem Muster bedeckt. Stellen dauernd starker Bewegung des Wassers wechseln mit Stellen ab, in denen das Wasser unbewegt ist: diese Stellen sind ohne Bewegung, weil die Vertiefung, die das eine Wellensystem dort hervorzurufen strebt, durch eine Erhöhung aufgehoben wird, die das andere System ebendort hervorzubringen strebt. Ähnlich entstehen die Interferenzerscheinungen des Lichtes, z. B. die Farben der Seifenblasen. — Die Beugung des Lichtes entsteht dann, wenn Lichtwellen scharf am Rande eines ihre Ausbreitung hindernden Gegenstandes vorbeigehen, z. B. wenn sie durch einen winzigen Spalt (in einer Wand) gehen, dessen Ränder nur wenige Wellenlängen voneinander abstehen oder wenn sie an überaus feingerieften Flächen gespiegelt werden; so entstehen z. B. die Farben der Schmetterlingsflügel und der Muschelschalen und das Irisieren der Perlen. — Die Polarisationerscheinungen (s. d.) entstehen durch Spiegelung und durch Brechung des Lichtes unter bestimmten Bedingungen, sie sind zu verwickelt, um in wenigen Worten verdeutlicht werden zu können (s. Kristalloptik, Polarisation, Saccharimeter).

Über die chemische Wirkung des Lichtes (s. Photographie, Lichttherapie, Röntgentherapie, Auge), über die Lichttechnik (s. elektrische Beleuchtung, Beleuchtung). *Berliner.*
Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Experimentalphysik.

Lichtabgabe (jetzt durch die Bezeichnung Lichtmenge ersetzt): eine photometrische Größe s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 5.

Lichtablenkung im Gravitationsfeld (s. auch Artikel Einsteinsches Äquivalenzprinzip und „Relativitätstheorie, allgemeine“). Nach der

speziellen Relativitätstheorie pflanzt sich im leeren Raum in bezug auf ein Inertialsystem das Licht nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit c fort. Wenn wir rechtwinkelige Koordinaten x, y, z und die Zeit t einführen, läßt sich diese Behauptung mit Hilfe der Eigenzeit ds in der Gleichung

$$ds^2 \equiv c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = 0 \quad . . . 1)$$

zusammenfassen. Führen wir im Sinne des Art. „Einsteinsches Äquivalenzprinzip“ ein Molluskensystem x_0, x_1, x_2, x_3 ein, so genügt die Lichtgeschwindigkeit, die in diesem System ja die Komponenten $\frac{dx_1}{dx_0}, \frac{dx_2}{dx_0}, \frac{dx_3}{dx_0}$ hat, der aus (1) durch Transformation hervorgehenden Gleichung

$$ds^2 \equiv g_{00} dx_0^2 + 2 g_{01} dx_0 dx_1 + 0 \dots \dots g_{11} dx_1^2 + \dots \dots g_{33} dx_3^2 = 0 \quad . . . 2)$$

Nach dem Einsteinschen Äquivalenzprinzip muß das auch die Gleichung für die Fortpflanzung des Lichts im Gravitationsfeld sein, wenn unter den g_{ik} die Gravitationspotentiale in bezug auf das betreffende Molluskensystem zu verstehen sind. Die Folgerungen aus diesem Gesetz können wir etwas konkreter formulieren, wenn wir schwache Gravitationsfelder ins Auge fassen, deren Potentiale nicht sehr von denen des gravitationsfreien Raumes $g_{00} = c^2, g_{ii} = -1, (i = 1, 2, 3), g_{ik} = 0 (i \neq k)$, abweichen. Dann können wir Koordinaten x_1, x_2, x_3 einführen, die, soweit das Feld schwach ist, nicht sehr von den kartesischen Koordinaten im Inertialsystem abweichen und eine Zeitskala x_0 , welche im selben Gebiet fast mit der Newtonschen zusammenfällt. Wir wollen das Feld einer punktförmigen Masse M betrachten, das wir, außer in der unmittelbaren Nachbarschaft von M , als schwach ansehen können. Wenn sich M im Punkt $x_1 = x_2 = x_3 = 0$ befindet, so zeigt Einstein, daß man folgende Lösung der Differentialgleichungen für die Potentiale g_{ik} unter der Voraussetzung schwacher Felder erhält:

$$g_{00} = c^2 - \frac{2\gamma M}{r}, \quad g_{ii} = -1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad g_{ik} = 0 (i \neq k) \quad . . . 3)$$

Aus (2) wird dann

$$\left(c^2 - \frac{2\gamma M}{r}\right) dx_0^2 = \left(1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}\right) (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) \quad 4)$$

Und daraus für die Lichtgeschwindigkeit L in unserem Bezugssystem der Näherungswert:

$$L = \sqrt{\left(\frac{dx_1}{dx_0}\right)^2 + \left(\frac{dx_2}{dx_0}\right)^2 + \left(\frac{dx_3}{dx_0}\right)^2} = c \left(1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}\right) \quad 5)$$

In diesen Formeln ist γ die Newtonsche Gravitationskonstante. Aus (5) folgt, daß die Lichtgeschwindigkeit nur in unendlicher Entfernung ($r = \infty$) von M der Lichtgeschwindigkeit c des feldfreien Raumes gleich ist, sonst aber in den verschiedenen Entfernungen r von M einen verschiedenen Wert hat. Die Umgebung von M wirkt also wie ein Medium mit variablem Brechungsindex, der immer nur in kugelförmigen Schichten konstant ist. Wenn ein Lichtstrahl von unendlichen kommend, diese Schichten durchheilt, wird er daher gekrümmt werden und erst nach einer Drehung um den Winkel α wieder geradlinig ins unendliche weitergehen. Wenn der Strahl ohne

Ablenkung die Entfernung Δ von M hätte, erhält man für den Ablenkungswinkel

$$\alpha = \frac{4\gamma M}{c^2 \Delta} \quad 6)$$

Berechnet man diesen Wert für einen die Sonnenkugel streifenden Lichtstrahl, so ist für Δ der Sonnenradius, für M die Sonnenmasse einzusetzen. Man erhält dann

$$\alpha = 1,75 \text{ Bogensekunden} \quad 7)$$

Dieses Ergebnis läßt sich empirisch prüfen, wenn man untersucht, ob die Sternorte scheinbar eine Verschiebung erleiden, wenn die von ihnen ausgehenden zu uns kommenden Lichtstrahlen gerade am Sonnenrand vorüberstreifen. Da man Sterne, die ihren Ort an der Sphäre in der Umgebung des Sonnenortes haben, nur bei einer totalen Sonnenfinsternis photographieren kann, wurde dieser Einstein-Effekt, die Verschiebung der Sternörter bei Himmelsaufnahmen in der Sonnenumgebung von zwei zu diesem Zwecke zur Beobachtung der totalen Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 nach Brasilien und nach der Insel Principe entsendeten Expeditionen geprüft. Sie fanden durch Mittelbildung über die Verschiebung der einzelnen Sterne die Werte $1.98'' \pm 0.12''$ bzw. $1.61'' \pm 0.30''$.

Philipp Frank.

Näheres s. A. S. Eddington, Raum, Zeit und Schwere, 7. Kap. Braunschweig 1923.

Lichtäquivalent, mechanisches s. Äquivalent des Lichtes, mechanisches.

Lichtanregung s. Elektronenstoß.

Lichtausbeute einer Lampe (eine photometrisch-wirtschaftliche Größe) ist das Verhältnis des von der Lampe ausgestrahlten Gesamtlichtstroms in Lumen zur zugeführten Leistung in Watt oder Wärmeeinheit für die Stunde. Die Lichtausbeute wird daher in Lumen für 1 Watt oder Lumenstunde für die Wärmeeinheit angegeben. Soweit die Angaben für Lampen mit gasförmigen, flüssigen oder festen Brennstoffen in Lumenstunden für 1 l oder 1 g erfolgen, ist der Heizwert des Brennstoffes mit anzugeben. Hierbei ist die in etwaigen Hilfsvorrichtungen verbrauchte Leistung mit in Rechnung zu setzen. (Nach den „Regeln und Normen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft für Licht, Lampen und Beleuchtung“, Licht und Lampe 1924, S. 395.) Siehe auch „Wirtschaftlichkeit“, B. 3. *Liebenthal.*

Lichtausstrahlungskurve s. Lichtverteilungskurve.

Lichtbogen. Unter dem Begriff Lichtbogen wird eine Gruppe selbständiger elektrischer Entladungen in Gasen zusammengefaßt, deren gemeinsames Kennzeichen ist, daß eine Stelle der Kathode durch die Entladung selbst auf so hoher Temperatur gehalten wird, daß bereits bei einem Kathodenfall von etwa 10 Volt die erforderliche große Menge Elektronen ausgesandt wird. Hierdurch unterscheidet sich der Lichtbogen sowohl von der Glimmentladung, bei der die Kathode kalt bleibt und der Kathodenfall von der Größenordnung 200 Volt ist, als auch von der Glühkathodenentladung, bei welcher die Kathode durch Heizung mittels eines besonderen Stromes auf die erforderliche hohe Temperatur gebracht wird. Doch ist im letzteren Falle der Sprachgebrauch nicht einheitlich. Vielfach werden Glühkathodenentladungen mit starken Strömen, die von der Kathode abgesehen dem Lichtbogen durchaus ähnlich sind, als Niederspannungslichtbogen bezeichnet. Die bekannteste Form des Lichtbogens ist eine sehr hell leuchtende

Entladung mit hoher Stromstärke von mehreren Ampere durch eine kurze Luftstrecke von einigen Millimetern zwischen zwei Kohlenelektroden. Andere Formen sind:

1. die in evakuierte Glas- oder Quarzgefäße eingeschlossenen Bogen, bei denen der Kathodendampf das Gas bildet (Quecksilberdampf Lampe, Amalgamlampe s. d.) oder ein besonderes Gas verwandt wird (Neonbogenlampe s. d., Wolfram-bogenlampe mit Argonfüllung s. Punkt Lampe).

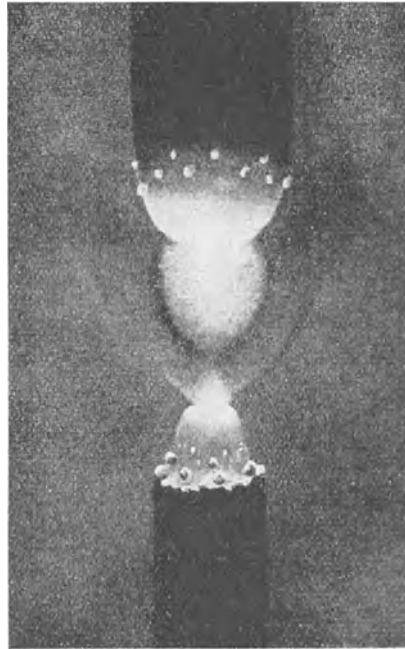
2. Lichtbogen zwischen besonders präparierten Elektroden, Metallelektroden, salzhaltigen Elektroden mit langer Gasstrecke (Effektlichtbogen).

Die einzelnen Teile des Lichtbogens sind: Auf der Kathode der helle, die Elektronen aussendende Brennfleck oder Kathodenfleck. Seine Fläche ist der Stromstärke proportional und um so kleiner, je besser die Wärmeleitfähigkeit der Kathode ist, so daß die Stromdichte in ihm bei Metallkathoden mehrere tausend Ampere pro qcm beträgt. Der Kathodenfleck erhält die für die Erhaltung seiner hohen Temperatur erforderliche Energie durch den unmittelbar vor ihm liegenden Kathodenfall von etwa 10 Volt. Der Spannungsverlust in der Gasstrecke des Lichtbogens ist von der Stromstärke und dem Gasdruck abhängig. Bei geringem Gasdruck und weiten Gefäßen sinkt er auf Bruchteile eines Volt pro cm. Bei geringen Stromstärken in gewöhnlicher Luft beträgt er hunderte von Volt pro cm. An der Anode bildet sich der Anodenfall aus, wenn die Erzeugung positiver Ionen an der Gasstrecke nicht genügt, um für die von der Anode wegströmenden positiven Ionen Ersatz zu leisten. In Verbindung mit der Wiedervereinigungsenergie der Elektronen erhitzt er die Anode, so daß diese bei den durch hohen Gasdruck (Entladung in Luft) bedingten hohen Stromdichten heißer wird als die Kathode, während in verdünnten Gasen die Anode verhältnismäßig kalt bleibt. Beim gewöhnlichen Kohlenlichtbogen in Luft ist die Temperatur des Brennflecks der Kathode 3600° abs., die der Eintrittsstelle des Stromes an der Anode 4200° abs. Die Temperatur in der Gasstrecke ist unbekannt, aber vermutlich noch höher. Nebenstehende Figur gibt ein Bild eines normalen Kohlenlichtbogens. Die Kathode ist unten. Auf ihr sitzt das hell leuchtende Kathodenbüschel, das durch einen dunkleren Raum von der positiven Säule getrennt ist. Infolge der sehr hohen Temperatur ist die Gasdichte in der Gasstrecke sehr gering. Sie entspricht einem Druck von weniger als 50 mm eines auf Zimmertemperatur befindlichen Gases. Darnach ist also ein Bogen in atmosphärischer Luft eine Entladung in einem stark verdünnten Gasschlauch, der in einem Mantel dichteren Gases wie in einem Gefäß steckt. Alle die Störungen, die bei den Gasentladungen in Glasrohren durch die Gefäßwände hervorgerufen werden, sind hier also durch die Natur der Entladung unvermeidlich gegeben. Die Übergangszone zwischen Bogen und Mantel, in der vielfach Verbrennungsvorgänge stattfinden, heißt Aureole.

Bei den Flammenbogen sind die Kohlenelektroden mit Salzen vermischt, die die Spannung in der Gasstrecke stark herabsetzen und ihr Leuchtvermögen erhöhen. Infolgedessen läßt sich die Länge der Gasstrecke soweit vergrößern, daß sie einen wesentlichen Teil an der Lichtstrahlung erhält, während diese beim gewöhnlichen Kohlenbogen fast nur von den Elektroden geliefert wird.

Die Hochspannungsbogen sind Lichtbogen, bei denen die Gasstrecke bis auf eine Strecke von mehreren Metern Länge ausgezogen wird, damit sie möglichst intensive chemische Wirkungen auf die Luft ausübt (s. Stickstoffgewinnung).

Eine neuere Abart des gewöhnlichen Kohlenlichtbogens ist der sog. Beckbogen. Durch Wahl von Dichtkohlen mit geeigneter Metallsalzfüllung, geringen Kohlendurchmesser, sehr hohe Strombelastung und Verhinderung des Übergreifens der



Lichtbogen.

Entladung auf den Mantel durch Einpassen der Kohlenenden in ein Rohr aus feuerfestem Material gelang es beim Beckbogen, die Stromdichte bis auf 3 A/mm², die schwarze Temperatur bis auf 5100° C und die Flächenhelligkeit auf das siebenfache des gewöhnlichen Lichtbogens zu steigern. Charakteristisch für den Beckbogen ist das starke Kathodenbüschel, das bis zur Anode reicht. Auch die Bogenlänge ist größer als beim gewöhnlichen Kohlenbogen.

Theorie des Lichtbogens. Durch die neuere Iontentheorie sind die Erscheinungen im Lichtbogen einigermaßen geklärt. An der Kathode ist ein Gebiet zweifacher Grenzionisierung. Die Kathode emittiert Elektronen. Diese erzeugen im Gase unmittelbar vor der Kathode durch Stoß neue Elektronen und positive Ionen, die auf die Kathode zuströmen und sie auf die zur Elektronenemission erforderliche Temperatur erhitzen. In der Gasstrecke ist der Elektronen- und Ionenverlust in den umhüllenden kalten Gasmantel sehr groß, so daß in ihr starke Ionisierung und Anregung stattfindet, wobei Stufenionisierung, Lichtanregung, vielleicht auch thermische Ionisierung eine wichtige, kaum zu entwirrende Rolle spielen. Besondere Schwierigkeiten bot die Erklärung der nieder-voltigen Bogen. Mit Hilfe einer Glühkathode

lassen sich lichtbogenähnliche Gasentladungen bei Spannungen aufrecht erhalten, die unter Umständen niedriger sind als die kleinste Anregungsspannung des Entladungsgases. Es hat sich gezeigt, daß hier Stufenionisierung und außerdem vor allem Elektronendiffusion infolge starken Elektronen-Konzentrationsgefälles die Erscheinungen hervorrufen.

Die Spannung im Lichtbogen in atmosphärischer Luft nimmt bei konstanter Stromstärke proportional der Bogenlänge zu, bei konstanter Bogenlänge mit steigender Stromstärke ab. Von Ayrton sind die verschiedenen Kurvengruppen zu empirischen Formeln zusammengefaßt.

Eine Abart des gewöhnlichen Bogens ist der zischende Bogen. Beim Überschreiten einer bestimmten Stromdichte von etwa 50–70 A/cm² schlägt der gewöhnliche Bogen in eine Form um, bei der die Brennspannung um etwa 10 Volt sinkt, der Bogen stark zischt und die Aureole größer wird. Die Ursache des Zischens liegt wahrscheinlich an der Anode, an welcher Dampfwolken periodisch ausgestoßen werden.

Beim Kohlenlichtbogen brennen sowohl Anode wie Kathode ab und zwar die Anode 2,0 g/Ah, die Kathode 0,8 g/Ah. Dabei wird die Anode bei geringem Elektrodenabstand ausgehöhlt und bildet einen „Krater“.

Wird der Bogen eingeschlossen und der Gasdruck erhöht, so steigt die Anodentemperatur. Lummer folgerte hieraus, daß die Kratertemperatur die Sublimationstemperatur der Kohle bei atmosphärischem Druck sei.

Lichtbogenschwingungen. In der Schaltung nach Fig. 1 gibt ein Lichtbogen (s. L.) ungedämpfte Schwingungen.

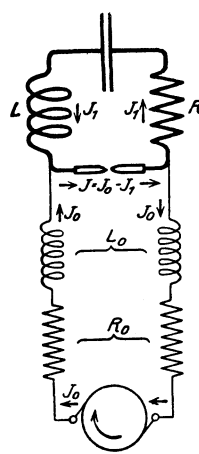


Fig. 1. Der Lichtbogen als Generator für elektrische Schwingungen.

Zur Erzielung besserer Wirkungsgrades (20 bis 30%) legt man parallel zum Lichtbogen einen Kondensator C₁ (annähernd gleich der Antennenkapazität). Für das Geben von Morsezeichen würde bei einfacher Unterbrechung des Gleichstromes der Lichtbogen meist nicht wieder zünden, außerdem sind dann Frequenz und Amplituden nicht konstant. Es wird deshalb meist durch Verstimmung der Sendewelle um einige Prozent getastet (Kurzschließen von Selbstinduktionen).

Die Grundlage der Schwingungserzeugung ist, daß die statische Charakteristik (die Abhängigkeit der Spannung am Lichtbogen vom Strome J) eine fallende ist, d. h. daß der Zunahme des Stromes ein Abfall der Spannung entspricht und umgekehrt. Freilich muß auch die Charakteristik bei Wechselstrom in den Zeiten, in denen in dem Schwingungskreis Energie abgegeben werden soll, einen fallenden Charakter bewahren. Hierfür ist die Kühlung erforderlich. Fig. 2 zeigt, daß eine Hysterisis vorhanden ist, daß bei fallendem Strom (unterer Ast)

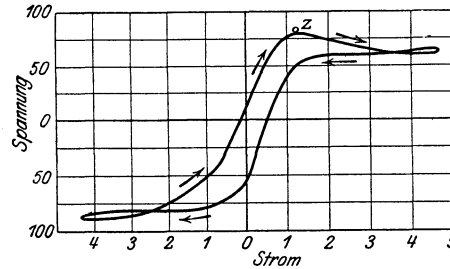


Fig. 2. Hysterisis der Lichtbogencharakteristik.

die Spannung infolge der höheren Ionisierung des Bogens kleiner ist als bei ansteigendem Strom (oberer Ast). Man unterscheidet drei Arten von Schwingungen:

1. Schwingungen erster Art $J_1 < J_0$, d. h. die Wechselstromamplitude ist kleiner als die Amplitude des Speisestromes. Man erhält eine ungedämpfte, nahezu sinusförmige

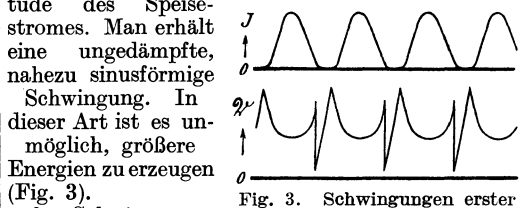


Fig. 3. Schwingungen erster Art des Lichtbogens.

2. Schwingungen zweiter Art (technischer Generator). $J_1 > J_0$. Es tritt der Fall ein, daß der Strom im Lichtbogen während der Zeit $T_2 = 0$ ist (Fig. 3, 4). Ist J_0 bedeutend größer als der Speisestrom, so ist die Zeit T_2 , die Ladezeit des Kondensators, bedeutend größer als T_1 . Bei Zündung des Lichtbogens fällt die Spannung vom

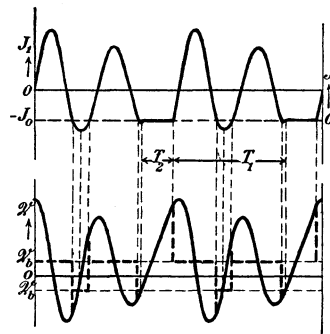


Fig. 4. Schwingungen dritter Art des Lichtbogens.

Werte V_Z auf V_B und bleibt dann fast konstant. 3. Schwingungen dritter Art.

$J_1 > J_0$ mit Rückzündung. Im Moment des Erlöschens springt der Lichtbogen von V_0 auf V_A . Die Spannung ist jetzt hier so groß — Bedingung ist starke Ionisation zwischen den Elektroden —

daß der Bogen in entgegengesetzter Richtung wieder zündet (Rückzündung, Fig. 4) und der Strom während der Zeit T_2 seine Richtung umkehrt. Es dauert gewissermaßen die oszillatorische Entladung des Kondensators fort. Hierbei wechseln die Schwingungen dritter Art vielfach mit Schwingungen zweiter Art.

Die Frequenz der Schwingungen erster Art ist gegeben durch die Thomsonsche Formel

$$n = 2\pi \sqrt{L \cdot C}.$$

Bei Schwingungen zweiter Art gilt die Thomsonsche Formel nur für den Abschnitt T_1 , die Entladung des Kondensators. Die Ladezeit des Kondensators (T_2), d. h. die Dauer des Erlöschens des Lichtbogens hängt ganz von dem Verhältnis: Gleichstrom zur Wechselstrom-Amplitude ab, d. h. durch entsprechende Wahl von $CLW\delta$ und R in Fig. 1 kann T_2 und somit die aus T_1 und T_2 resultierende Frequenz in weiten Grenzen variiert werden. Ist die Ladezeit sehr groß gewählt (Fig. 5), so kommt die Lichtbogenerregung schon sehr nahe

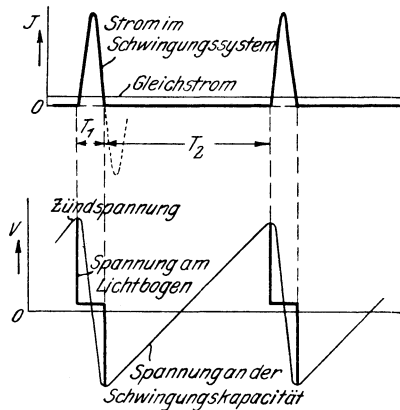


Fig. 5. Lichtbogenschwingung bei sehr großer Ladezeit.

der idealen Stoßerregung. Mit vollkommener Exaktheit kann die Frequenz nicht festgelegt werden. Sie schwankt vielfach um mehr als $\frac{1}{2}$ bis 2%; bei besten physikalischen Meßlampen (ganz kleine Energie) um $\frac{1}{100}$ 0/0. Der Lichtbogen verliert seine Stabilität um so mehr, je größer die Pausen werden, in denen der Lichtbogen erloschen ist. Bei technischen Ausführungen werden die Verhältnisse meist so gewählt, daß J_{max} annähernd gleich ist 1,1 JG.

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Tel. S. 260.

Lichtbrechung (s. a. Reflexion des Lichtes). Trifft ein Lichtstrahl auf die Trennungsfäche zweier durchsichtigen Körper, so wird ein Teil der Strahlung nach dem Reflexionsgesetze in das Mittel, in dem er bisher verlaufen ist, zurückgeworfen, ein anderer Teil dringt mit plötzlich geänderter Richtung in das zweite Mittel ein, er wird wie es heißt, gebrochen. Das Verhältnis der reflektierten und gebrochenen Strahlungsintensität ist aus den Fresnelschen Formeln zu errechnen, die unter „Reflexion“ zu finden sind.

Erfahrungstatsachen: Ein auf dem Boden eines tiefen Gefäßes liegender Gegenstand, der für ein ruhendes Auge eben noch unsichtbar ist, kann durch Einfüllen von Wasser sichtbar gemacht werden (Fig. 1). Ein schräg in Wasser eintauchender gerader Stab erscheint geknickt, so daß das eingetauchte Ende anscheinend gehoben ist (Fig. 2).

Der Verlauf der Lichtbrechung beim Einfall von Licht aus Luft in Wasser oder umgekehrt wird für Unterrichtszwecke am besten mit Hilfe eines Kastens von kreisförmigem Querschnitt veranschaulicht (Fig. 3), der zur Hälfte mit fluoreszierendem Wasser gefüllt ist. Ein schmales aber helles Lichtbündel zielt immer auf den Mittelpunkt des Kreises, seine Spur ist an der Rückwand in Luft

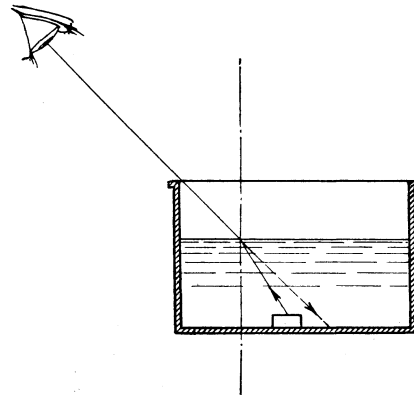


Fig. 1. Der Körper am Boden des Gefäßes wird dem Auge erst nach Einfüllung von Wasser sichtbar.

und in Wasser gut sichtbar, und an einer groben Teilung kann der Beobachter die Winkel ablesen, die das Strahlenbüschel mit der durch den Mittelpunkt gelegten Normalen bildet.

Der Winkel zwischen dem einfallenden Strahle (z. B. in Luft) und der im Einfallspunkte errich-

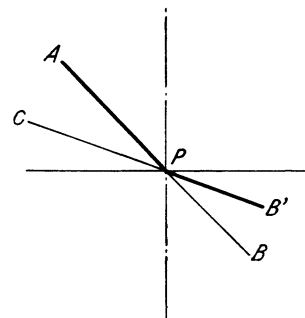


Fig. 2. Der Stab AB, der mit dem Teile PB ins Wasser eintaucht, erscheint geknickt, da ein im Wasser von B nach P zielender Lichtstrahl außerhalb des Wassers nach C zielt. So erscheint B nach B' gehoben.

teten Normalen heißt der Einfallswinkel; derjenige zwischen dem gebrochenen Strahle (z. B. im Wasser) und derselben Normalen der Brechungswinkel.

1. Das Snelliussche Brechungsgesetz. Nach Snellius sind der Einfallswinkel i und der Brechungswinkel i' durch die Gleichung (1) verbunden $\frac{\sin i}{\sin i'} = n$, worin n eine reine Verhältniszahl ist, die für zwei gegebene durchsichtige Mittel (z. B. Luft und Wasser) einen bestimmten, von der Größe des Einfallswinkels unabhängigen Wert hat, n ist der relative Brechungsquotient von Wasser gegen Luft und hat bei 20° C den angenäherten Wert 1,333. Das Lichtbrechungsvermögen (Brechungsquotient, — Index) der Luft gegen das Vakuum ist = 1,00029. (Absoluter Brechungsquotient.) Man rechnet praktisch nur mit dem auf Luft, nicht

auf das Vakuum bezogenen Brechungsindex n , muß also die aus den üblichen Tabellen entnommenen Werte von n , wenn man einmal einen auf das Vakuum bezogenen Wert braucht, noch mit 1,00029 multiplizieren. Fig. 4 veranschaulicht die

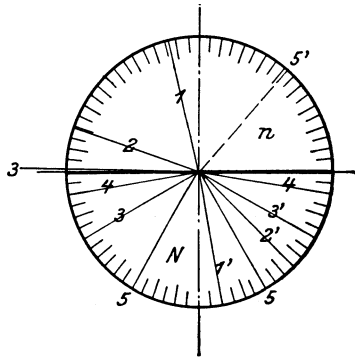


Fig. 3. Demonstration der Lichtbrechung in einem Wasserkasten, der zur Hälfte gefüllt ist. Die Strahlen 1 und 2 werden nach 1' und 2' gebrochen. Strahl 3' kann von Strahl 3 aus Luft durch Brechung oder von dem in Wasser einfallenden Strahle 3 durch Reflexion herrühren. Strahl 4 wird total reflektiert, Strahl 5 zum Teil nach 5 reflektiert, zum Teil nach 5' gebrochen.

Ablenkungen, die ein 30°-Prisma aus verschiedenen stark lichtbrechenden Mitteln dem gelben Lichte erteilt, wenn das Licht in die erste Prismenfläche senkrecht, also ohne Ablenkung eintritt ($i_1 = i_1' = 0$); an der zweiten Prismenfläche hat der Strahl den Einfallswinkel $i_2 = 30^\circ$, also gilt die Gleichung 1 dann in der Form:

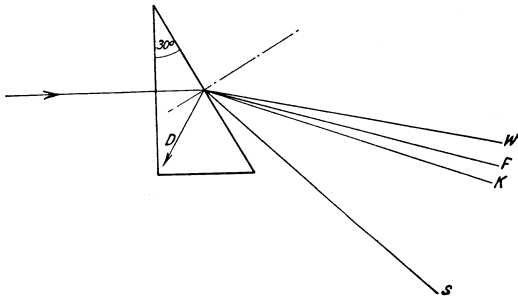


Fig. 4. Ablenkung des Lichts durch ein 30°-Prisma aus Wasser (Strahl W), Fluorit (F), Kronglas (K), Schwerflint (S). Aus einem Prisma gleicher Form aus Diamant kann der Strahl nicht heraus, er wird total reflektiert (D).

$$2) \quad n \sin i_2 = n \cdot \sin 30^\circ = \sin i_2' \quad \text{oder, da}$$

$$3) \quad \sin 30^\circ = \frac{1}{2}, \quad \sin i_2' = \frac{n}{2}.$$

Die mit W, F, K, S, D bezeichneten Strahlen stellen den Strahlengang dar, der durch ein 30°-Prisma aus Wasser ($n = 1,333$), Fluorit ($n = 1,434$), Kronglas ($n = 1,510$), Schwerflint ($n = 1,907$) und Diamant ($n = 2,42$) erzeugt wird; aus dem Diamantprisma kann der Strahl nicht heraus.

2. Reuschs Konstruktion. Um schnell einen Überschlagn zu gewinnen, ist es gelegentlich zweckmäßig, die Richtung eines an einer ebenen Trennungsfäche zweier Mittel gebrochenen Strahles statt durch Rechnung (Anwendung der Snelliuschen Formel) durch eine graphische Konstruktion zu finden. Die einfachste ist die folgende von E. Reusch angegebene (Fig. 5).

NON' sei die im Einfallspunkte errichtete Normale auf der Trennungsfäche der beiden Mittel,

deren Brechungsquotienten die natürlich bekannten Werte n und n' haben mögen, AO sei der einfallende Strahl, der gebrochene (OB) wird gesucht. Um O schlage man zwei Viertelkreise mit den Radien OQ und OQ'; von diesen wählt man den einen z. B., OQ, beliebig, nur nicht zu klein, der andere muß dann die Bedingung $OQ' = OQ \cdot \frac{n'}{n}$ erfüllen. Der Kreisbogen mit dem Radius OQ schneide den einfallenden Strahl AO in R. Fällt man nun von R das

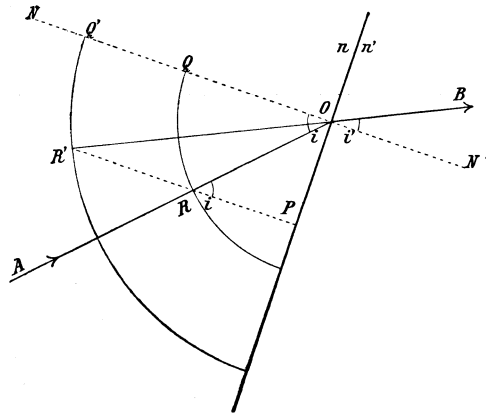


Fig. 5. Reuschs Konstruktion des gebrochenen Strahles.

Lot RP auf die Trennungsfäche und verlängert es (in der Fig. rückwärts) bis zum Schnitte R' mit dem anderen Kreisbogen, so ist R'O die Richtung des gebrochenen Strahles, d. h. die Verlängerung von R'O über O hinaus in das zweite Mittel, OB, ist der gebrochene Strahl selbst. Der Beweis ergibt sich aus: $i = \angle QOR = \angle ORP$

$$\text{und } \frac{n}{n'} = \frac{OR}{OR'} = \frac{\sin OR'P}{\sin ORP} = \frac{\sin OR'P}{\sin i}, \quad \text{d. h.}$$

$$\frac{n}{n'} \cdot \sin i = \sin i' = \sin OR'P = \sin Q'OR'$$

$$\text{d. h. } Q'OR' = i' \text{ q. e. d.}$$

Die Konstruktion des gebrochenen Strahles empfiehlt sich z. B. dann, wenn man im Verlaufe eines Entwurfs den Einfallswinkel zwar auf der Zeichnung ermittelt hat, ihn aber seinem Zahlenwerte nach noch nicht kennt, oder wenn die Winkel in einem für die Verwendung des Rechenschiebers

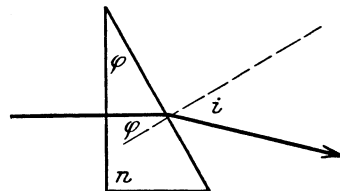


Fig. 6. Meyersteins Methode der Messung der Lichtbrechung, mit senkrechtem Eintritt.

nicht empfehlenswerten Bereiche liegen; gerade bei großen Winkeln ist die Konstruktion verhältnismäßig genau.

3. Messung des Brechungsquotienten fester Körper (von Gläsern und Kristallen). Fig. 6 zeigt den einfachsten Weg, um den Brechungsquotienten eines Prismas von nicht zu großem Winkel zu messen. Da ein einzelner Lichtstrahl nur ein Begriff ist und weder sichtbar gemacht werden, noch sonst realisiert werden kann, arbeitet die

messende Optik nur mit Büscheln paralleler Strahlen, die in einem Kollimator erzeugt und mit Fernrohren beobachtet werden. Man beleuchtet einen geradlinigen Spalt, der in der Brennebene eines mit ihm durch ein Rohr fest verbundenen Objektivs sich befindet; die von einem Punkte der Brennebene, also auch des Spaltes, ausgehenden Strahlen sind nach dem Durchtritt durch das Objektiv parallel, und erfahren bei der Brechung an einer ebenen Trennungsfläche, z. B. einer Prismenfläche alle dieselbe Ablenkung, sind also auch nach der ersten, zweiten usf. Brechung noch parallel. So kann ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr alle Strahlen eines solchen Büschels zu einem reellen Bildpunkte, alle von dem Spalte des Kollimators ausgehenden ∞^2 -Strahlen zu einer Bildlinie, dem Spaltbilde, vereinigen, das durch Drehen des Fernrohres um eine auf der optischen Achse des Kollimators und des Fernrohres selbst senkrechten Achse auf den Schnittpunkt des Fadenskreuzes eingestellt werden kann, der den Durchstoßungspunkt der Fernrohrachse mit der Brennebene darstellt. Ein aus Kollimator, Drehungsachse und Fernrohr mit Teilkreis bestehendes Meßinstrument heißt Goniometer (Winkelmesser) oder, weil es vielfach auch zur Ausmessung von Spektren gedient hat, Spektrometer.

Dieses verbreitete optische Meßinstrument ist also geeignet, Winkel zwischen parallelen Strahlenbüscheln zu messen, die z. B. bei der Ablenkung eines Strahles durch ein Prisma in Luft entstehen. Die Fig. 6—8 zeigen erstens den Strahlengang bei senkrechtem Eintritt des Strahles in die erste Prismenfläche — Meyersteins Methode der Messung der Lichtbrechung, zweitens den Strahlengang bei senkrechtem Auftreffen des Strahles auf die zweckmäßig versilberte zweite Fläche des Prismas und Rückkehr des Lichts in den Kollimator, der, mit einem Okular ausgerüstet, gleichzeitig als Fernrohr dient — Abbes Autokollimationsmethode — und schließlich den Durchgang des Lichts durch ein Prisma bei gleichem Eintritts- und Austrittswinkel, den sog. symmetrischen Durch-

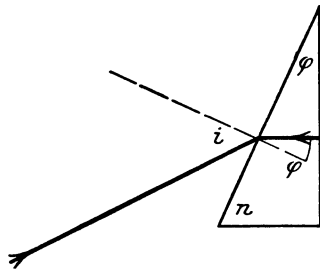


Fig. 7. Abbes Methode der Messung der Lichtbrechung mit Autokollimation.

gang des Lichts, der mit der geringsten Ablenkung des Strahles durch das Prisma verbunden und daran leicht zu erkennen ist — die Fraunhofersche Methode der Minimalablenkung.

Zur Berechnung des Brechungsindex n nach der Meyersteinschen Methode dient gemäß Fig. 6 die Ableitung:

$$\begin{aligned} n \cdot \sin \varphi &= \sin i, \text{ Ablenkung } \varepsilon = i - \varphi, \\ &\text{also } i = \varepsilon + \varphi \\ n &= \frac{\sin i}{\sin \varphi} = \frac{\sin(\varepsilon + \varphi)}{\sin \varphi}. \end{aligned}$$

Für den Littrow-Abbeschen Fall der Autokollimation gilt nach Fig. 7:

$$\sin i = n \sin \varphi; \quad n = \frac{\sin i}{\sin \varphi}.$$

Bei der Fraunhoferschen Methode der Minimalablenkung haben wir nach Fig. 8: Die Ablenkung $\frac{\varepsilon}{2}$

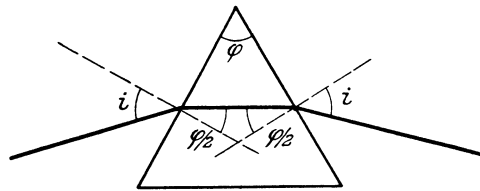


Fig. 8. Fraunhofers Methode der Minimalablenkung.

an der ersten Prismenfläche ist bei dem symmetrischen Durchgange des Lichts $= i - \frac{\varphi}{2}$, die im

gleichen Sinne (z. B. mit dem Uhrzeiger) verlaufende Ablenkung an der zweiten Prismenfläche ist gleich groß, die Gesamtablenkung also $\varepsilon = 2i - \varphi$. Aus der ersten Gleichung ergibt sich der Einfallswinkel i , ausgedrückt durch den Prismenwinkel φ und die Ablenkung ε . Bei der Fraunhoferschen Methode der Minimalablenkung wird der Prismenwinkel φ und die kleinste Ablenkung ε gemessen; die letztere setzt sich zusammen aus der

Ablenkung $i - \frac{\varphi}{2}$ an der ersten und der gleichgroßen Ablenkung an der zweiten Prismenfläche.

Aus $\frac{\varepsilon}{2} = i - \frac{\varphi}{2}$ folgt $i = \frac{1}{2}(\varepsilon + \varphi)$ als Wert des Einfallswinkels an der ersten Prismenfläche; der Brechungswinkel i' an derselben Fläche ist $= \frac{\varphi}{2}$; so ergibt sich:

$$n = \frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{\sin \frac{1}{2}(\varepsilon + \varphi)}{\sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Ist der Prismenwinkel sehr klein, so kann man für den \sin der Einfallswinkel und Brechungswinkel die Winkel selbst setzen. Die Ablenkung wird dann vom Einfallswinkel in weiten Grenzen unabhängig und ergibt sich aus $\varepsilon = i - \varphi$, weil hier $i = n \cdot \varphi$ ist, zu $\varepsilon = (n - 1) \varphi$, eine Beziehung, die für Überschlagsrechnungen brauchbar ist. Für den

Brechungsindex ergibt sich daraus: $n = \frac{\varepsilon + \varphi}{\varphi}$;

an Prismen von sehr kleinem Winkel ist die Lichtbrechung stark absorbierender Stoffe gemessen worden (Fuchsin, Metalle).

Die bisher beschriebenen Methoden zur Messung des Brechungsquotienten setzen voraus, daß die zu messende Substanz sich entweder in die Form eines genügend großen Prismas bringen läßt, oder aber in ein Hohlprisma in entsprechender Anordnung einfüllbar ist. Sind diese Voraussetzungen nicht zu erfüllen, so bedient man sich der Refraktometer (s. d.).

Messung der Lichtbrechung von Gasen. Bei dem kleinen Lichtbrechungsvermögen der Gase können nur Meßmethoden von besonderer Emp-

findlichkeit zum Ziele führen. Biot und Arago, sowie Dulong, maßen die geringen Ablenkungen, die ein mit den zu messenden Gasen gefülltes Hohlprisma dem Lichte erteilte. Bei Versuchen des Verfassers, ein Gasrefraktometer für Chemiker zu bauen, mußte trotz der Anwendung der Autokollimation der brechende Winkel des Hohlprismas auf 160° gesteigert werden, um die erforderliche Meßgenauigkeit zu liefern. Ein Einfallswinkel von 80° bringt aber erhebliche Lichtverluste mit sich, um so mehr, wenn das Strahlenbüschel je vier Übergänge aus Luft in Glas und aus Glas in Luft erleiden muß. — Der prismatischen Methode weit überlegen ist die Anwendung der Erscheinungen der Interferenz, die als Wirkung kleiner Unterschiede der Lichtbrechung zweier benachbarter Strahlenbüschel eine große Anzahl von Interferenzstreifen vorüberwandern läßt, die leicht zu zählen oder in anderer Weise für die Messungen nutzbar zu machen sind. Die Versuchsanordnungen sind ziemlich mannigfaltig; am häufigsten dürfte für rein physikalische Messungen Jamins Interferenzrefraktometer benutzt worden sein. Ein Hilfsmittel des analytisch tätigen Chemikers und Mediziners ist erst das Haber-Löwische Interferometer geworden, das, auf einer von Lord Rayleigh benutzten Versuchsanordnung fußend, vom Benutzer nur die Bedienung der Meßschraube, aber keinerlei Justierung verlangt. Obwohl die Lichtbrechung eines Gasgemisches sich oft nicht rein additiv verhält, bewährt sich das Interferometer für die Analyse einfacher Gasgemische im täglichen Gebrauche, da das Meßverfahren ein reines Differenzverfahren ist, das infolge der sehr genauen Messung sehr kleiner Brechungsunterschiede (Fehlergrenze: zwei Einheiten der achten Dezimale) ohne Temperatur- und Druckreduktionen auskommt.

Vermöge der Starrheit seiner Konstruktion wird dieses Interferometer als einziges auch als Autokollimations-Interferometer ausgeführt, und ist so

ein für viele Aufgaben der Betriebskontrolle willkommenes tragbares Instrument von nicht mehr als 50 cm Länge (Meßgenauigkeit zwei Einheiten der siebenten Dezimale). Die tragbare Form ist auch für die Messung von Lösungen eingerichtet und leistet bei der Untersuchung natürlicher Wässer (Salinitätsbestimmungen der Ozeanographen) schwacher kolloidaler Lösungen und bei biochemischen Problemen gute Dienste.

Damit ist die Interferometrie, die früher eine respektvoll gehütete Domäne des Physikers war, zum Gemeingut der messenden naturwissenschaftlichen Disziplinen geworden. Eine Übersicht über die Anwendungen der Interferometrie gab Löwe in Chem. Ztg. Bd. 45, S. 405—409. 1921, sowie neuerdings E. Berl u. L. Ranis in „Interferometrie“ u. s. f. Berlin 1928, Borntraegers Verlag. Vgl. auch: Anomale Dispersion, Dispersion, Polarisiertes Licht, Reflexion des Lichtes, Beersches Gesetz, Licht, Gaußsche Figur, Optische Figur.

I. Optisch-isotrope-feste Körper.

Substanz	n_C	n_D	n_F
Asphalt	—	1,635	—
Bernstein	1,5430	1,5462	1,5543
Bleiglätte PbO	—	2,076	—
Bleinitrat Pb(ON ₃) ₂	1,7730	1,7820	1,8065
Blende ZnS (bei 13°)	2,3461	2,3695	2,4350
Borax Na ₂ B ₄ O ₇	1,5139	1,5147	1,5216
Diamant	2,4099	2,4173	2,4356
Flußspat	1,43251	1,43385	1,43706
Glas (s. Tab. II)	—	—	—
Granat (Spessartin)	—	1,8105	—
Kaliumbromid KBr	1,5546	1,5593	1,5715
Kaliumchlorid KCl	1,48721	1,49038	1,49835
Kaliumjodid KJ	1,6584	1,6666	1,6871
Natriumchlorid NaCl	1,54067	1,54431	1,55338
Spinell MgAl ₂ O ₄	—	1,7155	—
Steinsalz NaCl	1,54067	1,54431	1,55338
Sylvin KCl	1,48721	1,49038	1,49835

II. Gläser. Nach der Liste des Jenaer Glaswerkes Schott und Genossen.

Glasart	Brechungsindex n_D	$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Dispersionswerte			
			$n_D - n_{A'}$	$n_F - n_D$	$n_F - n_C$	$n_{G'} - n_F$
Phosphat-Kron	1,5164	69,2	0,00490	0,00523	0,00746	0,00417
Borosilikat-Kron	1,5013	66,5	0,00499	0,00524	0,00750	0,00417
Kron m. niedrigst. n_D	1,4649	65,6	0,00471	0,00494	0,00708	0,00396
U.-V.-Kron	1,5035	64,4	0,00514	0,00546	0,00781	0,00432
Prismen-Kron	1,5163	64,0	0,00528	0,00566	0,00806	0,00448
Schwerstes Baryt-Kron	1,5899	60,8	0,00621	0,00683	0,00970	0,00546
Bariumsilikat-Kron	1,5399	59,4	0,00582	0,00639	0,00909	0,00514
Zinksilikat-Kron	1,5308	58,0	0,00587	0,00644	0,00915	0,00520
Schwerstes Baryt-Kron	1,6130	56,4	0,00683	0,00767	0,01087	0,00626
U.-V.-Flint	1,5332	55,4	0,00611	0,00680	0,00964	0,00553
Fernrohr-Flint m. hoch. v	1,5154	54,6	0,00609	0,00665	0,00944	0,00541
Baryt-Leichtflint	1,5525	53,0	0,00657	0,00736	0,01042	0,00602
Fernrohr-Flint	1,5286	51,6	0,00654	0,00723	0,01025	0,00591
Fernrohr-Flint m. niedr. v	1,5483	49,9	0,00694	0,00777	0,01099	0,00637
Schwerstes Baryt-Kron m. höh. Dispersion	1,6041	49,4	0,00763	0,00867	0,01222	0,00712
Borosilikat-Flint	1,5676	46,7	0,00762	0,00860	0,01216	0,00709
Baryt-Leichtflint	1,6042	43,8	0,00851	0,00982	0,01381	0,00821
Gewöhnliches Leichtflint	1,6031	38,3	0,00960	0,01124	0,01575	0,00952
Schweres Baryt-Flint	1,6570	36,3	0,01093	0,01295	0,01809	0,01106
Schweres Flint	1,6372	34,8	0,01099	0,01308	0,01831	0,01124
Schweres Flint	1,6734	32,0	0,01255	0,01507	0,02104	0,01302
Schweres Flint	1,7174	29,5	0,01439	0,01749	0,02434	0,01521
Schweres Flint	1,7541	27,5	0,01607	0,01974	0,02743	0,01730
Schwerstes Flint	1,7782	26,5	0,01719	0,02120	0,02941	0,01868
Schwerstes Silikatflint	1,9170	21,4	0,02451	0,03109	0,04289	0,02808

III. Optisch-einachsige Kristalle.

Substanz	n _C	n _D	n _F
Beryll	n _ω	—	1,58935
	n _ε	—	1,58211
	n _ω	—	1,97325
Calomel Hg ₂ Cl ₂ . .	n _ε	—	2,6559
	n _ω	1,30715	1,30911
	n _ε	1,30861	1,31041
Eis H ₂ O	n _ω	—	1,5392
	n _ε	—	1,5407
	n _ω	1,65437	1,65835
Kalkspat CaCO ₃ . .	n _ε	1,48459	1,48640
	n _ω	—	1,7690
	n _ε	—	1,7598
Korund Al ₂ O ₃ . . .	n _ω	—	1,5854
	n _ε	—	1,3369
	n _ω	1,54967	1,54424
Natriumnitrat (Salp.)	n _ε	—	1,55335
	n _ω	—	2,6158
	n _ε	—	2,9029
Quarz	n _ω	—	1,31335
	n _ε	1,31473	—
	n _ε	1,55897	1,56339
Rutil TiO ₂	n _ω	—	1,66785
	n _ε	1,48459	1,49074
	n _ω	—	1,7690

IV. Optisch-zweiachsige Kristalle.

Substanz	n _C	n _D	n _F
Anhydrit CaSO ₄ . .	n _α	1,56722	1,56933
	n _β	1,57295	1,57518
	n _γ	1,61056	1,61300
Aragonit	n _α	—	1,5300
	n _β	—	1,6816
	n _γ	—	1,6860
Baryt BaSO ₄	n _α	—	1,63630
	n _β	—	1,63745
	n _γ	—	1,64797
Feldspäte, a) Adular K ₂ Al ₂ Si ₄ O ₁₆	n _α	—	1,5192
	n _β	—	1,5230
	n _γ	—	1,5246
b) Plagioklas	n _α	—	1,5234
	n _β	—	1,5294
	n _γ	—	1,5305
Gips CaSO ₄ + 2H ₂ O bei 14°	n _α	—	1,5200
	n _β	—	1,5220
	n _γ	—	1,5292
Peridot: Olivin (MgFe) ₂ SiO ₄	n _α	—	1,7684
	n _β	—	1,7915
	n _γ	—	1,8031
Pyroxen: Augit . .	n _α	—	1,6975
	n _β	—	1,7039
	n _γ	—	1,7227
Rohrzucker C ₁₂ H ₂₂ O ₁₁	n _α	—	1,5362
	n _β	—	1,5643
	n _γ	—	1,5698
Schwefel t = 20° . .	n _α	—	1,95791
	n _β	—	2,03770
	n _γ	—	2,24516
Topas	n _α	1,61315	1,61549
	n _β	1,61538	1,61809
	n _γ	1,62260	1,62500
Weinsäure (Rechts) H ₄ O ₆ C ₆	n _α	—	1,4955
	n _β	—	1,5352
	n _γ	—	1,6045

V. Organische Flüssigkeiten.

Substanz	t°	n _C	n _D	n _F
Äthylalkohol				
C ₂ H ₅ ·OH	20°	1,36054	1,36175	1,36665
Anilin C ₆ H ₅ NH ₂	20°	1,57926	1,58632	1,60411
Azeton C ₃ H ₆ O	19,4°	1,35672	1,35886	1,36366
Benzol C ₆ H ₆	20°	1,49663	1,50144	1,51327
Pentan C ₅ H ₁₂	15,7°	1,3570	1,3581	1,3610
Schwefelkohlenstoff				
CS ₂	20°	1,61847	1,62037	1,65268
Tetrachlorkohlenstoff CCl ₄	20°	1,45789	1,46072	1,46755
Toluol C ₇ H ₈	14,7°	1,4944	1,4992	1,5104
Zimtaldehyd C ₉ H ₈ O	20°	1,60852	1,61949	1,65090

VI. Gase und Dämpfe.

Substanz	n _D
Acetylen C ₂ H ₂	1,000565
Äthan C ₂ H ₆	1,000753
Äthylen C ₂ H ₄	1,000657
Ammoniak NH ₃	1,000379
Argon Ar	1,000282
Brommethyl CH ₃ Br	1,000964
Bromwasserstoff HBr	1,000573
Chlor Cl ₂	1,000773
Chlorwasserstoff HCl	1,000447
Cyan C ₂ N ₂	1,000834
Cyanwasserstoff HCN	1,000451
Fluor F ₂	1,000195
Helium He	1,000035
Jodwasserstoff HJ	1,000911
Kohlendioxyd CO ₂	1,000450
Kohlenoxychlorid COCl ₂ (Phosgen)	1,001150
Kohlenoxyd CO	1,000335
Luft (CO ₂ -frei)	1,000293
Methan CH ₄	1,000444
Neon Ne	1,000067
Pentan C ₅ H ₁₂	1,001711
Phosphorchlorür PCl ₃	1,001740
Phosphorwasserstoff P·H ₃	1,000789
Propylen C ₃ H ₆	1,001120
Sauerstoff O ₂	1,000271
Schwefeldioxyd SO ₂	1,000661
Schwefeltrioxyd SO ₃	1,000737
Schwefelwasserstoff H ₂ S	1,000644
Stickoxyd NO	1,000294
Stickstoff N ₂	1,000298
Stickstoffoxydul N ₂ O	1,000516
Wasserstoff H ₂	1,000139
Xenon X	1,000703
Benzoldampf	1,001700
Pentandampf	1,001711

F. Löwe.

Lichtdruck s. Strahlungsdruck.

Lichtdurchlässigkeit s. Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen.

Lichteinheit, Einheit der Lichtstärke s. Einheitslichtquellen.

Lichtelektrischer Effekt. Die Aussendung von Elektronen durch eine von Strahlung getroffene Oberfläche. Nach der Quantentheorie kann eine solche Elektronenemission dann und nur dann stattfinden, wenn die Energie h·ν eines auf die Oberfläche auftreffenden Lichtquants (s. d.) gleich oder größer ist, als die Ablöscarbeit e·φ (e Ladung des Elektrons, φ Ablösepotential) der am losesten gebundenen Elektronen des Metalles. Die durch die Gleichung h ν = e φ_M gegebene Lichtfrequenz ν,

der die Lichtwellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (c = Lichtgeschwindigkeit) entspricht, ist also die kleinste Frequenz oder die größte Wellenlänge, die aus dem betreffenden Metall M noch Elektronen abzulösen vermag. Da nun φ_M um so kleiner ist, je elektropositiver das Metall ist, ist bei den stark elektro-

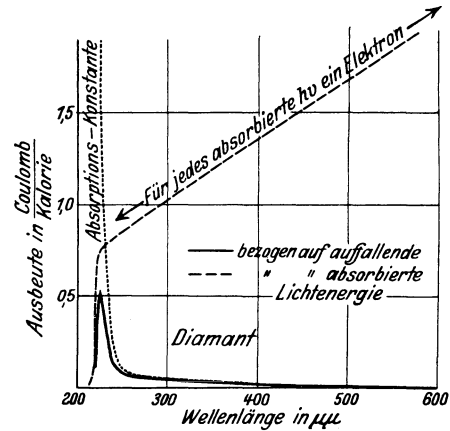
positiven Alkalimetallen bereits rotes Licht wirksam, bei den Erdalkalien gelbes bis grünes, bei Zink violett, bei den übrigen Metallen ultraviolett. Je mehr Energie der auftreffenden Lichtquanten die von der obigen Gleichung geforderte Mindestenergie übertrifft, um so größer ist die Geschwindigkeit, mit der die abgelösten „Photoelektronen“ die Metalloberfläche verlassen.

Als Oberflächenerscheinung ist der lichtelektrische Effekt naturgemäß gegen Verunreinigung der Oberfläche durch Oxydation oder andere chemische Vorgänge, sowie durch Adsorption von Gasschichten außerordentlich empfindlich, was seine Erforschung sehr erschwerte und verzögerte. Erst als man zur Untersuchung reiner Oberflächen im höchsten Vakuum überging, ergaben sich klare Gesetzmäßigkeiten.

Um die experimentelle Erforschung des lichtelektrischen Effektes hat sich besonders Hallwachs, um die theoretische Einstein verdient gemacht. Vgl. Lichtelektrische Wirkung. Güntherschulze. Näheres s. Geiger und Scheel, Handbuch der Physik. Bd. XIII. Berlin: Julius Springer, 1927.

Lichtelektrisches Leitvermögen (innerer Photoeffekt) von festen Körpern gelangt zur Beobachtung durch das galvanometrisch oder elektrometrisch nachweisbare Einsetzen eines elektrischen Stromes bei Belichtung der betreffenden Substanz, wenn sich diese in einem elektrischen Felde befindet. Der Primäreffekt ist wie bei der äußeren lichtelektrischen Wirkung die Ablösung von Elektronen aus ihrer Gleichgewichtslage, die dann dem äußeren Felde zu folgen vermögen, und zwar auch durch Teile eines Kristalles hindurch, die ihrerseits nicht vom Licht getroffen werden; er tritt jedoch rein in die Erscheinung nur in einheitlichen hoch isolierenden Kristallen ohne „Dunkelleitvermögen“, bei geringer Lichtintensität und kurzer Belichtungsdauer, andernfalls überlagern sich dem Primäreffekt sehr komplizierte sekundäre Phänomene und verdecken die für jene geltenden einfachen Gesetzmäßigkeiten. Lichtelektrisch empfindlich sind vor allem zwei Klassen von Kristallen: solche mit „Eigenfärbung“, d. h. reine Kristalle, die im optischen Gebiet (am sichtbaren oder ultravioletten) eine intensive Absorptionsbande aufweisen und von dieser aus nach größeren Wellenlängen zu einen hohen Brechungsindex ($n > 2$) besitzen; und solche mit „Fremdfärbung“, deren Kristallgitter durch die Einlagerung „gitterfremder“ Atome gestört und die dadurch verfärbt sind. In die erste Gruppe gehören sowohl reine Elemente (Diamant, rote Modifikation des Selen) wie Verbindungen (Zn Zinnober usw.); in die zweite durch vorangehende Röntgenbestrahlung oder auf andere Weise verfärbte Mineralien (Steinsalz, Sylvin usw.), die als „Lenardphosphore“ bezeichneten Sulfide, die mit Spuren von Schwermetallen „aktiviert“ sind usw. Der lichtelektrische Primärstrom ist unter den angeführten Bedingungen für ein gegebenes λ der absorbierten Energie streng proportional; bei gegebener einfallender Energie steigt die Stromstärke mit wachsender elektrischer Feldstärke und strebt einem Sättigungswert zu, der die Gesamtzahl der freigemachten Elektronen mißt — dieser Sättigungsstrom ist allerdings nur für die Kristalle der ersten Gruppe zu erreichen. Die aus ihm berechenbare Zahl der Elektronen ist im Idealfall gleich der halben Zahl der absorbierten Lichtquanten, indem im Mittel jedes freigemachte

Elektron den halben Weg zwischen Anode und Kathode durchläuft. Die Ausbeute (Quotient aus Stromstärke und absorbierte Energie) nimmt demgemäß linear mit wachsender Frequenz ab. Dieses „Quantenäquivalentgesetz“ gilt für Kristalle der ersten Gruppe im ganzen Spektralgebiet von großen Wellenlängen an bis an den Rand intensiver optischer Absorptionsbanden — dort geht der Nutzeffekt plötzlich auf Null herab (s. Figur); für die Kristalle der zweiten Gruppe dagegen, bei denen



Lichtelektrisches Leitvermögen.

die Gleichheit der Elektronenzahl und die Zahl der absorbierten Lichtquanten wegen Fehlen des Sättigungsstromes überhaupt nicht nachgewiesen ist, bleibt die Proportionalität zwischen beiden auch innerhalb der durch die Fremdatome verursachten optischen Absorptionsbanden bestehen.

Durch vorausgehende erregende Belichtung wird das Absorptionsspektrum in den Kristallen beider Gruppen nach größeren Wellen zu erweitert, so daß nun auch Licht von kleinerer Frequenz stärker absorbiert und daher auch (bezogen auf gleiche einfallende Energie) in höherem Grade lichtelektrisch wirksam wird. Wird der erregte Kristall, in dem sich durch Abwandern von Elektronen positive Raumladungen ausgebildet haben, nachträglich mit langwelligem Licht bestrahlt, oder auch erwärmt, so erfolgt ein zweiter Stromstoß, bei dem im Idealfall die gleiche Elektrizitätsmenge transportiert wird wie vorher, wobei die Raumladungen wieder abgebaut werden. In vielen Fällen wird dieser zweite Teil des Primärstromes teilweise bereits durch das zur ersten Erregung verwandte kurzwellige Licht ausgelöst oder er tritt schon bei mittleren Temperaturen spontan auf. Diese Erscheinungen stehen im engen Zusammenhang mit den Phänomenen der Phosphoreszenz.

Der lichtelektrische Primärstrom setzt bei beginnender Belichtung sofort trägeheitslos mit voller Stärke ein; dagegen zeigen die sekundären Phänomene, die in mikrokristallinen Konglomeraten oder auch bei langer intensiver Bestrahlung einheitlicher Kristalle entstehen (in den letzteren vermutlich, weil infolge des starken Elektronenabbaus das Gitter stellenweise vollständig zerstört wird) und die teils auf Polarisationsvorgänge, teils auf das Einsetzen von Ionenleitung, teils auch auf Kohärenzwirkungen zurückzuführen sein dürften, sehr ausgesprochene Trägheit, langsames Anwachsen der

Stromstärke zu einem Maximum, dann wieder allmähliche Abnahme bei konstanter Bestrahlung, lange Fortdauer des Stromes nach Aussetzen der Belichtung; auch ist der Zusammenhang zwischen Stromstärke und Spannung kompliziert, häufig von der Vorgeschichte abhängig und daher nicht eindeutig reproduzierbar, und es besteht keine Proportionalität zwischen Lichtintensität und Stromstärke; dementsprechend ist im Gegensatz zum Primärstrom der Mechanismus der Sekundärströme noch weitgehend ungeklärt. Die lichtelektrischen Ströme in metallischem Selen (in der Literatur unter allen lichtelektrischen Leitungsvorgängen am längsten bekannt und am meisten beschrieben, s. auch unter „Selenzelle“) weisen alle Komplikationen typischer Sekundärprozesse auf.

Über lichtelektrisches Leitvermögen von Flüssigkeiten als Volumeneffekt (im Gegensatz zum Becquereffekt, bei dem es sich um eine Wirkung auf die Elektrode handelt) ist sehr wenig bekannt, doch existiert das Phänomen und ist z. B. bei der Einwirkung sehr kurzwelligen Lichtes ($\lambda < 2500 \text{ \AA}$) auf Farbstofflösungen im Hexan nachgewiesen worden.

P. Pringsheim.

Näheres: B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Berlin, J. Springer, 1928.

Lichtelektrische Quantengleichung s. Einsteinsche Quantengleichung.

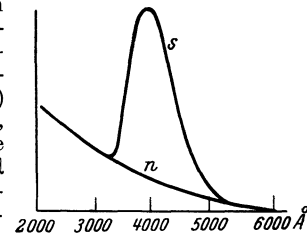
Lichtelektrische Wirkung (Photoeffekt). Im weiteren Sinne versteht man hierunter jede Wirkung des Lichtes, die das Auftreten oder auch die Verstärkung (bzw. Abschwächung) eines elektrischen Stromes zur Folge hat; es kann dies auf der Hervorrufung einer elektromotorischen Kraft in einer elektrolytischen Zelle beruhen („Becquereffekt“), auf der Erhöhung des Leitvermögens eines Isolators oder Halbleiters durch Ionisierung („Lenardeffekt“ in Gasen, lichtelektrische Sekundärströme in Kristallen), oder — als einfachster Fall — auf der Abtrennung von Elektronen aus dem Atom- bzw. Molekülverband, die dann als „Photoelektronen“, vermöge ihrer natürlichen Eigengeschwindigkeit oder auch durch ein äußeres elektrisches Feld beschleunigt, die alleinigen Träger des lichtelektrischen Stromes bilden. Je nachdem die Photoelektronen die Oberfläche des lichtelektrisch erregten Körpers verlassen und ins Vakuum bzw. in die angrenzende Gasatmosphäre übertreten oder im Innern dieses Körpers sich weiterbewegen, unterscheidet man zwischen „äußerer lichtelektrischer Wirkung“ („Photoeffekt im engeren Sinne“) und „innerer lichtelektrischer Wirkung“, die in der Regel als lichtelektrische Leitung bezeichnet wird. Diese Unterscheidung hat der Natur der Sache nach nur für feste Körper oder Flüssigkeiten einen Sinn, verliert dagegen bei der lichtelektrischen Ionisierung von Gasen ihre Bedeutung.

Die äußere lichtelektrische Wirkung (nach ihren Entdeckern häufig auch „Hertz-Hallwachs-Effekt“; vgl. den Artikel „Funkverzögerung“) ist vor allem an Leitern erster Klasse, aber auch an festen Isolatoren, nur sehr selten jedoch an flüssigen Lösungen zu beobachten, und zwar entweder als Ladungsverlust einer auf ein positives Potential aufgeladenen Platte (Hallwachs) oder als zunehmende negative Aufladung einer isolierten Platte bis zu einem Maximalwert (Righi) oder als dauernder Strom zwischen der belichteten Platte und einer auf ein positives Potential geladenen Gegenelektrode (Stoletow). Daß es sich in all diesen Fällen

um die Abtrennung von Elektronen von der belichteten Platte handelt, wurde zuerst von Lenard gezeigt. Befindet sich die belichtete Fläche nicht im Hochvakuum, sondern in einer Gasatmosphäre, so kann der aus einer Elektronenemission bestehende Primäreffekt durch Sekundäreffekte wie Stoßionisation, Diffusion u. dgl. kompliziert werden; andernfalls wird schon bei sehr geringen beschleunigenden Spannungen ein Sättigungswert der lichtelektrischen Stromstärke erreicht, der direkt die Zahl der pro Zeiteinheit durch das Licht freigesetzten Elektronen mißt. Diese Zahl n sowie die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der belichteten Platte ist Funktion der Wellenlänge λ des erregenden Lichtes. Für ein bestimmtes Material ist bei festgehaltenem λ die Größe von n streng proportional der Intensität J des einfallenden

Lichtes; der Quotient $\frac{n}{J}$, d. h. also die auf gleiche

einfallende Energie bezogene Elektronenzahl, die „relative Ausbeute“, wächst in der Regel mit abnehmendem λ : „normaler Photoeffekt“. Nur in gewissen Fällen (bis jetzt mit Sicherheit nur an den Alkalien und Erdalkalien beobachtet) besitzt die Kurve, welche die Ausbeute als Funktion von λ darstellt, für ein bestimmtes λ ein ausgeprägtes Maximum, das der Kurve des



Lichtelektrische Ausbeute.

normalen Effektes überlagert ist: „selektiver Photoeffekt“ (vgl. die Figur). Der selektive Photoeffekt tritt aber nur auf, wenn der elektrische Vektor des erregenden Lichtes eine Komponente senkrecht zur belichteten Fläche besitzt, er fehlt also z. B. bei senkrechter Inzidenz auf eine spiegelnde Fläche. Bezieht man die Ausbeute auf die absorbierte Lichtenergie, so erreicht sie im selektiven Effekt an K etwa $3 \cdot 10^{-2}$ Coul/cal ~ 5 Elektronen auf 100 absorbierte Lichtquanten der Wellenlänge 4000 Å. Beim normalen Photoeffekt ist die absolute Ausbeute stets noch bedeutend geringer.

Die Austrittsgeschwindigkeit v der Photoelektronen wird in der Regel gemessen durch die geringste Gegenspannung V in Volt, die man anlegen muß, damit die Elektronen nicht zur Aufsaugenelektrode gelangen ($\frac{m}{2} v^2 = eV$, wenn m die Masse, e die Ladung des Elektrons). Die in Volt gemessene Anfangsgeschwindigkeit der durch Licht der Frequenz ν ausgelösten Elektronen (korrekter: ihre Anfangsenergie) ist mit v direkt proportional: $e \cdot V = h\nu$, wo h das Plancksche Wirkungsquantum ($h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg/sec) bedeutet: Einsteinsches lichtelektrisches Gesetz. Dagegen ist v von der Intensität des erregenden Lichtes vollkommen unabhängig. Das Einsteinsche Gesetz ist im ganzen Spektralbereich vom sichtbaren Licht bis zu den Röntgen- und γ -Strahlen erfüllt, jedoch ist es, sofern bei der Lostrennung der Elektrone aus dem Atom bzw. beim Austritt aus einer Oberfläche eine Arbeit zu leisten ist, die gegen $h\nu$ nicht vernachlässigt werden kann, zu ergänzen und lautet dann: $eV = h\nu - p$, wo p ein Maß für die gesamte Arbeit darstellt. Durch die

Gleichung $h\nu_0 - p = 0$ wird die langwellige Grenze der lichtelektrischen Wirkung bestimmt: Licht mit einer Frequenz $\nu < \nu_0$ ($\lambda > \lambda_0$) ist nicht imstande, Photoelektronen frei zu machen. Im allgemeinen liegt die Grenze der Erregbarkeit bei desto größeren Wellenlängen, je elektropositiver ein Metall ist; sie reicht für Alkalimetalle unter Umständen bis ins Ultrarot, während sie für Edelmetalle $< 2500 \text{ \AA}$ wird. Für Isolatoren (Salze) scheint λ_0 desto kleiner (Abtrennungsarbeit desto größer) je größer die Gitterenergie des betreffenden Salzes ist.

Die Lage der langwelligen Grenze und die relative Ausbeute für eine gegebene Wellenlänge ist wesentlich von der Gasbeladung abhängig, in dem Sinne, daß für größere Wellenlängen die lichtelektrische Wirksamkeit stark abnimmt, evtl. ganz verschwindet, wenn ein Metall im Hochvakuum weitgehend entgast wird; nach der Meinung vieler Autoren ist die lichtelektrische Empfindlichkeit der Metalle weitgehend nur durch ihre Gasbeladung verursacht; auch der selektive Effekt der Alkalimetalle soll demgemäß an völlig entgastem Material nicht mehr vorhanden sein.

An Flüssigkeiten ist bis jetzt ein äußerer Photoeffekt nur an wässrigen Lösungen von Ferrozyaniden nachgewiesen worden; alle anderen anfänglich in diesem Sinne geleiteten Beobachtungen haben sich als irrig herausgestellt. Die lichtelektrische Ionisierung von Gasen (zuerst von Lenard beobachtet, daher auch „Lenardeffekt“) besteht primär ebenfalls aus der Lostrennung von Elektronen aus den neutralen Atomen oder Molekülen durch das Licht, die sich jedoch in der Regel, zumal bei kleiner Eigengeschwindigkeit, d. h. bei kleinem $h\nu$ der erregenden Strahlung, bald an andere Moleküle anlagern, so daß hier der Photoeffekt lediglich als Auftreten einer bipolaren elektrischen Leitfähigkeit des Gases beobachtet wird. Die langwellige Grenze der lichtelektrischen Erregbarkeit ist für Gase — sofern sekundäre Prozesse ausgeschlossen sind — genau durch die Ionisierungsenergie bestimmt, speziell für einatomige Dämpfe (z. B. Alkalidämpfe) koinzidiert sie mit der Konvergenzstelle der Hauptserie im Absorptionsspektrum. Bei lichtelektrischer Erregung von Gasen durch Röntgenstrahlen (große $h\nu$ -Werte) besitzen die Photoelektronen eine ausgesprochene Vorzugsrichtung, die parallel zur Lage des elektrischen Vektors in der primären Strahlung liegt — in allen anderen Fällen insbesondere auch beim selektiven Effekt an Alkalimetallen konnte ein derartiger Zusammenhang nicht sichergestellt werden. *P. Pringsheim.* Näheres: B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Berlin 1928.

Lichtelektrische Zerstreuung s. Hallwachseffekt.

Lichtempfindliche Elemente des Auges s. Stäbchen und Zapfen.

Lichtempfindlichkeit. Viele Körper zeigen bei der Absorption von Strahlung chemische Veränderungen — sie sind lichtempfindlich. Lassen sich derartige Veränderungen nicht feststellen, so nennt man die Stoffe lichtecht. Mit der Erweiterung des Beobachtungsmaterials über das sichtbare Licht hinaus, besonders zu den kürzeren Wellen hin, hat man immer mehr Stoffe als lichtempfindlich (besser strahlungsempfindlich) erkannt. Als Maß der Lichtempfindlichkeit eines Körpers kann die von einer Einheit der Strahlungsmenge umgesetzte Stoffmenge angesehen werden. Als Strahlungs-

einheit wählt man vom energetischen Standpunkt die Grammkalorie und erhält so die energetische Strahlungsempfindlichkeit oder man nimmt, wie es neuerdings meist geschieht, im Sinne der Quantentheorie die Größe $h\nu$ als Einheit und bekommt dann die Quantenempfindlichkeit photochemischer Reaktionen. *W. Noddack.*

Näheres s. Noddack, Photochemie, Handbuch der Physik. Bd. 23. Verlag Julius Springer.

Lichtenbergische Staubfiguren. 1777 fand Lichtenberg, daß, wenn eine sorgfältig gereinigte dünne Platte aus isolierendem Material, die auf einer metallenen Unterlage ruht und vorher mittels einer Flamme von Oberflächenladungen befreit wurde, mit einem geladenen Konduktor berührt und dann mit einem Gemisch aus Schwefel und Mennige bestreut wird, auf der Scheibe eine Figur entsteht, die die Art und Verteilung der auf ihr erzeugten Ladungen erkennen läßt. War der Konduktor positiv geladen, so besteht die Figur aus feinen gelben sich verästelnden Strahlen von gelbem Schwefelpulver auf rotem Untergrund von Mennige, war der Leiter negativ, so entstehen kleine runde Flecke von roter Mennige auf gelbem Schwefelgrund. Die Erscheinung rührt daher, daß Schwefel negative, Mennige positive Ladungen aufnimmt. Noch geeigneter als Schwefel und Mennige ist das sog. Dreipulvergemisch, das aus Karmin, Lycopodium und Schwefelblumen besteht. Die positiven Stellen geben grellrote, die negativen gelbe Flecken. *Güntherschulze.*

Lichterzeugung, Ziele der. Auf Grund theoretischer Untersuchungen stellt Lummer (s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 2 und 3) für alle Temperaturstrahler, die zur Klasse „schwarzer Körper — blankes Platin“ gehören, die beiden folgenden Ziele auf. Es sind Leuchtstoffe aufzufinden, welche erstens eine hohe Temperatur aushalten, zweitens die ganze zugeführte Leistung in sichtbare Strahlung umwandeln, für welche also der optische Nutzeffekt der zugeführten Leistung (ζ_4 in „Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen“) gleich dem absoluten Maximum 1 ist. Beispielsweise müßte sich ein Leuchtstoff, der wie ein „Idealstrahler“ leuchten würde, auf eine Temperatur von 4350° abs. erhitzen lassen; er würde dann die Lichtausbeute 248 Lumen/Watt besitzen und mit einer dem Tageslicht nahekommenen Lichtfarbe leuchten. Als drittes Ziel stellt Lummer noch die Auffindung eines Stoffes auf, der die ganze zugeführte Leistung in Strahlung der auf die Zapfen wirksamsten Wellenlänge von rund $555 \mu\mu$ umwandelt. Die Lichtausbeute würde dann die größte überhaupt zu erreichende, nämlich 662 Lumen/Watt sein. Im Gegensatz zu Lummer sieht A. R. Meyer diesen monochromatischen Gelbgrünstrahler wie überhaupt jede monochromatische Lichtquelle als wenig geeignet für die Zwecke der Allgemeinbeleuchtung an. Für die günstigste Lichtfarbe hält er die des Tageslichtes.

Die Lichterzeugung ist ein Teil der Leuchttechnik s. Leuchttechnik. *Liebenthal.*

Näheres s. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik. München und Berlin, R. Oldenbourg, 1918.

Lichtfilter s. Farbgläser, Jenaer.

Lichtgeometrie. Die physikalische Geometrie wird dadurch konstruiert, daß man gewisse physikalische Dinge angibt, welche den geometrischen Grundbegriffen entsprechen. So wird der wichtigste Grundbegriff, die Kongruenz, gewöhnlich durch

starre Körper und ihren Transport definiert. Man kann nun zeigen, daß allein unter Verwendung von Lichtstrahlen eine physikalische Geometrie konstruiert werden kann. Die gerade Linie ist dann durch den Lichtstrahl gegeben, und die Länge wird durch die Zeit gemessen, die ein Lichtstrahl für einen Weg benötigt; auch die Zeitmessung wird durch Lichtstrahlen definiert. Das Verfahren wird deshalb als Lichtgeometrie bezeichnet. Zur eindeutigen Festlegung der inneren Starrheit muß jedoch ein starrer Körper oder eine natürliche Uhr hinzutreten.

Reichenbach.

Lichtgeschwindigkeit s. Licht.

Lichthofbildung bei photographischen Platten.

Durch Reflexion der nicht von der Schicht absorbierten Lichtstrahlen an der rückseitigen Fläche der Glasplatte wird der scharf abgebildete Rand des Aufnahmeobjektes überstrahlt, so daß es nach der Entwicklung schwarz umrandet ist. Man vermeidet diesen Übelstand durch Einschalten absorbierender (roter) Schichten, zwischen photographischer Schicht und Glasplatte oder durch Überziehen der Rückseite der Glasplatte mit einer absorbierenden Schicht (s. auch Plattentypen).

Meidinger.

Näheres s. J. M. Eder, Handbuch der Phot. III 1, S. 603 ff.

Lichtjahr. Strecke, die das Licht in einem Jahr zurücklegt, entspricht einer Parallaxe von etwa 3",25 und beträgt 670000 Erdbahnhalbmesser oder 10^{14} km.

Bottlinger.

Lichtkurve = dem durch Beobachtungswerte bestimmten Kurvenzug, wenn als Abszisse die Zeit in Tagen und als Ordinate die Helligkeit in Größenklassen eingezeichnet wird. Vgl. Veränderliche Sterne.

Lichtleistung, spezifische, eine photometrisch-wirtschaftliche Größe. Definition und tabellarische Zusammenstellung der Zahlenwerte für verschiedene Lichtquellen s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen; s. auch Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2.

Lichtmenge, eine photometrische Größe; s. Photometrische Größen und Einheiten, b.

Lichtmühle s. Radiometer.

Lichtquanten. Auf Grund seiner Betrachtungen über Strahlungsschwankungen (s. d.) stellte Einstein bereits 1905 die Hypothese auf, daß Strahlung von der Frequenz ν durch den Raum stets nur in unteilbaren „Lichtquanten“ von der Energie $h\nu$ fortschreite. In der Tat muß es heute als sicher gestellt gelten, daß Quanten von der Größe $h\nu$ zumindest bei jeder *Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie* eine fundamentale Rolle spielen (s. Bohrsche Frequenzbedingung, sowie Einsteinsche Quantengleichung). Die darüber weit hinausgehende Annahme der alleinigen Existenz *selbständiger* Lichtquanten im *Strahlungsfeld*, führte aber zu einer Reihe bis jetzt noch nicht überwindlicher Schwierigkeiten, namentlich mit den von der klassischen Theorie gut erklärten Interferenz- und Beugungsercheinungen. Einsteins Betrachtungen über das Impulsgleichgewicht zwischen Materie und Strahlung (s. Nadelstrahlung) beweisen zwar, daß die Strahlungsemission nicht in Kugelwellen — wie nach der klassischen Elektrodynamik — sondern in gewissem Sinne einseitig, also *gerichtet*, erfolgt, was zweifellos nicht zu Ungunsten der Lichtquanten spricht, doch lassen sich bindende Schlüsse

auf die Eigenschaften freier Lichtquanten hieraus ebenfalls nicht ziehen. Die jüngste Entwicklung der Quantentheorie (s. Quantenoptik und Wellenmechanik) hat wahrscheinlich gemacht, daß Wellentheorie und Lichtquantenvorstellung nach Verzicht auf die klassische Elektrodynamik einander keineswegs völlig ausschließend gegenüberstehen, daß die Strahlungsvorgänge vielmehr eine grundsätzlich dualistische Beschreibung zulassen, welche in gewissem Sinne beiden Gesichtspunkten Rechnung tragen kann.

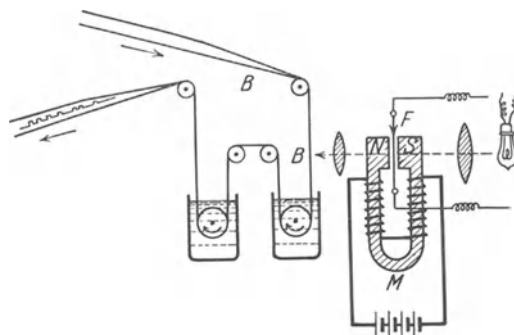
Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie, usw. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Lichtquellen s. Einheitslichtquellen, Strahlungsquellen.

Lichtsäule, positive. Teil der Glimmentladung (s. d.), zerfällt unter Umständen in eine Anzahl scharf abgegrenzter Schichten (s. geschichtete Lichtsäule).

Güntherschulze.

Lichtschreiber. Apparat der Fernmeldetechnik zur photographischen Aufzeichnung der empfangenen Zeichen. Er besteht im wesentlichen aus einem hochempfindlichen Saitengalvanometer nach Einthoven, durch das die Empfangsströme geschickt werden, aus einer photographischen Kamera, einer



Lichtschreiber.

Beleuchtungsvorrichtung und einem Abrollapparat für den Filmstreifen. Der Elektromagnet des Saitengalvanometers ist in Richtung der Kraftlinien durchbohrt, so daß ein durch die Bohrung fallender Lichtstrahl einen Schatten des Fadens auf den Filmstreifen wirft (s. Fig.). Der Faden ist durch eine Rußschicht künstlich verdickt, um ein kräftiges Schattenbild zu geben ohne die Empfindlichkeit herabzusetzen. Der belichtete Filmstreifen wird automatisch erst durch ein Entwicklerbad und dann durch ein Fixierbad geführt. *E. Alberti.*
Näheres s. Mosler, Einführung in die moderne drahtlose Telegraphie.

Lichtschwächungsmethoden. Die wichtigsten optischen Verfahren zur meßbaren Lichtschwächung (s. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“ Nr. 2) sind die folgenden.

1. **Abstandsänderung.** Man ändert den Abstand zwischen Lichtquelle und Photometerschirm und benutzt den Satz, daß die auf diesem erzeugte Beleuchtung dem Quadrate des Abstandes umgekehrt proportional ist.

2. **Anwendung von Blenden.** Man läßt die Strahlen einer ebenen, gleichmäßig diffus leuchtenden Fläche durch eine nahe davor gestellte, meßbar veränderliche Blende auf den Photometerschirm fallen oder man bildet die diffus leuchtende Fläche mittels einer Linse, vor welcher sich eine solche Blende befindet, auf dem Photometerschirm ab. In beiden Fällen ist

die auf dem Photometerschirm erzeugte Beleuchtung der Blendenöffnung proportional.

3. Anwendung absorbierender Mittel. Man schaltet Rauchglasplatten (s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“ Nr. 3), z. B. solche, welche 0,1; 0,01 ... des auffallenden Lichtes durchlassen (Krüß, Martens), in den Strahlengang.

4. Anwendung der Polarisation. Läßt man ein paralleles, geradlinig polarisiertes Strahlenbündel auf einen doppelt brechenden Kristall auffallen und bildet die Schwingungsrichtung des Lichtes mit dem Hauptschnitt des Kristalls den Winkel φ , so wird vom ordentlichen Strahlenbündel ein $\sin^2\varphi$ proportionaler, vom außerordentlichen ein $\cos^2\varphi$ proportionaler Bruchteil durchgelassen. (Erweitertes Gesetz von Malus.)

Ein Nicol läßt nur die im Hauptschnitt schwingende Komponente hindurch. Stellt man also

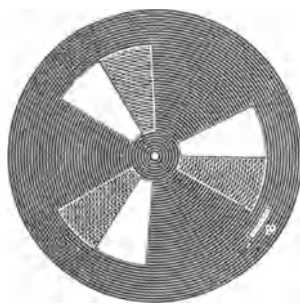


Fig. 1. Rotierender Sektor.

zwei Nicols hintereinander auf und läßt ein natürliches Strahlenbündel in Richtung der gemeinsamen Längsachse auffallen, so ist die durch die beiden Nicols veranlaßte Lichtschwächung $\cos^2\varphi$ proportional, wo φ der Winkel zwischen den beiden Hauptschnitten ist.

Ein Übelstand der Methode ist der starke Lichtverlust.

5. Anwendung des rotierenden Sektors. Man schaltet eine undurchsichtige Scheibe mit Sektoren von meßbar veränderlicher Öffnung (Fig. 1) zwischen Lichtquelle und Photometerschirm ein und versetzt die Scheibe in so schnelle Rotation, daß das Auge durch Verschmelzung der schnell aufeinanderfolgenden ungleichen Helligkeitsempfindungen einen kontinuierlichen Lichteindruck erhält. Dann ist, wenn f die Gesamtgröße der Sektorauschnitte in Grad ist, die Lichtschwächung nach dem Talbotschen Gesetze gleich $f/360^\circ$, z. B. gleich 0,1 für $f = 36^\circ$.

Die Methode hat den Vorzug, daß der Polarisationszustand keine Rolle spielt. Die neueren Apparate gestatten während der Rotation den Sektor zu verstellen und seine Größe abzulesen (Brodhun).

6. Anwendung von rotierenden Prismen (Brodhun). Die von der diffus leuchtenden Fläche G (Fig. 2) in Richtung $a b$ ausgehenden Strahlen

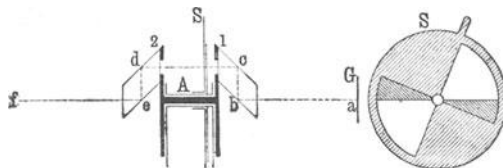


Fig. 2. Rotierende Prismen nach Brodhun.

werden durch ein Fresnelsches Prisma 1 in die zu $a b$ parallele Richtung $c d$ abgelenkt und durch ein zweites Fresnelsches Prisma 2 wieder in die mit $a b$ zusammenfallende Richtung $e f$ zurückgeführt. Die beiden Prismen sind fest miteinander verbunden und werden um die mit $a b$ zusammenfallende Achse A in Rotation versetzt, so daß der Lichtstrahl $c d$ mitrotiert. Zwischen den beiden

Prismen befindet sich der nicht mitrotierende, verstellbare Sektor S . Die Stärke des intermittierenden Lichtes ist wieder der Sektorengroße proportional. Dieser Apparat läßt sich leichter als der rotierende Sektor in den Strahlengang bringen und gestattet eine schnelle Änderung der Sektorengroße.

Nach demselben Prinzip hat Bechstein eine Schwächungsvorrichtung konstruiert (s. „Universalphotometer“, Nr. 5).

Näheres s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn 1907.

Lichtstärke, eine photometrische Größe s. Photometrische Größen und Einheiten, ferner Photometrische Gesetze und Formeln, Nr. 1. Mittlere Lichtstärken s. Lichtstärken-Mittelwerte. Prinzip der Messung s. Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen. Messung s. Photometer.

Lichtstärken-Mittelwerte. 1. Unter Lampenachse werde, wenn wir von Sonderlampen absehen, die Achse des Lampengehäuses, z. B. bei elektrischen Glühlampen die Sockelachse verstanden.

Beschreiben wir um die Lampe (genauer die Lampenmitte) L (Fig. 1) eine Kugel mit dem Radius 1 (Einheitskugel) und führen auf dieser Kugel wie auf der Erde Meridiane ein, deren Pol B auf der Lampenachse LA liegt, so ist die Ausstrahlungsrichtung LO gegeben durch die Poldistanz ϑ und die Länge φ desjenigen Punktes O' , in welchem die Kugel von LO geschnitten wird.

Für gewöhnlich ist die Lampenachse eine Symmetrieachse der Lichtquelle. Kohlenfadenlampen lassen sich ohne Beeinträchtigung der Lichtstrahlung in allen beliebigen Lagen der Lampenachse verwenden. Im folgenden soll der Einfachheit halber jedoch allgemein angenommen werden, daß die Lampen mit vertikaler Lampenachse brennen, also entweder aufrecht stehen oder nach unten hängen. Ferner wollen wir annehmen, daß der Pol B unterhalb der Lampenmitte, also an der untersten Stelle der Einheitskugel liegen möge. Für die vertikal nach unten gehende Ausstrahlungsrichtung LO ist dann also $\vartheta = 0$, für eine horizontale $\vartheta = 90^\circ$ oder $\pi/2$, je nachdem wir in gewöhnlichem Winkelmaß oder in sog. absolutem Maße zählen.

2. Definition der mittleren Lichtstärken. Wenn eine Lichtquelle allseitig mit der gleichen Lichtstärke J leuchten würde, würde man sie photometrisch nach dieser Größe bewerten. In Wirklichkeit besitzen die Lichtstärken unserer Lampen in den verschiedenen Ausstrahlungsrichtungen mehr oder minder große Abweichungen. Man ist zur Kennzeichnung der Lampen deshalb zu Mittelbildungen gezwungen. Die wichtigsten mittleren Lichtstärken sind die folgenden:

a) die *mittlere horizontale Lichtstärke* (J_h), d. h. der Mittelwert der Lichtstärken in den verschiedenen Richtungen der Horizontalebene, welche durch die Lampenmitte gelegt ist;

b) die *mittlere untere bzw. obere hemisphärische Lichtstärke* (J_{\square} bzw. J_{\square}), d. h. der Mittelwert der Lichtstärken in den Richtungen unterhalb bzw. oberhalb dieser Horizontalebene;

c) die *mittlere räumliche Lichtstärke* (J_0), d. h. der Mittelwert der Lichtstärken in allen Richtungen des Raumes.

Man neigt sich immer mehr der Ansicht zu, daß für Vergleiche J_0 die maßgebendste Größe ist.

Außer diesen vier mittleren Lichtstärken spielt auch noch eine Rolle

d) die *mittlere Lichtstärke* $J(\vartheta)$ unter einer beliebigen Poldistanz, d. h. das Mittel aus den Licht-

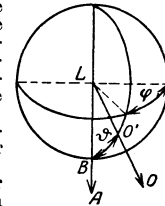


Fig. 1. Zur Definition der Poldistanz ϑ und der Länge φ .

stärken in allen Richtungen, welche die Poldistanz ϑ besitzen, also auf einen Kreiskegel liegen, dessen Spitze die Lampenmitte ist, dessen Achse mit der Lampenachse zusammenfällt und dessen halber Öffnungswinkel ϑ ist.

3. Formeln für J_0 , J_{\square} und J_{Δ} . Es ist, wie sich leicht zeigen läßt,

$$J_0 = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} J(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \dots 1)$$

Man erhält J_{\square} und J_{Δ} , wenn man auf der rechten Seite von Gleichung 1) den Faktor $\frac{1}{2}$ durch die Einheit ersetzt und die Integrationsgrenzen 0 und $\pi/2$ bzw. $\pi/2$ und π einführt.

Ferner ist der in die untere bzw. obere Hemisphäre (den unteren bzw. oberen Raumwinkel 2π , s. „Raumwinkel“) und in den ganzen Raum (Raumwinkel 4π) ausgestrahlte Lichtstrom

$$\Phi_{\square} = 2\pi J_{\square}; \Phi_{\Delta} = 2\pi J_{\Delta}; \Phi_0 = 4\pi J_0 \quad 2)$$

4. Experimentelle Bestimmung von J_H . Man mißt in einer größeren Anzahl (z. B. 20 oder 40) gleich weit voneinander entfernter horizontaler Ausstrahlungsrichtungen und erhält J_H als das Mittel aus den gefundenen Lichtstärken. Elektrische Glühlampen, welche eine Rotation aushalten können, werden vielfach (z. B. nach den Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker) durch eine einzige Einstellung auf J_H gemessen, indem man sie um ihr Achse so schnell dreht, daß kein störendes Flimmern mehr auftritt.

5. Experimentelle Bestimmung von $J(\vartheta)$. Man mißt unter der Poldistanz (dem Ausstrahlungswinkel gegen die Lampenachse) ϑ längs einer größeren Zahl n (mindestens 20) gleich weit voneinander entfernter Meridiane (also in $\frac{1}{2}n$ Vollmeridianebenen) und erhält $J(\vartheta)$ durch Mittelbildung aus den gefundenen Einzelwerten $J(\vartheta, \varphi)$. Von dem einen Meridian zu dem nächstfolgenden geht man dadurch über, daß man die Lampe um ihre Achse um $360^\circ/n$ (mindestens 18°) dreht.

Die Universalphotometer von Bechstein, Brodhun, Martens und Weber (s. „Universalphotometer“) gestatten, da sie ein auf die zu messende Lampe zu richtendes Beobachtungrohr besitzen, unmittelbar solche Messungen unter jedem Ausstrahlungswinkel ϑ . Hierbei verschiebt man das Photometer P oder die Lampe L allein oder L und P gleichzeitig, und zwar P in horizontaler Richtung, L (am besten an einem Aufzuge) in der Höhe. Brodhun hat seinem Universalphotometer außerdem noch einen Spiegelapparat beigelegt, mit dem man diese Messungen ausführen kann, ohne daß man den Ort von P und L zu ändern braucht.

Man kann aber auch die gewöhnlichen „Photometer zur Messung von Lichtstärken“ (s. d.) und eine gerade Photometerbank benutzen, bedarf dann aber besonderer Hilfsmittel, z. B. einer Spiegelvorrichtung. Bei Messungen nach der Methode von Perry und Ayrton wird in den von v. Hefner-Alteneck, Krüß und Drehschmidt angegebenen Anordnungen die Lampe L um die Bankachse in einem zu dieser senkrechten Kreise herumgeführt, und ein mit L fest verbundener gegen die Bankachse um 45° geneigter und um diese drehbarer Spiegel, dessen Mitte in der Bankachse liegt, wirft die von L auf ihn auffallenden Strahlen stets in die Achse der Bank. Im allgemeinen vorzuziehen sind die Anordnungen, bei welchen L fest in der Bankachse aufgestellt ist und eine um die Bankachse drehbare Spiegelvorrichtung um L im Kreise herumgeführt wird. Für

nackte Bogenlampen benutzte v. Hefner-Alteneck einen um 45° gegen die Bankachse geneigten Spiegel S (Fig. 2), der die Strahlen von L nahezu parallel auf den hinreichend weit entfernten Photometerschirm reflektiert. Brodhun und Martens verwenden ein System von zwei Spiegeln S_1 und S_2 (Fig. 3), um zu bewirken, daß die Strahlen in Richtung der Bankachsen austreten.

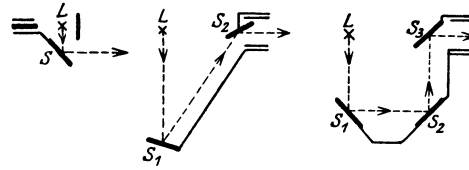


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.
Spiegelvorrichtungen zur Bestimmung von $J(\vartheta)$.

Krüß bedient sich zu dem nämlichen Zwecke eines Satzes von drei Spiegeln S_1 , S_2 und S_3 (Fig. 4), Sharp eines Paares solcher symmetrisch zur Bankachse angeordneter Sätze.

Brodhun benutzt bei seinem oben erwähnten Spiegelapparat aus verschiedenen Gründen von den beiden in Fig. 3 angegebenen Spiegeln nur S_1 und ersetzt S_2 durch ein Reflexionsprisma.

6. Lichtverteilungskurve (Kurve der räumlichen Lichtverteilung, Lichtausstrahlungskurve, Polarkurve). Denkt man sich von der Lampenmitte L Leitstrahlen gezogen, welche mit der Lampenachse die Winkel $\vartheta_0 = (0), \vartheta_1, \vartheta_2 \dots \vartheta_p (=180^\circ)$ bilden und macht diese Leitstrahlen gleich den mittleren Lichtstärken $J(\vartheta_0), J(\vartheta_1) \dots$ so erhält man durch Verbindung der Endpunkte dieser Strecken die Kurve der räumlichen Lichtverteilung.

In den Figuren 5, 6 und 7 sind die Lichtverteilungskurven einer nackten Reinkohlenbogenlampe, einer Spiraldrahtlampe mit horizontal angeordneten Fäden und einer Hängegasglühlampe wiedergegeben. Von diesen zeigt Fig. 5 eine sehr ungleichmäßige, Fig. 6 eine möglichst gleichmäßige Lichtverteilung. Siehe auch die Lichtverteilungskurve eines Breitstrahlers, Fig. 3 in Beleuchtungsanlagen.

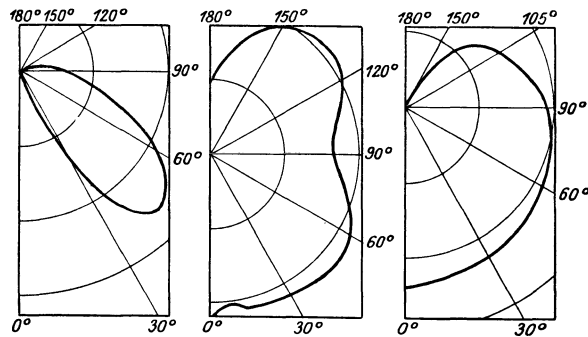


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.
Lichtverteilungskurven dreier Lampenarten.

7. Rechnerische Bestimmung von J_0 , J_{\square} und J_{Δ} aus $J(\vartheta)$. a) Graphisches Verfahren (Liebenthal). Wenn man in Gleichung 1) $\cos \vartheta = x$ setzt, so wird

$$J_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} J(\vartheta) dx \dots 3)$$

Für J_{\square} und J_{Δ} hat man die Integrationsgrenzen 0 und 1 bzw. -1 und 0 zu wählen und den Faktor $\frac{1}{2}$ wieder durch 1 zu ersetzen.

Trägt man also in rechtwinkligen Koordinaten (am besten Millimeterpapier), dessen Anfang 0

sei, als Abszissen die Strecken $s \cos \vartheta = Oa$ (wobei $s = 1 \text{ dm}$ (100 mm) gewählt werde) und als Ordinaten die entsprechenden $J(\vartheta) = ab$ auf und

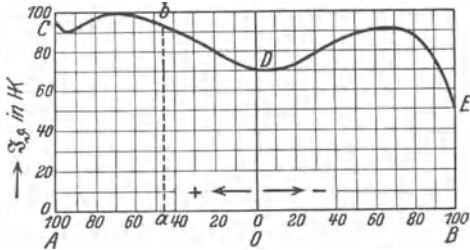


Fig. 8. Zur Berechnung der mittleren räumlichen Lichtstärke.

verbindet die so erhaltenen Punkte b durch die Kurve CDE (Fig. 8), so ist J_0 bzw. J_{\square} und J_{\circ} gleich der mittleren Ordinate der Kurve CDE bzw. CD und DE. Die in Fig. 8 gezeichnete Kurve ist aus der Lichtverteilungskurve der Fig. 6 abgeleitet.

Rousseau geht von der Lichtverteilungskurve aus und gelangt auf einem rein zeichnerischen, verhältnismäßig umständlichen Wege ebenfalls zur Kurve von Fig. 8.

Mit hinreichender Genauigkeit findet man diese mittleren Ordinaten, wenn man zu den Abszissen $x = +100$ (entsprechend $\vartheta = 0$), 95, 90...0 ($\vartheta = 90^\circ$), -5...-90, -95, -100 mm ($\vartheta = 180^\circ$) die Ordinaten $y_0, y_1, y_2 \dots y_{20}, y_{21} \dots y_{38}, y_{39}, y_{40}$ aufsucht. Alsdann ist

$J_0 = [y_0 + y_1 + \dots + y_{40} - 0,5(y_0 + y_{40})]^{1/40}$ 4) Ähnliche Gleichungen ergeben sich für J_{\square} und J_{\circ} . Mittels Gleichung 2) berechnet man dann die Lichtströme Φ_0, Φ_{\square} und Φ_{\circ} .

b) *Rein rechnerisches Verfahren.* Sind die mittleren Lichtstärken $J(\vartheta)$ unter den Winkeln $\vartheta = 0, \alpha, 2\alpha, 3\alpha \dots 2n\alpha$ ($= 180^\circ$) gemessen oder aus der Lichtverteilungskurve entnommen, so ist *annäherungsweise*

$$J_0 = [J(\alpha) \sin \alpha + J(2\alpha) \sin 2\alpha + \dots + J(\{2n-1\}\alpha) \sin \{2n-1\}\alpha] \pi/4n \dots 5)$$

Ist beispielsweise $\alpha = 15^\circ$, so wird $n = 6$, demnach $\{2n-1\}\alpha = 165^\circ$.

Von Gleichung 5) wird bei den Meridianapparaten (s. „Lichtstrommesser“ A) Gebrauch gemacht.

8. **Lichtstromkurve.** Der Lichtstrom, welchen eine Lichtquelle, z. B. die durch Fig. 6 gekennzeichnete, in einen kegelförmigen Raum aussendet, dessen Achse die nach unten gehende Vertikale und dessen halber Öffnungswinkel gleich der Poldistanz ϑ ist (räumlicher Winkel $4\pi \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$), ist

$$\Phi_{\vartheta} = 2\pi \int_0^{\vartheta} J(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$$

also, wenn man wieder wie in Nr. 7 $\cos \vartheta = x$ setzt,

$$\Phi_{\vartheta} = 2\pi \int_x^1 J(\vartheta) dx.$$

Das Integral ist gleich dem Inhalt der Fläche AabC (Fig. 8), den man entweder planimetrisch messen oder mittels der zu den Abszissen 100, 95, 90... gehörigen Ordinaten berechnen kann. Das Integral ist beispielsweise für $\vartheta = 0$ gleich Null, für $\vartheta = 90$ bzw. 180° gleich dem Inhalt von AODC bzw. ABEC. Bestimmt man für die einzelnen ϑ , unter denen $J(\vartheta)$ gemessen ist, die entsprechenden Flächeninhalte, multipliziert diese Werte mit 2π

und trägt die so erhaltenen Lichtströme $\Phi_0 (= 0) \dots \Phi_{90} (= \Phi_{\square}) \dots \Phi_{180} (= \Phi_{\circ})$ in rechtwinkligen Koordinaten als Ordinaten zu den zugehörigen ϑ als Abszissen auf, so erhält man die der Fig. 8 entsprechende „Lichtstromkurve“ Fig. 9 (s. auch unter diesem Stichwort).

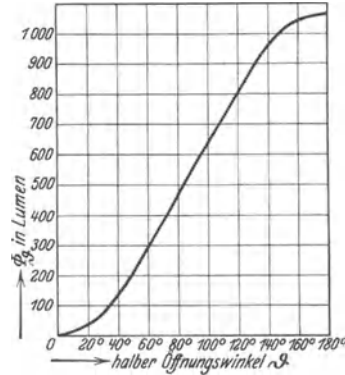


Fig. 9. Lichtstromkurve.

Von der Lichtstrommethode machen z. B. Bloch und Högner bei der Bestimmung der mittleren Beleuchtung Gebrauch (s. Beleuchtungstechnische Definitionen, Nr. 3). *Liebenthal.* Näheres zu Nr. 1 bis 7 s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn 1907.

Lichtstreuung, inkohärente, s. Ramaneffekt.

Lichtstrom, eine photometrische Größe. Definition s. Photometrische Größen und Einheiten, ferner Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 1; s. auch Photometrische Gesetze und Formeln. Berechnung s. Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 2. Messung s. Lichtstrommesser.

Lichtstromkugel s. Raumwinkel- und Lichtstromkugel nach Teichmüller.

Lichtstromkurve. Sie gibt in rechtwinkligen Koordinaten die Lichtströme in kegelförmige Räume, deren Achse die Vertikale ist, in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel an. (Definition nach den „Regeln und Normen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft für Licht, Lampen und Beleuchtung“; s. Licht und Lampe 1924, S. 395.) Siehe auch Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 8.

Liebenthal.

Lichtstrommesser. Die unter dem Stichwort „Lichtstärken-Mittelwerte“ in Nr. 7 angegebenen Methoden, die mittlere räumliche Lichtstärke J_0 oder den Gesamtlichtstrom $\Phi_0 = 4\pi J_0$ durch Messungen in vielen Richtungen aus den mittleren Lichtstärken $J(\vartheta)$ zu bestimmen, ist zeitraubend. Man hat deshalb Apparate konstruiert, welche durch eine einzige Messung oder doch durch nur wenige Messungen J_0 oder Φ_0 zu ermitteln gestatten.

A. Summierende Apparate.

Diese Apparate (Meridianapparate) stützen sich auf die in „Lichtstärken-Mittelwerte“ angeführte Annäherungsformel 5), nach welcher die mittlere räumliche Lichtstärke J_0 nicht der Summe der mittleren Lichtstärken $J(\vartheta)$ unter den Poldistanzen $\vartheta = \alpha, 2\alpha, 3\alpha \dots$, sondern der Summe aus den Produkten $J(\vartheta) \cdot \sin \vartheta$ proportional ist.

1. Blondel (1895) setzt die zu messende Lampe in eine vertikale Rosette von z. B. 24 Spiegeln, welche gegen die Achse der Rosette um je 45° geneigt sind; die Spiegel sind also längs eines Vollmeridians, und zwar unter den Poldistanzen $\vartheta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ \dots 180^\circ$ angeordnet. Die auf diese Spiegel fallenden Strahlen werden auf einen senkrecht zur Rosettenachse liegenden

als orthotrop angenommenen, durchscheinenden Photometerschirm geleitet. Die Schwächung von $J(\theta)$ proportional $\sin \theta$ erfolgt durch eine ziemlich komplizierte, auf dem Prinzip des rotierenden Sektors beruhende Vorrichtung.

2. Krüß (1908) bewirkt die Schwächung dadurch, daß jedem Spiegel ein kleines Objektiv nebst einer Blende zugeordnet ist, deren Öffnung dem zugehörigen $\sin \theta$ proportional ist.

3. Matthews (1900) benutzt, wie Fig. 1 zeigt, zwei Spiegelhalbkreise I und II. Die Spiegel von I (in der Figur sind nur zwei angegeben) reflektieren die von L (Mitte von I) ausgehenden Strahlen parallel zur Achse a_1, a_2 auf die entsprechenden Spiegel von II, und diese werfen sie senkrecht zur Achse nach dem Mittelpunkt von II auf den Photometerschirm P, der in der Ebene der beiden Durchmesser A_1 und A_2 liegt. Die unter irgendeinem θ ausgehenden Strahlen treffen P also unter dem Einfallswinkel $i = 90 - \theta$ (bzw. $\theta - 90$) und erzeugen auf P eine $\cos i = \sin \theta$ proportionale Beleuchtung.

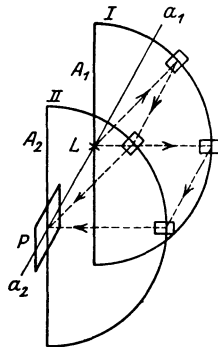


Fig. 1. Meridianapparat von Matthews.

sendet aus der Mitte einer innen geschwärzten, undurchsichtigen Kugel durch zwei gegenüberliegende Kugelzweiecke f und f' (von je 18°) Strahlen mittels der kleinen spiegelnden Zone ZZ' eines Umdrehungselleptoids auf eine Milchglasplatte G.

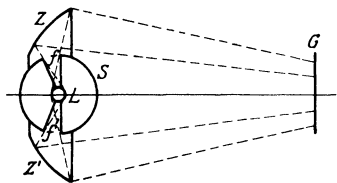


Fig. 2. Lumenmeter von Blondel.

Man bestimmt die Lichtstärke J von G in zu G senkrechter Richtung und berechnet daraus unter der Annahme, daß G eine orthotrope Substanz ist (s. „Photometrische Gesetze und Formeln“ Nr. 7 und 8) den durch f und f' ausgetretenen Lichtstrom Φ' mittels der Formel

$$\Phi' = CJ,$$

wo C eine Instrumentalkonstante ist. Da $f + f' = \frac{1}{10}$ der Oberfläche der Kugel S beträgt, erhält man den Gesamtlichtstrom Φ_0 durch eine einzige Messung Φ' als $\Phi_0 = 10\Phi'$, falls das Licht symmetrisch um die vertikale Lampenachse verteilt ist. Andernfalls muß man die Lampe zehnmal nacheinander um je 18° um ihre Achse drehen und die zehn Werte addieren.

5. Die Ulbrichtsche Kugel (1900). Sie hat vor den oben genannten Apparaten neben leichter Herstellbarkeit und größerer Genauigkeit den weiteren Vorzug, daß sie auch für Lampen mit größeren Abmessungen anwendbar ist und selbst für *axial unsymmetrische* Lampen J_0 durch eine Messung zu bestimmen gestattet. Sie hat deshalb alle übrigen Lichtstrommesser verdrängt.

Die Ulbrichtsche Kugel gründet sich auf den Satz, daß eine Lichtquelle, die sich in einer das $\cos \epsilon \cdot \cos i$ -Gesetz befolgenden und überall gleich stark diffus reflektierenden Hohlkugel an beliebiger Stelle befindet, die Innenwand mittels des indirekten,

d. h. vielfach reflektierten Lichtes an allen Stellen gleich stark und zwar proportional der mittleren räumlichen Lichtstärke J_0 beleuchtet.

Eine undurchsichtige, innen mattweiße ($\frac{1}{2}$ bis 3 m weite) Hohlkugel (Fig. 3) besitzt eine durch eine Milchglasplatte F verschlossene Öffnung; die Blende B verhindert, daß direktes Licht von der zu messenden Lampe L auf F fällt. Die beiden Seiten der Blende sowie die Lampen- und Blendenhalter sind ebenfalls mattweiß. Alsdann leuchtet die Außenseite von F mit einer Lichtstärke J und einer Flächenhelle e , welche der Beleuchtung E der Innenseite von F

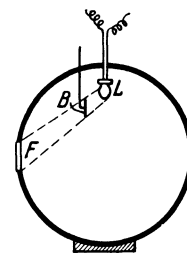


Fig. 3.

Ulbrichtsche Kugel. und demnach auch J_0 proportional sind. Ulbricht bestimmte J ; ein Übelstand dieser Methode ist, daß man zur Erzielung eines möglichst hohen J eine verhältnismäßig große Öffnung F wählen muß. Besser ist es e zu messen; benutzt man z. B. ein Universalphotometer von Brodhun und macht die Sektoreinstellung f , so erhält man J_0 aus $J_0 = Cf$.

Die Instrumentalkonstante C wird mittels einer Glühlampe L' bestimmt, deren mittlere räumliche Lichtstärke J'_0 nach der alten Methode durch viele Messungen mit anschließender Rechnung ermittelt ist. Ist f' die sich hierbei ergebende Sektoröffnung, so ist $C = J'_0/f'$.

Hierbei wird vorausgesetzt, daß L und L' gleichfarbig sind. Andernfalls begeht man wegen der selektiven Eigenschaften des Milchglases (s. Milchglas) einen Fehler, und zwar erhält man, wenn L' rötlicher als L ist, für J_0 einen zu kleinen Wert. Von diesem Fehler macht man sich frei, wenn man das Milchglas entfernt und die gegenüberliegende Kugelwand photometriert, nachdem man diese Stelle gegen L abgeschirmt hat. Allerdings ist dieses Verfahren meistens nur für kleinere J_0 anwendbar.

Man kann mit der Ulbrichtschen Kugel auch die mittlere untere hemisphärische Lichtstärke J_\square messen, wenn man durch den oberen Teil der Kugel einen horizontalen Schnitt führt und die abgeschchnittene Kalotte entfernt oder sie wieder an die alte Stelle zurücksetzt, nachdem man die innere Fläche geschwärzt hat. Punktförmige Lichtquellen bringt man genau in die Schnittebene; bei Lichtquellen von größeren Abmessungen hat man eine bestimmte Eintauchtiefe zu wählen, wobei man sich des Ulbrichtschen „Lichtschwerpunktsuchers“ bedient.

Liebenthal.

Näheres zu Nr. 1 bis 5 s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn 1907; zu Nr. 5 s. ferner Ulbricht, Das Kugelphotometer R. Oldenbourg, München und Berlin 1920.

Lichttechnik, eine erst mit den Fortschritten auf dem Gebiete der Leuchttechnik und Beleuchtungstechnik entstandene Technik. Sie umfaßt die folgenden drei Gruppen:

1. *Leuchttechnik*. Sie beschäftigt sich mit der Erzeugung des Lichtes (Lichtquellen), der Armaturen und Lampen.

2. *Beleuchtungstechnik*. Sie beschäftigt sich mit der Anwendung des Lichtes zu Beleuchtungsmessungen. (Wahl und Verteilung der Lampen im zu beleuchtenden Raum, sowie Heranziehung von Decken und Wänden, Rücksichtnahme auf Zweckmäßigkeit, Wirtschaftlichkeit, Sicherheit, Gesundheit, Schönheit; s. „Leitsätze“. Bei natürlichem

Licht [Tageslicht]: Verwendung von Tageslichtreflektoren, Anordnung von Fenstern u. dgl.).

3. *Photometrie*. Sie beschäftigt sich mit der Messung des Lichtes. Die Photometrie im engeren Sinne befaßt sich mit der Messung der photometrischen Größen mittels des Auges und mit der Berechnung dieser Größen (s. „Photometrische Größen und Einheiten“; „Lichtstärken-Mittelwerte“). Über die zur Messung dienenden Lichteinheiten, Meßapparate, Messungs- und Berechnungsmethoden siehe „Einheitslichtquellen“, „Zwischenlichtquellen“; ferner „Photometer“, „Photometerbank“, „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“, „Photometrie im Spektrum“; „Lichtschwächungsmethoden“ und „Photometrische Gesetze und Formeln“. Die Photometrie im weiteren Sinne befaßt sich u. a. mit Lichtmessungen unter Benutzung objektiver Strahlungsmesser (s. „Photometrie, objektive“), mit wirtschaftlichen Fragen (s. „Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen“), mit den wissenschaftlichen Grundlagen der Lichterzeugung (s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 2 und 3). *Liebenthal*.

Lichttelephonie. Werden dem Gleichstrom eines elektrischen Lichtbogens mit möglichst langer Gastrecke die Ströme eines Mikrophons, in das hinein gesprochen wird, überlagert, so schwankt nicht nur das Volumen des Lichtbogens im Rhythmus der Sprache (sprechender Lichtbogen s. d.), sondern auch seine Helligkeit. Wird also das Licht des Bogens durch einen Hohlspiegel parallel gemacht und mittels eines zweiten in einigen Kilometern Entfernung aufgestellten Spiegels aufgefangen und auf eine Selenzelle (s. d.) konzentriert, die mit einer Batterie und einem Stromkreis verbunden ist, so sind im Telephon die am Aufgaborte in das Mikrophon hineingesprochenen Worte zu hören. Durch die drahtlose Telegraphie hat die Lichttelephonie an Bedeutung verloren.

Güntherschulze.

Lichttheorie, elektromagnetische s. Maxwell'sche Theorie.

Lichtverteilungskurve. Sie gibt die mittleren Lichtstärken unter den verschiedenen Ausstrahlungswinkeln gegen die Vertikale an. Sie wird in Polarkoordinaten winkelgetreu und mit gleichmäßig geteilter Lichtstärkenskala dargestellt; die Ausstrahlungswinkel sind von der nach unten gerichteten Vertikalachse an zu rechnen. In besonderen Fällen können die Lichtstärken unter Hinweis hierauf logarithmisch aufgetragen werden. (Nach den „Regeln und Normen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft für Licht, Lampen und Beleuchtung“, Licht und Lampe 1924, S. 395). Siehe auch Lichtstärken-Mittelwerte Nr. 6.

Die Kurve wird auch Kurve der räumlichen Lichtverteilung, Lichtausstrahlungskurve, Polar-kurve genannt. *Liebenthal*.

Lichtweg = Optische Weglänge s. Optische Figur.

Lichtzerstreuung s. Anomale Dispersion, Dispersion.

Liderung s. Rohrkonstruktion.

Lieben-Röhre, elektrische Entladungsröhre mit Glühkathode und Elektronenleitung (langsame Kathodenstrahlen), im Vakuum oder mit Hinzukommen von Gasionisation, zum Zwecke der Verstärkung von schwachen Wechselströmen, etwa der Telegraphie oder Telephonie (R. v. Lieben). Die älteste Ausführung (1905) arbeitete mit einem

Kathodenstrahlenbündel, das einer Anode mehr oder weniger zugeführt wurde, und zwar mittels Spulen oder elektrischer Feldkörper, die von dem zu verstärkenden Strom gespeist wurden. Der verstärkte Strom entstand in der Anodenleitung. Später wurde eine andere Type sehr zahlreich verwendet, die in einer Glasröhre eine zickzackförmige Glühkathode aus Platinband mit Oxydbelag, eine Anode von ca. 220 V Spannungsdifferenz und eine zwischen beiden, quer durch die gesamte Entladungsbahn liegende durchbrochene dritte Elektrode, das Gitter, enthält. In der Röhre ist Quecksilberdampf (aus einem innenliegenden Amalgamstück stammend) enthalten, in dem sich eine Glimmentladung ausbildet. Die Arbeitsweise der Lieben-Röhre ist: im Kathodenraum entsteht durch das Feld des Glühbandes (30 V) eine leuchtende Entladung um die Glühkathode, außerdem entsteht zwischen Gitter und Anode eine gut ausgebildete selbständige Glimmentladung, die einen Kathodendunkelraum und negatives Glimmlicht am Gitter aufweist. Die Stromstärke dieser Entladung ist sehr stark abhängig von der Zufuhr von Elektronen und sonstigen Trägern aus dem Glühkathodenraum durch das Gitter hindurch in den Dunkelraum, welche durch Änderung der Spannung des Gitters gegen die Kathode ebenfalls stark geändert wird, und zwar bringt eine positive Gitterspannung einen größeren Strom hervor, so daß wohl hauptsächlich die Zufuhr von Elektronen wichtig ist. Zu einer Änderung der Gitterspannung ist sehr viel weniger Energie nötig, als man gleichzeitig aus dem Anodenkreis durch dessen Stromänderung entnehmen kann, wobei ferner die Anodenstromänderung der zugeführten Gitterspannung in gewissen Grenzen proportional ist. Hierin besteht der Verstärkungsvorgang. Um im empfindlichsten und gleichzeitig proportionalsten Teile der Charakteristik (Strom-Spannungskurve) zu arbeiten, gibt man dem Gitter eine ausprobierte Gleichspannung gegen die Glühkathode.

Die Lieben-Röhre ist, wie alle Verstärker, fähig, Schwingungen zu erzeugen, und zwar durch Anwendung der „Rückkopplung“ (s. auch Verstärker-röhre, Senderröhre und Rückkopplung).

H. Rukop.

Näheres s. R. Lindemann und E. Hupka, Arch. f. Elektr. 3, 49, 1914.

Liesesgeige s. Streichinstrumente.

Liesegang'sche Schichtungen. Überschichtet man ein Gel, in welchem ein Salz gelöst ist, mit der wässrigen Lösung eines anderen Elektrolyten, welcher mit dem ersten ein Niederschlag bildet, so erfolgt die Bildung eines Niederschlages im Gel in periodischer Weise. Diese Schichten heißen Liesegang'schen Ringe. Für die Erscheinung hat W. Ostwald eine Theorie gegeben, wonach im Gel zunächst übersättigte Lösungen des gebildeten Elektrolyten vorhanden sind. Erfolgt dann beim Überschreiten einer gewissen Konzentrationsgrenze die Fällung, so diffundieren die Ionen von beiden Seiten zu der Keimbildungsstelle, wodurch die nachfolgende Schicht an Ionen verarmt und ein Niederschlag daselbst sich nicht ausbildet. Durch Weiterschreiten der Diffusion in der ursprünglichen Richtung im Gel wiederholt sich dann der Vorgang immer von neuem. Trotz mancherlei Einwände gegen die Theorie wird dieser Gedankengang im wesentlichen wohl das Richtige treffen. Neuerdings wurde die Theorie besonders nach kolloidchemischen Gesichtspunkten umgestaltet. Der gebildete Elek-

trolyt soll zunächst in Solform vorhanden sein und dann periodisch flocken.

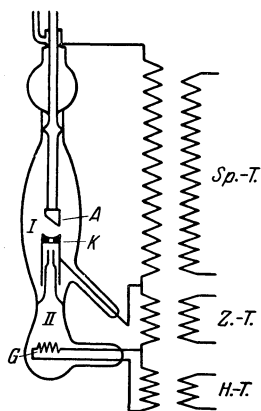
Als typisches Beispiel sei die Bildung von Silberchromat aus Kaliumbichromat und Silbernitrat erwähnt.

Auch quantitativ wird die Erscheinung untersucht, indem man die zunehmende Entfernung der benachbarten Schichten, ferner die zwischen der Bildung benachbarter Schichten verflossenen Zeiten bestimmt. Für diese sind schon verschiedene Formeln aufgestellt worden.

Nach Liesegang erfolgt die Zeichnung der natürlichen Achate nach demselben Mechanismus, auch sollen Schichtungen, denen man in der Pflanzenwelt vielfach begegnet, auf ähnlicher Grundlage beruhen. Diese Folgerungen sind jedenfalls mit Vorsicht anzuwenden. *A. Gemant.*

Lilie. Bezeichnung der Nordmarke beim Schiffskompaß (s. Kompaß).

Lilienfeldröhre. Die erste praktisch brauchbare Glühkathodenröntgenröhre, erfunden von Lilienfeld. Der Gedanke, Glühkathoden in Röntgenröhren zu verwenden, wurde im Laboratorium zuerst von Wehnelt und Trenkle (Ber. d. phys. med. Soc., Erlangen, Bd. 37, S. 312; 1905) verwirklicht. Dabei ergab sich aber, daß die Glühkathoden das Anlegen der für die Röntgenstrahlerzeugung nötigen hohen Spannungen auf die Dauer schlecht vertrugen. Lilienfeld umging diese Schwierigkeit, indem er den Entladungsraum der Röhre in zwei Teile I und II teilte, die durch die durchbohrte Kathode K voneinander getrennt sind.



Lilienfeldröhre.

Der Raum II enthält die Glühkathode G, die durch den Heiztransformator H.-T. geheizt wird. Zwischen der eigentlichen Kathode K und dem Glühdraht G liegt ein zweiter Transformator Z.-T. (Zündtransformator), welcher den Glühelktronen eine Beschleunigung durch eine regulierbare Spannung von der Größenordnung von einigen hundert Volt erteilt. Hierdurch werden die Elektronen in die Bohrung der Kathode K hineingetrieben und lösen dort sekundäre Elektronen in großer Zahl aus, die durch die Bohrung hindurch in den eigentlichen Entladungsraum I gelangen. Hier werden sie von dem Felde des Hochspannungstransformators Sp.-T. erfaßt und mit großer Geschwindigkeit gegen die Antikathode A bewegt. Die Regulierung des Entladestromes und damit der Röntgenstrahlenintensität erfolgt durch Verändern der Zündspannung. Je höher diese ist, desto mehr sekundäre Elektronen werden ausgelöst und desto größer wird der Röhrenstrom. Heute ist die Lilienfeldröhre meist durch die einfachere und dabei gleich leistungsfähige Coolidgeöhre (s. d.) verdrängt. *Behnken.*

Lilienthalsche Charakteristik s. Polardiagramm.

Liliputsterne s. Russelldiagramm.

Limitvolumen s. Grenzvolumen.

Lindeverfahren der Luftverflüssigung s. Verflüssigung.

Lineare Ausdehnung = Längsausdehnung s. Ausdehnung durch die Wärme.

Linearbolometer. Sehr schmales Bolometer (s. d.) zur quantitativen Messung von Spektrallinien, besonders zur Erforschung der ultraroten Emissionsspektren (Langley, Paschen). *Gerlach.*

Linearthermosäule s. Linearbolometer (s. auch Thermosäule).

Linie, elastische s. Biegung.

Linienabbildung (Optik). Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Jeder Punkt der Dinglinie wird in einem Punkt der Bildlinie abgebildet. Eine scharfe Abbildung ist nur bei Erfüllung gewisser Bedingungen möglich (s. Sinusbedingung, Kosinusbedingungen).

2. Die Bildlinie entspricht der Dinglinie (abbildbaren Linie), ohne daß einzelne Punkte einander entsprechen (Gullstrand), s. den Artikel „Optische Abbildung“. *H. Boegehold.*

Linienblitz s. Blitz.

Linienintegral der magnetischen Feldstärke.

In einem Raum möge eine magnetische Feldstärke \mathfrak{H} herrschen, die von Punkt zu Punkt variieren kann. Wir denken uns in diesem Raum eine geschlossene Kurve s von irgendwelcher Gestalt konstruiert, die sich aus lauter kleinen Teilchen ds zusammensetzen möge. Bilden wir nun für jedes derartige Kurventeilchen die in seine Richtung fallende Komponente der Feldstärke \mathfrak{H}_s , so versteht man unter der Summe aller Produkte $\mathfrak{H}_s ds$ über die ganze Kurve, also unter $\int \mathfrak{H}_s ds$ das Linienintegral der magnetischen Feldstärke. Dies ist Null, wenn die Kurve keine elektrischen Ströme umschließt, dagegen $4\pi NJ$, wenn sie mit N -Strömen von der Stärke J verkettet ist. Die Formel leistet gute Dienste, namentlich bei der Berechnung des Feldes von Spulen; auch der magnetische Spannungsmesser (s. d.) beruht darauf. *Gumblich.*

Linienpektrum s. Spektrum.

Linse, ein von zwei brechenden Flächen, gewöhnlich Kugelflächen, begrenzter durchsichtiger Körper. Die seitliche, optisch nicht wirksame Begrenzung kann sehr verschieden sein. Zuweilen wird das Wort in etwas allgemeinerem Sinne gebraucht: Verkittete Linse, Doppellinse usw. Vgl. auch die Artikel: Gaußsche Abbildung, Optische Abbildung, Sphärische und Farbenabweichung, Satzobjektive, Universalobjektive u. a. *H. Boegehold.*

Linsenastigmatismus s. Brille.

Liouvillescher Satz. Im Phasenraum (s. Ergodenhypothese) eines Gases sei ein Gebiet G gegeben; dann führt von jedem Punkt des Gebietes nur eine einzige Bahnkurve weiter, weil die mechanischen Gleichungen die Bewegung vorschreiben. Nach einer gewissen Zeit ist deshalb das Gebiet G in ein Gebiet G' übergeführt; der Liouvillesche Satz besagt nun, daß dem Volumen nach gemessen $G = G'$. Die Phasenbewegung verhält sich also wie die Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit. *Reichenbach.*

Lippenpfeife s. Pfeifen.

Lippische Methode zur Bestimmung der Rotationsdispersion s. Rotationsdispersion.

Lippische Polarisator-Vorrichtung s. Polarisator.

Lippmannsche Farbenphotographie s. stehende Lichtwellen.

Lippmannsche Schichten s. Farbenphotographie.

Liquid Barretter. Amerikanischer Name für die Schölmilchzelle (s. d.). *Güntherschulze.*

Liquidogen. Nach einer Theorie von de Heen und Dwelshauvers-Dery, welcher später von Traube wieder aufgenommen und erweitert wurde, befindet sich für jede Temperatur in der flüssigen, sowie in der gasförmigen Phase ein bestimmtes Mengenverhältnis gasogener und liquidogener Moleküle im Gleichgewicht. Dabei sind die liquidogenen Moleküle, die Liquidonen, als einfache Moleküle gedacht, die gasogenen Moleküle oder Gasonen als komplexe Moleküle. Die Flüssigkeiten sind anzusehen als Lösungen gasogener Teilchen in der liquidogenen Phase, gesättigte Dämpfe als Lösungen liquidogener Teilchen in der gasogenen Phase.

Henning.

Lissajous-Figuren veranschaulichen die Zusammensetzung von Schwingungen verschiedener Richtung. Besonders wichtig und lehrreich ist der Fall, daß die Schwingungen senkrecht zueinander gerichtet sind.

Zur Demonstration bedient man sich mit Vorliebe zweier Stimmgabeln, die an je einem Schenkel einen kleinen Spiegel tragen, dessen Ebene parallel der Schwingungsrichtung ist. Die beiden Stimmgabeln werden so aufgestellt, daß ihre Schwingungsebenen senkrecht zueinander stehen. Durch eine kleine Öffnung fällt ein Lichtbündel auf den Spiegel der ersten Gabel, wird von diesem auf den Spiegel der zweiten Gabel und von diesem auf den Projektionsschirm reflektiert. Vermittels einer Linse wird die Öffnung auf dem Schirm scharf abgebildet. Dieses Lichtbild stellt den schwingenden Punkt dar. Schwingt eine Gabel allein, so wird der Lichtfleck in eine gerade Linie auseinander gezogen, schwingen beide gleichzeitig, so erhält man im allgemeinen eine komplizierte Figur.

Haben beide Schwingungen gleiche Periode und Amplitude, so resultiert je nach der Phase eine gerade Linie (Phase 0, π , 2π), ein Kreis (Phase $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$) oder eine Ellipse (zwischenliegende Phasen). Ist das Verhältnis der Schwingungszahlen nicht mehr 1:1, aber auch noch ein Verhältnis ganzer Zahlen, so resultieren andere, kompliziertere Figuren, deren Form bei jedem gegebenen Schwingungszahlenverhältnis noch von den relativen Amplituden und der Phase abhängt.

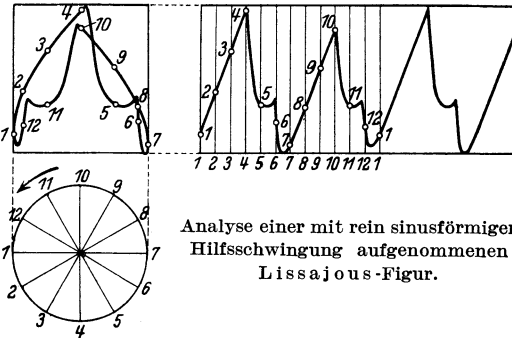
Wird jetzt das Intervall ein wenig verstimmt, so „steht“ die Figur nicht mehr, sondern durchwandert, entsprechend der allmählichen Änderung der Phase, alle dem betreffenden Intervall zukommenden Figuren. Der ganze Zyklus der Figuren ist durchlaufen, wenn sich die Phase von 0 auf 2π geändert hat. Hierdurch bietet die Beobachtung der Lissajous-Figuren ein Mittel, um schon äußerst geringfügige Verstimmungen eines Intervalles (s. d.) aufzudecken und zu messen.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Melde, Die Lehre von den Schwingungskurven. Leipzig 1864.

Analyse der Lissajous-Figuren. Lissajous-Figuren ergeben sich bei der Zusammensetzung zweier periodischer Bewegungen, welche nicht in gleicher Richtung erfolgen. Man erhält sie z. B. mit einem Lichtstrahl, welcher von zwei auf je einer schwingenden Stimmgabel befindlichen Spiegeln reflektiert wird, oder beim Braunschen Rohr, wenn auf den Kathodenstrahl zwei Ablenkungsfelder wirken. Durch die Analyse Lissajousscher Figuren gewinnt man die Kurvenform der Schwingungen. Die Frequenzen der beiden Schwingungen müssen einander gleich sein oder in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen, da sich sonst statt eines geschlossenen Kurvenzuges eine Fläche ergibt, die sich nicht analysieren läßt. Im allgemeinen wählt man die Anordnung so, daß die Ab-

lenkungen des Strahles durch die beiden Schwingungen senkrecht zu einander erfolgen. Während die eine Ablenkung von der Schwingung hervorgerufen wird, deren zeitlichen Verlauf man ermitteln will, ist die andere eine zur Analyse erforderliche Hilfsablenkung. Man erzeugt sie entweder mit einer Schwingung, deren Abhängigkeit von der Zeit bekannt ist (z. B. eine reine Sinusfunktion) oder nach einer von F. F. Martens angegebenen Methode, mit einer Schwingung, welche dem zeitlichen Differentialquotienten der unbekanntenen Schwingung proportional ist. Bei rein sinusförmiger Hilfsschwingung erhält man die Überführung der geschlossenen Lissajous-Kurve in eine periodische Funktion der Zeit mit Hilfe eines sinoidal geteilten Maßstabes. In der Abbildung ist als Beispiel eine derartige Analyse durchgeführt. Unterhalb der Lissajous-Figur



Analyse einer mit rein sinusförmiger Hilfsschwingung aufgenommenen Lissajous-Figur.

(Ablenkung durch die Hilfsgröße in Richtung der Horizontalen) zeichnet man einen Kreis, dessen Durchmesser gleich der Breite der Figur ist und teilt den Umfang des Kreises in eine Anzahl gleicher Abschnitte (z. B. 12). Durch die Teilpunkte sind Senkrechte zu legen, die die Lissajous-Figur in den Punkten 1–12 schneidet. Trägt man dann die Abstände der Schnittpunkte von der Grundlinie als Ordinaten über einer in gleiche Teile geteilten Abszissenachse auf, so erhält man die gesuchte Kurve.

Bei der Martensschen Methode kann man für die eine Koordinate setzen:

$$y = f(t)$$

dann ist die andere Koordinate:

$$x = \frac{1}{\beta} f'(t)$$

wo β eine Konstante ist. Daraus folgt:

$$\beta dt = \frac{dy}{x}$$

Man kann also bis auf den konstanten Faktor β die Zeit dt berechnen, welche der Lichtfleck gebraucht, um das Kurvenstück zu durchlaufen, dessen Projektion auf die y -Achse gleich dy , dessen mittlerer Abstand von der y -Achse gleich x ist. Bei der Ausführung verfährt man zweckmäßig so, daß man für eine Anzahl nahe benachbarter Punkte 1, 2, 3, . . . k usw. die Ordinaten $y_1, y_2, y_3, \dots, y_k$ usw. und die Abszissen $x_1, x_2, x_3, \dots, x_k$ usw. bestimmt und dann nach der Gleichung:

$$\beta t_k = \sum_{2}^k \frac{y_k - y_{k-1}}{\frac{1}{2}(x_k + x_{k-1})}$$

für alle Punkte k die Zeit t_k berechnet, zu welcher der Lichtfleck die Stellung k hat. Für den Punkt 1 ist die Zeit $t = 0$ gesetzt. Erstreckt man die rechtsstehende Summe über alle Stücke der in sich geschlossenen Lissajous-Figur, so erhält man das

Produkt aus der Konstanten β und der Periodendauer T .

E. Alberti.

Listingsches Gesetz. Im Listingschen Gesetz ist ausgesprochen, unter welchen Bedingungen Augenbewegungen, bei denen die Gesichtslinie eine ebene Fläche im Außenraum beschreibt, ohne und unter welchen sie mit einer gleichzeitigen Rollung des Bulbus um die Gesichtslinie verlaufen. Gemeinsam ist den beiden Gruppen von Fällen, daß die Drehungsachse, um die die Exkursion der Gesichtslinie erfolgt, der Äquatorialebene des Bulbus angehört und gegenüber den Hauptschnitten des Kopfes eine während der ganzen Bewegung unveränderlich feste Lage hat. Während sie aber beim Fehlen einer Rollung auch zu den Hauptschnitten der Netzhaut ihre Lage unverändert behält, ist dies, wenn die Bewegung mit einer Rollung verknüpft ist, nicht der Fall; die Bewegung erfolgt dann um „Augenblicksachsen“, deren Orientierung gegenüber der Netzhaut in jedem kleinsten Teilchen der fortschreitenden Augenbewegung eine andere ist. Das Listingsche Gesetz sagt nun aus, daß es nur eine Stellung des Auges gibt, von der aus geradlinige Bewegungen nach allen Seiten hin ohne Rollung um die Gesichtslinie verlaufen. Man bezeichnet diese Augenstellung als die Primärstellung (sie ist annäherungsweise beim Blick geradeaus in die Ferne gegeben), jede von ihr aus auf gerader Bahn, einer sog. primären Bahnebene, erreichbare neue Stellung als Sekundärstellung des Auges. Von einer Sekundärstellung aus sind geradlinige Bewegungen ohne gleichzeitige Rollung nur innerhalb der primären Bahnebene möglich, der sie selbst angehören; jede Bewegung dagegen, bei der die Gesichtslinie die primäre Bahnebene verläßt, ist mit einer Rollung verbunden, und die hierbei erreichte Augenstellung ist wiederum als eine Sekundärlage charakterisiert, da von ihr aus beim Durchlaufen ihrer primären Bahnebene z. B. die Primärstellung wiederum ohne Rollung um die Gesichtslinie erreicht wird. Da durch die beim Übergang von einer Sekundärlage in die andere erfolgende Rollung die Hauptschnitte der Netzhaut sich so orientieren, wie es sich ergäbe, wenn dieselbe Sekundärlage von der Primärstellung aus durch Bewegung ohne Rollung herbeigeführt würde, so gipfeln die erwähnten Gesetzmäßigkeiten in praktischer Hinsicht in der Verwirklichung des Prinzipes der leichtesten Orientierung, wie es das Donderssche Gesetz (s. d.) ausspricht. Die Begründung des Listingschen Gesetzes ist sowohl auf experimentellem wie auf mathematisch-geometrischem Wege durchgeführt worden. *Dittler.*
Näheres s. O. Fischer, Med. Physik, S. 218 ff. Leipzig 1913.

Lithosphäre heißt diejenige Schicht des Erdkörpers, die sich von der Oberfläche bis zu 1200 km Tiefe erstreckt und aus denjenigen Elementen besteht, die bei der Abkühlung des Erdkörpers zum größten Teile in der sich absondernden Silikatschmelze verblieben sind (*Lithophile* Elemente). Dies sind z. B. Sauerstoff, Silizium, Titan, die Halogene, die Alkali-, Erdalkali- und Erdmetalle, Chrom, Tantal, Wolfram, Uran usw. Die Lithosphäre zerfällt in eine obere Schicht bis zu 120 km Tiefe vom spezifischen Gewicht 2,8 (auch *Sial* genannt) deren Zusammensetzung im Durchschnitt der des Gesteins *Opdalit* entspricht (62,25% SiO₂, 0,94% TiO₂, 15,15% Al₂O₃, 0,96% Fe₂O₃, 4,49% FeO, 0,07% MnO, 3,92% MgO, 4,47% CaO, 3,30% Na₂O,

3,50% K₂O, 0,57% H₂O, 0,16% P₂O₅, 0,06% BaO, 0,04% S, 0,06% Cl). Die darunterliegende Schicht, die von 120—1200 km Tiefe reicht, hat das spezifische Gewicht 3,6—4,0; ihre mittlere Zusammensetzung entspricht der des Gesteins *Eklogit* (46,26% SiO₂, 0,28% TiO₂, 14,45% Al₂O₃, 4,41% Fe₂O₃, 5,82% FeO, 11,99% MgO, 11,66% CaO, 2,45% Na₂O, 1,51% K₂O, 1,10% H₂O). Die Grenze zwischen der Opdalit- und Eklogitzone entspricht der isostatischen Ausgleichsfläche und der Ausgleich besteht in der Umwandlung der beiden sehr verschieden dichten Gesteinsarten ineinander.

Die Zusammensetzung der allerobersten Erdschicht (bis zu etwa 16 km Tiefe) ist nach Washington, Clarke und G. Berg die folgende:

Sauerstoff . . .	49,4%	Titan	0,58%
Silizium	25,8%	Phosphor . . .	0,12%
Aluminium . . .	7,5%	Wasserstoff . .	0,88%
Eisen	4,7%	Mangan	0,08%
Natrium	2,6%	Chlor	0,18%
Kalium	2,4%	Schwefel	0,05%
Magnesium . . .	1,9%	Kohlenstoff . .	0,08%

Die Zahlen stellen also praktisch die Häufigkeit des Vorkommens der chemischen Elemente auf der Erdoberfläche dar. Daß die Häufigkeit der Elemente im Durchschnitt des ganzen Erdkörpers grundsätzlich anders ist, geht schon daraus hervor, daß das spezifische Gewicht dieser Gesteinsdecke etwa 2,7 beträgt, während sich für die mittlere Dichte des Erdkörpers aus astronomischen Daten 5,52 ergibt. *Günther.*

Litzen. Für Ströme höherer Frequenz verwendete Leiter, welche aus zahlreichen, voneinander isolierten dünnen Einzeldrähten bestehen, die derartig verdrallt sind, daß selbst bei höchsten Frequenzen die Stromverteilung annähernd ebenso ist wie bei Gleichstrom, und die Widerstandserhöhungen gegenüber Gleichstrom auch bei enggewickelten Spulen erheblich reduziert ist. Es gibt hier einen günstigsten Querschnitt. In der Technik wird der Einzeldraht meist mit Emaille isoliert. Man geht bei Hochfrequenz nicht unter eine Drahtstärke von 0,07 mm. *A. Meißner.*

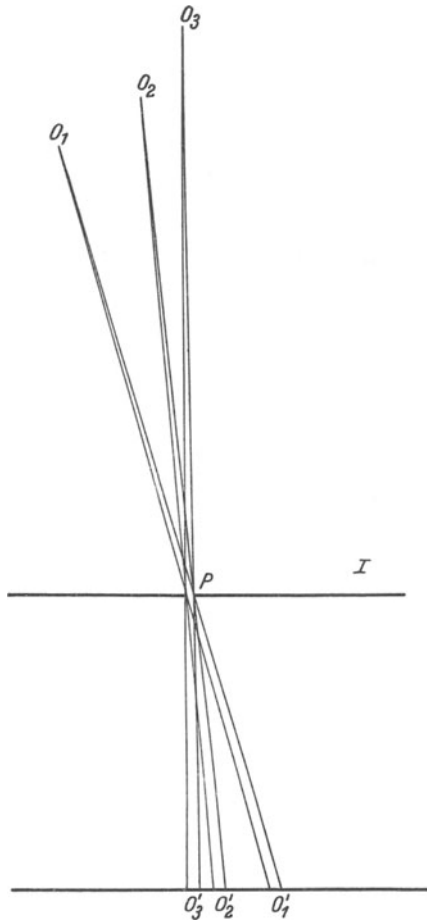
Näheres s. Rogowski, Arch. f. El. 1915, S. 61.

Lloydsche Waage s. Magnetische Waage.

Lochkammer, optische Vorrichtung, im Anfang des 16. Jahrhunderts von Leonardo da Vinci oder Papnutio angegeben. Eine kleine Öffnung P im Fensterladen eines verdunkelten Zimmers ließ von jedem Punkte O₁, O₂, O₃ außerhalb ein kleines Bündel Strahlen hindurchgehen, so daß dem Punkte auf der gegenüberliegenden Wand ein kleiner Fleck O₁', O₂', O₃' von gleicher Farbe und entsprechender Lichtverteilung entsprach. Da die Wand das Licht unregelmäßig zurückwirft, so entsteht eine perspektivische, spiegelverkehrte Wiedergabe des Gegenstandes; da einem Punkte aber ein Fleck entspricht, ist sie nicht deutlich. Ist die Tiefe des Zimmers größer, so wird die Darstellung größer, aber lichtschwächer. Eine Ausführung in kleinem Maßstabe besteht aus einem Rohr, das auf der einen Seite einen undurchsichtigen Deckel mit einer Öffnung, auf der anderen Seite einen durchscheinenden Deckel hat, auf dieser durchscheinenden Platte erscheint eine Darstellung der äußeren Gegenstände, die nicht spiegelverkehrt ist.

J. Kepler hat 1604 die Lochkammer ausführlich behandelt, namentlich untersucht, welchen Einfluß die Gestalt der Öffnung hat.

Die Lochkammer wurde damals zur Beobachtung von Sonnenfinsternissen, wohl auch zur Herstellung perspektivischer Zeichnungen benutzt. 1558 beschrieb indessen schon D. Barbaro die Linsenkammer, bei der in der Öffnung P sich eine Linse

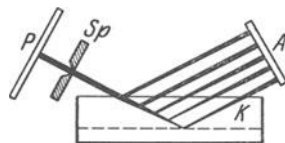


Die Lochkammer. O_1, O_2, O_3 der Gegenstand, I der Laden oder undurchsichtige Deckel, O'_1, O'_2, O'_3 die Wiedergabe auf der Auffangfläche. Nach H. Boegehold, Geometrische Optik. Borntraeger 1927.

befindet, die auf der Rückwand ein Bild entwirft. Da hier wenigstens für einen Teil des Gegenstandes eine optische Abbildung eintritt, ist die Wiedergabe viel schärfer als bei der Lochkammer, deren Anwendung daher in der Folgezeit zurücktrat.

H. Boegehold.

Lochkameramethode nach Seemann. Methode der Röntgenspektrometrie, bei welcher die Anordnung



Lochkameramethode (Seemann).

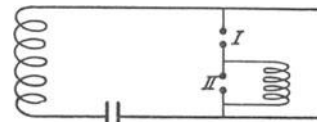
so getroffen ist, daß der die Linie ausblendende Spalt sich nicht wie bei den gewöhnlichen Anordnungen zwischen der Röntgenstrahlenquelle und dem Kristall befindet, sondern zwischen dem Kristall und der photographischen Schicht. Dies hat, wie aus der Figur ersichtlich ist, den Vorteil, daß stets eine scharfe

Linie herausgeblendet wird, obwohl sich auch tiefer gelegene Schichten des Kristalles an der Reflexion beteiligen. Bei Anordnung des Spaltes vor dem Kristall werden die Linien besonders bei harten Strahlen unscharf in Form eines nach der kurzwelligen Seite hin allmählich verlaufenden Saumes. Die Lochkameramethode ist daher bei harten Strahlen von Vorteil. Behnken.

Lochsirene s. Sirene.

Löschdrossel. Anordnung zur Verbesserung der Löschwirkung der Serienfunkenstrecken, insbesondere bei Großstationssendern (s. Fig.).

Zur eigentlichen Funkenstrecke I, durch welche die maximale Aufladung des Kondensators begrenzt ist, wird eine zweite Funkenstrecke in Serie geschaltet, die für den Kondensatorladestrom durch eine Drossel überbrückt ist.



Löschdrossel.

Schlägt die Funkenstrecke I über, so liegt einen kurzen Moment die ganze Spannung an der Funkenstrecke II. Es schlägt demnach auch II über und die Hochfrequenz schwingt nun über alle Funkenstrecken I und II, die nun alle für den Löschvorgang mitwirken. Man erhält also bei derselben Aufladungsspannung des Kondensators erheblich größere Löschwirkung und muß zu festeren Kopplungen übergehen. Die einzelne Funkenstrecke ist bei derselben Energie entlastet und erwärmt sich weniger. A. Meißner.

Löschfunken. Umfaßt alle Methoden der Stoßerregung gekoppelter Kreise, bei welchen die Vorgänge im erregenden eine Funkenstrecke enthaltenden Primärkreis kürzer andauern als die dadurch hervorgerufenen Schwingungen des Sekun-

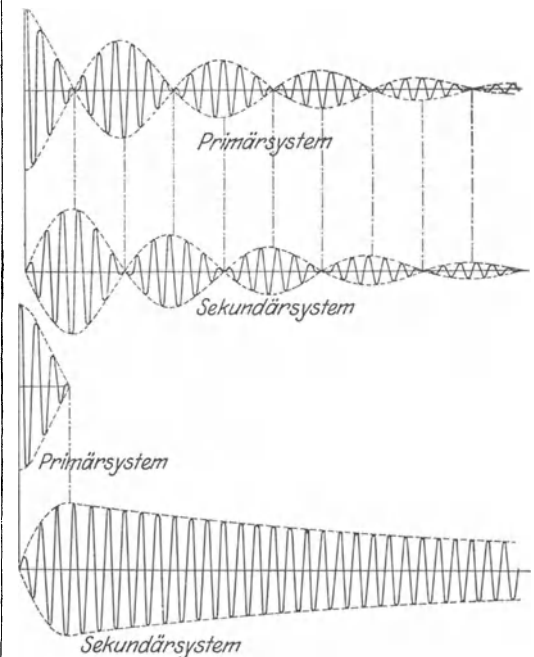


Fig. 1a, b, c, d. Verlauf der Schwingungen eines Löschfunken.

därkreises, so daß der primäre nach kurzer Zeit offen ist und dann der sekundäre Kreis mit fast der gesamten Energie des primären in seiner Eigenschwingung ausschwingt. Die Löschwirkung einer Funkenstrecke wird bei Benutzung der Braunschen Erregerschaltung leicht erhalten durch Nähern und gutes Kühlen der Elektroden sowie Serienschaltung mehrerer Funkenstrecken und Erhöhung der Kopplung zwischen den beiden Kreisen (10 bis 20%). Während der Verlauf der Schwingungen im primären und sekundären System bei einer gewöhnlichen Funkenstrecke derjenige der Fig. 1a und b ist, tritt bei Löschwirkung ein Abreißen der primären Schwingung nach der ersten Schwebung auf (Kurve c), der sekundäre Kreis schwingt dann mit seiner Eigendämpfung (Kurve d) aus. Die Dämpfung im sekundären System (Antenne)

ergibt sich zu $d_2 = d_{20} + \frac{\pi^2 k^2}{d_{01} - d_{02}}$ (k-Kopplung der Kreise), d. h. wenn die Dämpfung des primären Systems $d_{01} = \sim$ ist $d_2 = d_{20} =$ der Eigendämpfung des sekundären Systems. Mit zunehmender Kopplung zwischen Primär- und Sekundär-Kreis erhöht sich die Dämpfung des Erregerkreises, gleichzeitig verschiebt sich die Resonanzlage des Erregerkreises nach der längeren Welle, Fig. 2

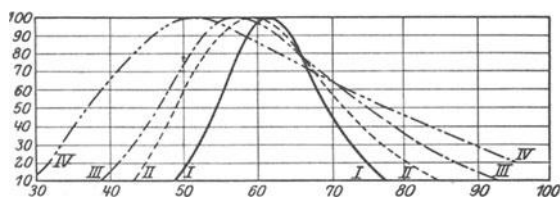


Fig. 2. Verschiebung der Resonanzlage des Erregerkreises.

(I, II, III und IV), bis dann bei noch festerer Kopplung als Kurve IV, Zweiwelligkeit auftritt. Die Abstimmung beider Kreise wurde bei der Kopplungsänderung nicht geändert. Konform mit der zunehmenden Dämpfung im Erregerkreis steigt der Strom in der Antenne und fällt wieder ab bei auftretender Zweiwelligkeit, d. h. für gute Löschwirkung ist charakteristisch das Vorhandensein einer günstigsten Kopplung.

Untersucht man die Vorgänge im Sekundärkreis bei Verkleinerung der Funkenstrecke mit dem Wellenmesser, so erhält man (Fig. 3) bei

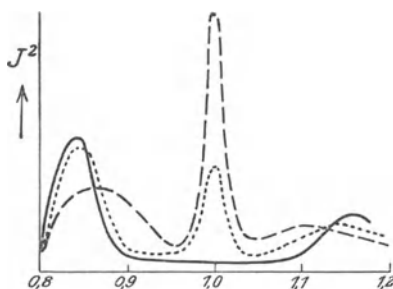


Fig. 3. Vorgänge im Sekundärkreis bei Verkleinerung der Funkenstrecke.

0,5 mm Abstand der Elektroden Zweiwelligkeit, bei 0,3 mm Dreiwelligkeit und bei 0,15 mm eine einzige Welle. Von den Partialwellen sind nur schwache

Ansätze vorhanden. Sind die Elektroden sehr gute Wärmeleiter, z. B. Silber- oder Kupfer-Platten, so verschwinden die Partialwellen vollkommen.

Der Wirkungsgrad der Stoßerregung beträgt 60—80%. Fig. 4 zeigt die in der Technik übliche

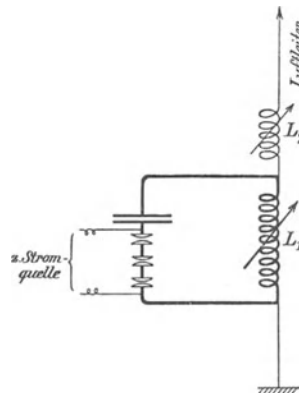


Fig. 4. In der Technik übliche Löschfunken-schaltung.

Schaltung; hier soll die Kopplung zwischen Antenne und Erregerkreis 18—20% sein, d. h. es muß

$k = \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} = 0,18 - 0,2$ $C_1 : C_2$ 1 : 20 sein. Die ausgesendeten Schwingungen haben besonders beim Arbeiten in der Eigenschwingung die ziemlich starke Dämpfung der Antenne. Eine Verminderung dieser Dämpfung kann dadurch erreicht werden,

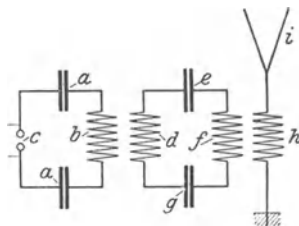


Fig. 5. Schaltung zur Verminderung der Dämpfung.

daß der Stoßkreis abc zunächst auf einen wenig gedämpften Zwischenkreis und dieser auf die Antenne (Fig. 5) wirkt. Zwischen Antenne und Zwischenkreis besteht dann die Beziehung wie beim Braunschen Sender mit loser Kopplung, d. h. die von der Antenne ausgesendeten Schwingungen können die kleine Dämpfung des Zwischenkreises haben.

B. Praktische Ausführung der Löschfunkenstrecken:

1. Geblasene Funkenstrecke. Elektroden: ein Metallrohr und eine Platte, durch das Rohr wird zentral ein starker Luftstrahl geblasen



Fig. 6. Plattenfunkenstrecke.

2. Plattenfunkenstrecke. Elektroden: Kupfer- oder Silber. Abstand $\frac{1}{10} - \frac{2}{10}$ mm (Fig. 6).

3. Rotierende Funkenstrecke (Fig. 7). Ein Kondensator wird geladen mit hochgespanntem Gleichstrom. Die Funken gehen über zwischen den Nocken

des mit etwa 100—200 m Umfangsgeschwindigkeit rotierenden Rades F und zwischen zwei langsam umlaufenden Scheiben, günstigste Kopplung 5—8%.

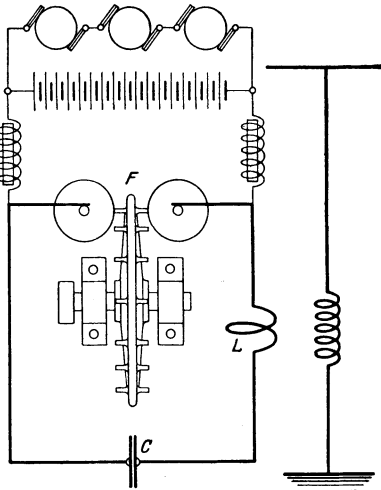


Fig. 7. Rotierende Funkenstrecke.

4. Quecksilber-Funkenstrecke, hochevakuierte Quecksilberlampe, der Funke geht über zwischen den Quecksilberelektroden r r, günstigste Kopplung 8—12% (Fig. 8).

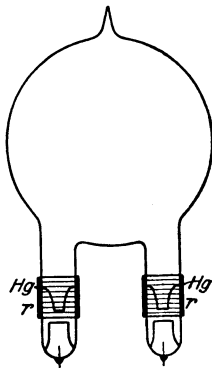


Fig. 8. Quecksilber-Funkenstrecke.

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 206.

Löschfunkenstrecke s. Löschfunken.

Löslichkeit. Die Fähigkeit zweier Stoffe, miteinander eine Lösung (s. d.) zu bilden, ist als ein Ausdruck ihrer gegenseitigen Affinität anzusehen. Über die Frage, ob ein bestimmter Stoff a in einem anderen Stoff b löslich ist oder nicht, kann vom Standpunkt der heutigen Wissenschaft aus keine

eindeutige Voraussage getroffen werden. Man ist daher lediglich auf empirisch festzustellende Regelmäßigkeiten angewiesen. Quantitative Beziehungen sind nur soweit bekannt, als sie die thermodynamischen Zusammenhänge zwischen dem Temperaturkoeffizienten der Sättigungskonzentration und der Lösungswärme betreffen, und soweit sie sich aus der Zustandsgleichung der gelösten Stoffe ergeben.

Als empirische Regel kann der Satz ausgesprochen werden, daß Körper von ähnlicher chemischer Konstitution ineinander löslich sind. Während Gase stets in jedem beliebigen Mischungsverhältnis eine homogene Phase bilden, ist indessen die vollständige gegenseitige Löslichkeit fester oder flüssiger Stoffe nicht immer bei allen Temperaturen möglich. Bei vielen Stoffen findet mit fallender Temperatur, bei einigen auch außerdem bei steigender Temperatur eine teilweise Entmischung statt derart, daß unterhalb bzw. oberhalb der kritischen Mischungstemperatur die Reihe der sich kontinuierlich mit dem Mischungsverhältnis ändernden Gemische für ein bestimmten Konzentrations-

bereich eine Mischungslücke aufweist. Eine qualitative, den Erfahrungen Rechnung tragende Theorie lieferte zuerst auf der Grundlage seiner Zustandsgleichung v. d. Waals.

H. Cassel.

Vgl. auch Phasenregel, Hydratation, Lösungen. Ferner sei auf die Monographie von V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung hingewiesen. Siehe auch die Lehrbücher, z. B. A. Eucken, Chemische Physik, Leipzig 1930.

Löslichkeitsbeeinflussung. In hinreichend verdünnten Lösungen üben die Moleküle verschiedenartiger gelöster Stoffe keinerlei Wirkung aufeinander aus, wenn sie nicht auch außerhalb der Lösung z. B. im Gaszustand chemisch mit einander reagieren. Der osmotische Druck (s. d.) eines Gemisches gelöster Stoffe setzt sich additiv aus denen der einzelnen Bestandteile zusammen in vollkommener Analogie zu dem für ideale Gasgemische geltenden Daltenschen Partialdruckgesetz.

Erfolgt aber im Gaszustand die Einstellung eines chemischen Gleichgewichtes, so muß auch in der Lösung wegen der Gültigkeit des Henryschen Verteilungsgesetzes zwischen den verschiedenen Komponenten des gelösten Gemisches das „Massenwirkungsgesetz“ erfüllt sein. Im Falle der elektrolitischen Dissoziation gilt dann das sog. Ostwaldsche Verdünnungsgesetz (s. d.). Handelt es sich um die gesättigte Lösung eines Salzes, welches als „Bodenkörper“ mit der Lösung koexistiert, so ist im Falle der verdünnten Lösungen der partielle osmotische Druck desselben unabhängig von den sonst noch in Lösung befindlichen Molekülsorten, allein bestimmt durch die Temperatur. Die dem osmotischen Druck proportionale Konzentration des Bodenkörpers kann daher in die Konstante des Massenwirkungsgesetzes mit einbezogen werden: es gilt der Satz von der „Konstanz des Ionenproduktes“ der Spaltstücke des Bodenkörpers. Demzufolge werden aus der Lösung weitere Mengen des Bodenkörpers ausgefällt, wenn Elektrolyte zugemischt werden, die mit dem Bodenkörper eine Ionengattung gemeinsam haben.

In den Lösungen starker Elektrolyte (s. d.) bleibt die Additivität der osmotischen Drucke nicht mehr erhalten, an Stelle der Konzentrationen sind die „Aktivitäten“ (s. Aktivitätskoeffizient) in das Massenwirkungsgesetz bzw. in das Ionenprodukt einzusetzen. Daher sind auch solche Elektrolytzusätze von Einfluß auf die Löslichkeit, welche nicht chemisch auf den Bodenkörper einwirken. Diese rein elektrostatische Wirkung der Ionenladungen führt im allgemeinen zu einer Löslichkeitserhöhung. Auch die Aussalzwirkung (s. Ausalzen) von Elektrolyten auf Nichtelektrolyte findet nach Debye vom Standpunkt der elektrostatischen Theorie (s. Elektrolitische Dissoziation) ihre Erklärung, wenigstens was den Einfluß kleiner Salz-mengen anbelangt.

Wie die Löslichkeit eines bestimmten Stoffes in verschiedenen Lösungsmitteln verschieden ist — der Lösungsvorgang ist eben das Resultat einer Wechselwirkung zwischen Lösendem und Gelöstem — so können auch Zusätze die Natur des Lösungsmittels verändern und damit die Löslichkeit beeinflussen. Ob man diese Beeinflussung als chemische oder physikalische bezeichnen will, ist in gewissem Sinne Geschmackssache (s. auch Hydratation). Ganz allgemein gilt aber folgendes von Rothmund (1901) ausgesprochenes und thermodynamisch begründetes Gesetz der gegenseitigen Löslichkeitsbeeinflussung: Erhöht (erniedrigt) ein

Zusatz von A zu einer Lösung von B in C die Löslichkeit von B, so erhöht (erniedrigt) auch ein Zusatz von B die Löslichkeit von A. *H. Cassel*. Vgl. V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung 1907. G. N. Lewis & M. Randall, Thermodynamics 1923. A. Eucken, Chemische Physik, 1930.

Löslichkeitsprodukt s. Ionenprodukt.

Lösungen. Permanente Gase vermögen in jedem beliebigen Mischungsverhältnis eine einheitliche Phase zu bilden. Im idealen Gaszustand findet nach dem Daltonschen Gesetz keine gegenseitige Beeinflussung der verschiedenen Komponenten statt. Die größere Dichte der Flüssigkeiten und Festkörper bedingt viel stärkere Wechselwirkungen zwischen benachbarten Molekülen, so daß verschiedene Komponenten in derselben homogenen kondensierten Phase im allgemeinen nur unter besonderen Umständen existenzfähig sind. Meistens sind feste kondensierte Phasen nur in bestimmten rationalen Verhältnissen der Äquivalentgewichte ihrer Komponenten darstellbar. Unter Lösungen verstehen wir Flüssigkeiten oder Mischkristalle, die aus einem oder aus mehreren Bestandteilen in kontinuierlich veränderlichem Mischungsverhältnis zusammengesetzt sind. Während die kompakte Materie in Masse auf andersartige Stoffe nur an den Grenzflächen einzuwirken vermag, bietet sie in der feinen Verteilung des gasförmigen oder gelösten Zustandes die denkbar größten gegenseitigen Berührungsmöglichkeiten. Dazu kommt, daß sich die gelösten Moleküle auch schon bei tiefen Temperaturen vielfach unter dem Einfluß des Lösungsmittels in besonders reaktionsfähigen Zuständen (z. B. als Ionen) befinden, so daß der alte Spruch verständlich erscheint: „*corpora non agunt nisi fluida*“.

Die Theorie der Lösungen ist daher ein besonders wichtiger Zweig der physikalischen Chemie, in dessen kann bis jetzt nur das Gebiet der stark verdünnten Lösungen als abgeschlossen gelten. Die verdünnten Lösungen sind dadurch ausgezeichnet, daß sich ihre Eigenschaften aus denen des Lösungsmittels und aus denen der gelösten Komponenten additiv zusammensetzen. Dieses einfache Gesetz gilt in erster Linie für den Energieinhalt (spezifische Wärme) und für das Molarvolum. Zur Entropiesumme der Komponenten tritt noch wie bei Gasen das Mischungsglied. Nimmt man für die mit der verdünnten Lösung im Gleichgewicht stehenden Komponenten der Gasphase die Gültigkeit der idealen Gasgesetze an, so führt die Thermodynamik auf Grund dieser Voraussetzungen (Van t'Hoff 1885) zu den seit Raoult (1880) empirisch gefundenen Gesetzmäßigkeiten: Die relative Partialdruckerniedrigung des Lösungsmitteldampfes ist der Anzahl Mole des gelösten Stoffes direkt und der Anzahl Mole des Lösungsmittels umgekehrt proportional (genauer gleich dem Molbruch der gelösten Substanz). Die Gefrierpunkterniedrigung ist ebenso wie die Siedepunkterhöhung der Anzahl Mole des gelösten Stoffes proportional. Der osmotische Druck der gelösten Stoffe befolgt die Zustandsgleichung der idealen Gase. Die Verdünnungswärme ist Null, solange keine chemischen Änderungen der Molzahl eintreten. *H. Cassel*.

Näheres in allen Lehrbüchern der physikalischen Chemie, vgl. insbesondere M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik.

Lösungen, ideale s. Ideale Lösungen.

Lösungen, kinetische Theorien. Osmotischer Druck.

Lösungstension (elektrolytische) nach Nernst, die dem Dampfdruck vergleichbare von allen Stoffen in Berührung mit einer elektrolytischen Flüssigkeit betätigte Expansivkraft, welche die Moleküle des Stoffes als Ionen in die Lösung hineinzutreiben sucht s. Galvanismus.

Lösungswärme — Verdünnungswärme. Der Energieunterschied zwischen dem zu Lösenden sowie dem reinen Lösungsmittel einerseits und der entstandenen Lösung andererseits heißt Lösungswärme. Da ihre kalorimetrische Messung gewöhnlich unter konstantem Druck erfolgt, so enthalten die so ermittelten Werte noch außerdem Beiträge von den meist sehr geringfügigen Volumarbeiten. Die Größe der Lösungswärme hängt von den zur Lösung verwendeten Mengen des Lösungsmittels ab. Man unterscheidet insbesondere folgende Fälle:

Die integrale Lösungswärme entsteht, wenn auf ein Mol des zu Lösenden gerade die zur Herstellung einer gesättigten Lösung notwendige Menge Lösungsmittel entfällt;

die erste Lösungswärme wird bei Auflösung von ein Mol in einer unendlich großen Menge Lösungsmittel entwickelt;

die intermediäre Lösungswärme entsteht bei Lösung von ein Mol in einer Lösung, die den gelösten Stoff bereits in bestimmter Konzentration enthält. Diese Wärmemenge ist um den Betrag der bei Verdünnung dieser Lösung auf unendliche Verdünnung entwickelten Verdünnungswärme kleiner als die erste Lösungswärme;

die letzte Lösungswärme wird bei Auflösung des zu Lösenden in einer bereits gesättigten Lösung entwickelt. Die letzte Lösungswärme steht zur Sättigungskonzentration in einer ähnlichen Beziehung wie die Verdampfungswärme zum Sättigungsdruck.

Die Verdünnungswärme ist ebenfalls im allgemeinen verschieden je nach Ausgangs- und Endkonzentration. Im Bereich äußerster Verdünnung ist sie nur im Falle chemischer Umsetzungen zwischen den gelösten Stoffen von Null verschieden. Bei den Elektrolytlösungen ist sie durch die gegen die Ionenkräfte zu leistende Arbeiten und ihre Temperaturabhängigkeit bedingt (vgl. Elektrolytische Dissoziation, ideale Lösungen).

H. Cassel.

Lötstelle s. Thermoelemente, Thermoelektrizität.

Logarithmisches Dekrement s. Schwingungen eines mechanischen Systemes.

Lokalattraktion s. Schwerkraft.

Lokalisation des Schalles s. Schallrichtung.

Lokalstrom. Die Theorie der galvanischen Ketten (s. Galvanismus) erklärt die Erzeugung elektrischer Energie aus dem Verbrauch der chemischen Energie des Elektrodenmaterials und des Elektrolyten. Umgekehrt kann der Materialverbrauch in offenen galvanischen Elementen nur durch die Entstehung von Strömen erklärt werden, die infolge Kurzschlusses an einer Elektrode mit deren Auflösung verbunden sind. Diese Ströme werden als Lokalströme bezeichnet. Befinden sich z. B. auf einer Zinkelektrode stellenweise Verunreinigungen durch ein edleres Metall, so bildet dieses mit dem Elektrolyten und dem Zink ein kurzgeschlossenes galvanisches Element, in welchem letzteres als Lösungselektrode verbraucht wird. Ein anderes Beispiel bildet die Bleiplatte eines Akkumulators, welche in verschiedenen Höhenlagen von verschieden konzentrierter Schwefelsäure benetzt wird. Offenbar

muß in diesem Fall wie bei einer kurzgeschlossenen Konzentrationskette (s. d.) das Blei in den stärker konzentrierten Schichten abgeschieden werden, so daß sich die Akkumulatorplatten, wie es vielfach beobachtet wird, beim Stehen im unbenutzten Zustand allmählich nach unten verdicken. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie; z. B. auch bei W. Ostwald, Lehrbuch der allgemeinen Chemie. Leipzig 1893.

Lokalvariometer. Instrumente zur Messung der Unterschiede der erdmagnetischen Elemente auf vergleichsweise kleinem Raum, meist nur zur Bestimmung der Intensität angewandt. Absolute Werte erhält man nur, wenn die Konstanten an einem Ort mit bekannter Intensität bestimmt worden sind. Besonders zu erwähnen sind das von W. Weber erdachte Vierstabvariometer (gewöhnlich nach Kohlrausch genannt), bei dem ein Magnetpaar in erster, ein anderes in zweiter Gaußscher Hauptlage ablenken. Bidlingmaiers Doppelkompaß besteht aus zwei vertikal übereinander gesetzten Kompaßrosen, deren gegenseitige Verdrehung die Änderungen der Horizontalintensität mit einer einzigen Ablesung sehr genau geben. Lloyds Vertikaldeflektoren sind vertikale Eisenstäbe, die von der VertikalKomponente des Erdfeldes induktiv magnetisiert werden; der eine Stab befindet sich unterhalb, der andere oberhalb und beide seitlich der Nadel, so daß in ihrer Ebene ein Drehmoment in der Horizontalen entsteht. Die Ruhelage der Nadel entspricht dem Gleichgewicht zwischen diesem und dem Drehmoment der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus, also der Inklination. Mit Stäben aus elektrolytisch niedergeschlagenem Eisen gibt dies Instrument Genauigkeiten, die weit über denen des Nadelinklinatoriums (s. d.) sind; ein Temperatureinfluß ist dann nicht vorhanden. Außerordentlich verbreitete Verwendung erfahren soeben die Feldwaagen von Ad. Schmidt, namentlich beim Aufsuchen von nutzbaren Mineralien (s. geophysikalische Mutungen), die sowohl für Vertikalintensitäts- wie Horizontalintensitätsmessungen hergestellt werden. Sie sind für diese Zwecke umgebaute magnetische Waagen (s. d.). Für die vertikale Komponente schwebt die messende Magnetnadel wagrecht, für die horizontale senkrecht; im ersteren Fall steht die magnetische Achse im ersten magnetischen Vertikal (s. d.), im letzteren im Meridian.

Auch die auf See gebrauchten magnetischen Instrumente sind meist Lokalvariometer; sie knüpfen in ihrer Konstruktion an den Seekompaß an. *A. Nippoldt.*

Lokalzeichen der Netzhaut s. Raumwerte der Netzhaut.

Lokomobile. Unter Lokomobile versteht man eine ortsveränderliche Dampfkraftanlage. Der mit einer Innenfeuerung (Feuerbüchse) versehene Dampfkessel endigt in einer Rauchkammer, ähnlich dem Lokomotivkessel, auf welche der Schornstein aufgesetzt ist. Die Dampfmaschine ist in der Regel fest mit dem Kessel verbunden, indem sie auf dessen Rücken sitzt, zuweilen ist sie seitlich unterhalb des Kessels angeordnet. Die auf Rädern fahrbare Lokomobile ist hauptsächlich in der Landwirtschaft verbreitet. Ihre charakteristischen Formen: Rauchröhrenkessel und enge Verbindung von Kessel und Dampfmaschine, werden auch auf fest mit dem Boden

verbundene Anlagen angewendet, die dann ebenfalls den Namen Lokomobile führen. Diese sind nicht selten mit allen Errungenschaften der neuzeitlichen Dampftechnik ausgestattet. Die unmittelbare Verbindung von Kessel und Maschine verringert die Wärmeverluste, so daß solche Anlagen zu den wirtschaftlichsten gehören. Nachteile sind die Abhängigkeit von dem einmal gewählten Brennstoff und die raschere Abnutzung der einzelnen Bauteile. Lokomobile werden heute gebaut für Leistungen von etwa 15 bis zu 500 PS. *L. Schneider.* Siehe auch: Dampfkessel, Dampfmaschine, Dampfverbrauch.

Lokomotive (s. auch Lokomotive, elektrische). Die Lokomotive ist eine ortsveränderliche Dampfkraftanlage. Sie weist daher die Hauptbestandteile und alles unentbehrliche Zubehör einer solchen auf.

Der Dampfkessel (s. d.) ist ein Rauchröhrenkessel. Er ruht auf einem aus starken Blechwangen oder aus Barren gebildeten Rahmen, welcher in Ausschnitten die Lager für die Achsen der Räder aufnimmt. Mit dem Rahmen fest verbunden sind die Dampfzylinder. Die in letzteren erzeugte Leistung wird durch das Kurbelgetriebe (Kolben, Kolbenstange, Kreuzkopf, Triebstange, Kurbelzapfen) auf die Triebachse übertragen. Der Triebradsatz, bestehend aus Achse und Rädern, ist mit einem oder mehreren Kuppelradsätzen durch Kuppelstangen verbunden. Das Gewicht des Kessels, der Zylinder und des Rahmens ruht vermittels der Tragfedern auf den Lagerschalen der Achslager. Ungefederte Gewichte sind nur die Radsätze, Achslager, Federn, Kuppelstangen und ein Anteil vom Gewicht der Triebstangen und der Steuerungsteile.

Der Feuerungsraum für den Lokomotivkessel ist eine doppelwandige Feuerbüchse, die am Grund den Rost enthält, unter welchem der Aschenkasten aus Blech angeordnet ist. Zwischen der inneren Feuerbüchse und dem äußeren Stehkessel, deren flache Wände hohem Druck ausgesetzt und deshalb gegenseitig durch eingeschraubte Stehbolzen abgestützt sind, befindet sich Wasser und Dampf. Das vordere Kesselende bildet die Rauchkammer mit dem aufgesetzten Schornstein. In die Rauchkammer münden die Auspuffrohre der Dampfzylinder (Blasrohr). Durch die saugende Wirkung des durch Blasrohr und Schornstein entweichenden Abdampfes der Maschine wird in der Rauchkammer eine Luftleere von 70 bis 200 mm Wassersäule erzeugt, welche hinreicht, das Feuer am Rost mit dem nötigen Zug zu unterhalten. Ein mit Frischdampf gespeister Hilfsbläser sorgt für den nötigen Zug, wenn die Lokomotive still steht. Die Speisung des im Tender oder auf der Lokomotive in einem Wasserkasten mitgeführten Wassers geschieht durch einen Injektor (Dampfstrahlspeisepumpe, s. d.), oder durch eine Dampfkolbenpumpe, die das Wasser durch einen mit Abdampf beheizten Vorwärmer (s. d.) in den Kessel drückt. Die Dampfüberhitzung erfolgt in Rauchrohrüberhitzern.

Der Dampf wird in einer Zwillings-, Drillings-, Vierlings-, Zweizylinderverbund- oder Vierzylinderverbundmaschine verarbeitet. Erstere drei haben einfache, letztere zweifache Expansion. Als Dampfverteilungsorgan dient meist der Schieber. Sehr verbreitet ist die Umsteuerung von Heusinger v. Waldegg. Die Kurbeln der einzelnen Zylinder sind um 90 bzw. 120° gegen-

einander versetzt. Die Massenwirkungen der hin- und hergehenden Triebwerksteile werden zum Teil jene der rotierenden Massen durch Gegengewichte in den Rädern ganz ausgeglichen. Hierdurch, wie durch richtige Wahl des Gesamtschwerpunktes gegenüber den Achsen, Verminderung der überhängenden Gewichte, geeignete Gewichtsverteilung auf die Unterstützungspunkte usw. erreicht der Lokomotivbauer einen ruhigen, von Zucken, Wiegen und Schlingern freien Lauf des Fahrzeuges.

Der zulässige Raddruck beträgt auf europäischen Vollbahnen 7—11 Tonnen, auf nordamerikanischen Bahnen bis über 16 Tonnen. Die Berechnung der Leistung einer neuen Lokomotive beruht auf der Annahme des Zugwiderstandes. Hierfür sind aus zahlreichen Versuchen eine Reihe von Formeln aufgestellt, von welchen die komplizierteren (Strahl, v. Borries, Sanzin) die Zusammensetzung des Zuges aus Wagen verschiedener Bauarten, wie Personenzugwagen mit festen oder beweglichen Achsen, offene, gedeckte, leere oder beladene Güterwagen berücksichtigen. Außer dem Zugwiderstand in der Geraden auf der Ebene ist der Widerstand durch Bahnkrümmung und Steigung in Rechnung zu ziehen.

Eingeteilt werden die Lokomotiven nach ihrem Zweck in Güterzug-, Personenzug- und Schnellzuglokomotiven. Die erstere entwickelt große Zugkräfte bei kleiner Geschwindigkeit (25—65 km/St.). Sie besitzt mehrfache (3—6fache) Kupplung, kleine Triebräder (1200—1450 mm Durchmesser) und mäßig großen Kessel (150—250m² Heizfläche). Die Personenzuglokomotive hat größere Triebräder (1450—1800 mm Durchmesser). Die Kupplung ist 2—4fach. Die Schnellzuglokomotive benötigt zur Erreichung hoher Geschwindigkeiten (70—120 km/St.) große Triebräder (1800—2200 mm Durchmesser), die 3—4fach gekuppelt sind. Ihre Kessel erreichen Heizflächen bis 300 m². Da die gekuppelten Räder der Personenzug- und der Schnellzuglokomotive zur Übernahme des großen Gewichtes der Kessel nicht mehr genügen, so werden noch ein oder mehrere Paare nicht gekuppelter, sog. Laufräder von kleinerem Durchmesser zur Unterstützung und besseren Führung der Lokomotive im Geleise angewendet. Größere Schnellzuglokomotiven erreichen einen Gesamtstand bis zu 12 m. Wären die Räder auf eine solche Länge starr im Rahmen gelagert, so könnte sich die Lokomotive nicht mehr durch die Weichenkurven bewegen. Es müssen daher einzelne Achsen oder Achsgruppen seitenbeweglich gebaut werden (Adamsachse, Bisselachse, Gölsdorfachse, Klien-Lindnerachse, Drehgestelle von Helmholtz, Zara).

Für den Verschiebedienst auf Bahnhöfen wird die Rangier- oder Verschiebelokomotive mit 3—5 Achsen gebaut. Auf Steilrampen findet als Schiebelokomotive die bis achtfach gekuppelte Bauart Mallet Verwendung. Der Rahmen dieser letzteren ist durch ein Gelenk unterteilt. Die vordere Hälfte ist gegen die mit dem Kessel starr verbundene hintere Hälfte beweglich. Die Hochdruckzylinder sind am hinteren Teil, die Niederdruckzylinder am vorderen Rahmenteil befestigt.

Häufig besagt die Kupplung bereits den Zweck der Lokomotive. Die Einteilung nach der Kupplung ist daher sehr verbreitet, und man war an mehreren Stellen bestrebt, eindeutige kurze Bezeichnungen zu finden. Die gebräuch-

lichsten sind im folgenden zusammengestellt, wozu bemerkt wird, daß die amerikanische Bezeichnung auch in Europa ziemlich verbreitet ist.

Die Vollbahnlokomotive führt ihre Vorräte an Wasser und Kohle in der Regel auf einem besonderen Tender mit sich (Lokomotive mit Schlepp- oder Stütztender), bisweilen besonders bei Lokomotiven, die öfters rückwärts fahren müssen, wird das Wasser in Kästen zwischen den Rädern (Kastenrahmen) und oberhalb der Räder zu beiden Seiten des Kessels, die Kohle in Kästen zu beiden Seiten des Kessels oder in einem Behälter an der Führerhausrückwand mitgeführt (Tenderlokomotive).

Anordnung der Lauf- ● und der Kuppelachsen ○	deutsche Bezeichnung		engl.	amerikanische Bezeichnung
	alte	neue		
v ○ ○ h	2/2	B	0-4-0	—
● ○ ○	2/3	1B	2-4-0	—
● ● ○ ○	2/4	2B	4-4-0	American
● ● ● ○ ○	2/5	1B1	2-4-2	Columbia
● ● ● ● ○ ○	2/5	2B1	4-4-2	Atlantic
● ● ○ ○ ○	3/4	1C	2-6-0	Mogul
● ● ○ ○ ○ ○	3/5	1C1	2-6-2	Prairie
● ● ○ ○ ○ ○ ○	3/6	2C	4-6-0	Ten Wheeler
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○	3/6	2C1	4-6-2	Pacific
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	3/6	1C2	2-6-4	Adriatic
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	3/3	C	0-6-0	Sixcoupler
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	4/4	D	0-8-0	Eightcoupler
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	4/5	1D	2-8-0	Consolidation
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	4/6	2D	4-8-0	Twelve Wheeler
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	5/5	1D1	2-8-2	Mikado
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	5/5	E	0-10-0	Tencoupler
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	5/6	1E	2-10-0	Decapod
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	5/7	1E1	2-10-2	Mastodon

Die Spurweite der Bahnen, d. h. die innere Entfernung zwischen den Schienenköpfen, beträgt in Deutschland, Österreich-Ungarn, Rumänien, am Balkan, in Italien, Frankreich, England, Skandinavien und Nordamerika 1435 mm. Kleinere Spurweiten haben Japan, Südafrika, Südamerika und mehrere Kolonialgebiete, größere Spanien und Portugal, Rußland, die Ukraine, Brasilien und Argentinien. Weiten unter 1435 mm bezeichnet man als Schmalspur, darüber als Breitspur. Für besondere Zwecke verwendet man Schmalspur bis herab zu 400 mm.

In neuerer Zeit versucht man an Stelle der Kolbendampfmaschine die Dampfturbine zum Lokomotivantrieb zu verwenden. Die hohen Umlaufzahlen der Turbine werden durch Zahnradvorlege auf das für die Triebräder zulässige Maß verringert. Der Abdampf wird unter Luftleere niedergeschlagen, entweder durch Luft (Ljungström) oder durch Kühlwasser (Zoelly-Krupp, Maffei).

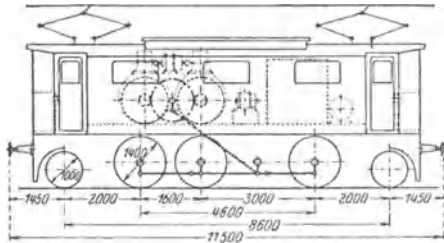
Auch der Dieselmotor wird zum Lokomotivantrieb benützt. Die Kraftübertragung geschieht dabei elektrisch mechanisch oder mittels Druckluft. Die Turbo- wie die Diesellokomotive befinden sich noch im Versuchsstadium.

L. Schneider.

Näheres über die Kolbendampflokomotive s. Leitzmann und v. Borries, Theoretisches Lehrbuch des Lokomotivbaues. Berlin.

Lokomotive, elektrische. Die elektrische Zugförderung bedient sich zweierlei Triebmittel, der elektrischen Lokomotiven und der Triebwagen. Eine elektrische Lokomotive besteht grundsätzlich aus einem oder mehreren Elektromotoren (s. d.), die mit den Triebachsen mechanisch gekuppelt sind.

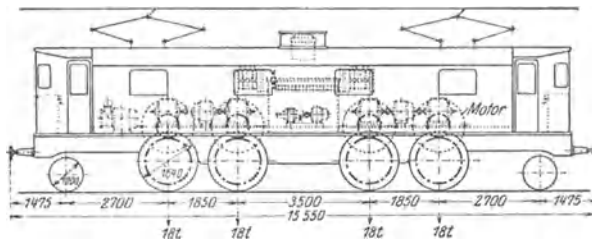
Nach der Art der zum Motorbetrieb angewandten Stromart werden verschiedene Lokomotivsysteme unterschieden. Wegen ihrer guten Regulierbarkeit verwendet man besonders gern Gleichstromlokomotiven, die dann in der Regel mit Reihenschlußmotoren ausgerüstet werden. Nur für untergeordnete Zwecke speist man sie mit Akkumulatoren,



El. Lokomotive mit Stangenantrieb.

die innerhalb des Fahrzeugs untergebracht sind. Bei größeren Leistungen kommt nur die Speisung mittels besonderer Fahrleitungen in Frage, die von einem an der Lokomotive befestigten Stromabnehmer bestrichen werden. Die gleiche Art der Stromzuführung kommt allein für alle anderen Typen der Lokomotive in Frage.

Wechselstromlokomotiven besitzen eine besondere Bedeutung als Triebmittel elektrischer Vollbahnen z. B. in Deutschland, Österreich, der Schweiz. Sie zeichnen sich den Gleichstromlokomotiven gegenüber dadurch aus, daß man die Fahrleitungsspannung erheblich höher wählen kann (in Deutschland 15000 Volt) als bei Gleichstrom



El. Lokomotive mit Einzelachs Antrieb.

(bisher höchste Spannung 3000 Volt), daher also mit billigeren Fahrleitungsanlagen auskommt. Dafür muß man aber auf der Lokomotive stets einen Transformator vorsehen, der die Hochspannung in eine für den Motor geeignete Spannung (wenige hundert Volt) umsetzen muß. Als Motoren finden heute fast ausnahmslos Wechselstrom-Reihenschlußmotoren Verwendung.

Wechselstromlokomotiven benötigen zu ihrem Betriebe stets eines besonderen einphasigen Stromsystems, das zudem noch gewisser Motoreigenschaften wegen mit einer für allgemeine Verwendung ungeeignet niedrigen Frequenz (in Deutschland $16\frac{2}{3}$ per. pro Sekunde) betrieben werden muß.

Diesen Übelstand vermeiden Drehstromlokomotiven, welche an die der allgemeinen Landesversorgung dienenden Drehstromnetze angeschlossen werden können. Entsprechend den drei Leitungen des Drehstroms muß man bei diesem System neben den Schienen zwei Fahrleitungen vorsehen und ebenso muß die Lokomotive zwei voneinander isolierte Stromabnehmergruppen besitzen. Diese Komplikation macht sich besonders beim Durch-

fahren von Weichen und Kreuzungen bemerkbar; sie begrenzt auch die Höhe der Fahrdrachtspannung wegen der schwierigeren Isolation (in Italien 6000 Volt). Trotzdem hat sich dieses Lokomotivsystem in Verbindung mit den günstigen Eigenschaften zweier in Kaskade geschalteter Drehstrominduktionsmotoren in Italien als lebenskräftig erwiesen.

Eine vierte Gruppe von Lokomotiven sucht die Nachteile aller der genannten Typen dadurch zu vermeiden, daß sie das System der Energiezuführung von dem des Energieverbrauchs trennt, indem der Fahrleitungsstrom mittels eines Umformers in eine für die Motoren geeignete Stromart verwandelt wird: Umformerlokomotiven. Insbesondere sind hier Einphasenstrom-Drehstromlokomotiven zu nennen, die mit Erfolg in Ungarn versucht worden sind, und Einphasenstrom-Gleichstromlokomotiven, die in Amerika gelegentlich verwendet werden. Die Umformerlokomotiven sind noch in der Entwicklung begriffen, ihr Hauptnachteil ist die Notwendigkeit, den sehr schweren Umformer stets als tote Last mit sich zu führen.

Neben der genannten elektrischen Typisierung der Lokomotiven geht eine mechanische. Im Anfangsstadium des elektrischen Lokomotivbaus hat man fast stets einen oder zwei große Motoren in die Lokomotive gesetzt, die über Stangen und Kurbeln die Triebräder in Bewegung setzen. Bei dieser von der Dampflokomotive übernommenen Konstruktion machten sich in der ersten Zeit sehr unangenehme Schwingungsvorgänge geltend, verursacht durch eine periodisch veränderliche Elastizität des Triebsystems; die sog. Schüttel-

schwingungen haben oft zur Zerstörung der Lokomotive geführt. Obwohl man die Ursachen der Schüttelbewegungen jetzt kennt und sie damit beherrscht, geht man doch in neuerer Zeit mehr und mehr dazu über, den Kurbelantrieb zu verlassen und ihn durch den sog. Einzelachs Antrieb zu ersetzen. Man baut hierzu in die Lokomotive so viele Motoren ein, wie Triebachsen vorhanden sind, und jeder dieser relativ kleinen Motoren arbeitet über Zahnräder direkt auf die Achse.

Die Verwendung der elektrischen Lokomotiven ist eine sehr mannigfache; zunächst werden sie mit Vorliebe zur Überführung von Güterwagen von den Fabrikgleisen an Staatsbahngleise benutzt, besonders wenn die Feuersgefahr qualmender Dampflokomotiven vermieden werden soll. Der gleiche Grund hat zur fast ausnahmslosen elektrischen Zugförderung mittels Lokomotiven in Bergwerken unter Tage geführt; aber auch in Braunkohlenbetrieben und ähnlichen Anlagen werden sie verwendet. Besondere Bedeutung haben elektrische Lokomotiven für die Elektrisierung der Eisenbahnen. Sie sind infolge ihrer hohen Anzugskraft, ihrer hohen Überlastungsfähigkeit und ihrer großen Geschwindigkeit dazu berufen, stark belastete Vollbahnstrecken ohne Erweiterung der Gleisanlage erheblich leistungsfähiger zu machen, wobei zudem noch gegenüber den Dampflokomotiven der Betrieb sich verbilligt.

F. Ollendorff.

Näheres s. Seefeldner, E. Elektrische Zugförderung.

Longitudinalkomparator s. Längenmessungen.

Longitudinalschwingung s. Stabschwingungen.

Longitudinalwellen s. Wellenbewegung.

Lorentzkontraktion s. Lorentzverkürzung.

Lorentztransformation s. Relativitätsprinzip.

Lorentzverkürzung. Zur Erklärung des Michelsonschen Versuchs (s. d.) hat H. A. Lorentz die Annahme gemacht, daß starre Stäbe, welche sich in der Längsrichtung mit der Geschwindigkeit v

bewegen, sich im Verhältnis $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ verkürzen

($c =$ Lichtgeschwindigkeit). Diese Annahme ist von der Relativitätstheorie übernommen worden; sie bedurfte jedoch noch einer begrifflichen Präzisierung und erweist sich dann als ein sachlicher Unterschied zwischen der klassischen und der relativistischen Theorie. Daneben hat Einstein noch eine andere Verkürzung berechnet, die den gleichen Betrag erreicht; diese Einstein-Verkürzung betrifft das Verhältnis eines ruhenden Stabes zu einem bewegten, wenn dieser vom ruhenden System aus gemessen wird.

Reichenbach,

Näheres s. Reichenbach, Ztschr. f. Phys. 34, 1925, S. 43 ff.

Lorenzsches Gesetz s. Wärmeleitzahl.

Loschmidtsche Zahl pro Mol (oft auch Avogadro'sche Zahl genannt) heißt die Anzahl L der Moleküle in 1 Grammolekül des Gases; sie ist für alle Gase dieselbe. Sie beträgt $L = 60,62 \cdot 10^{22}$ (Millikan). L ist sehr genau aus Messungen des elektrischen Elementarquantums e bestimmt worden (es ist $L \cdot e = 96494$ Coulomb). Aus L ergibt sich die *Loschmidtsche Zahl pro ccm*, d. i. die Anzahl l der Moleküle in 1 ccm Gas bei 0° und 760 mm Druck, wenn man mit dem Molekularvolumen der Gase dividiert; auch l ist nach der Avogadroschen Regel für alle Gase gleich. Man erhält, wenn man für das Molekularvolumen 22,40 Liter setzt, $l = 27,1 \cdot 10^{18}$. Loschmidt selbst hat nur l berechnet, aber seine Rechnungen sind die ersten, welche die gaskinetischen Vorstellungen enthalten, die zu der Zahl L führen. Reichenbach.

Lotablenkung s. Lotabweichung.

Lotabweichung und Lotstörung. Wenn man von einem Punkte ausgehend durch geodätische Übertragung (s. d.) die geographischen Koordinaten der anderen Eckpunkte eines Dreiecknetzes berechnet und die Resultate mit den Ergebnissen der direkten astronomischen Ortsbestimmung vergleicht, so findet man gewisse Unterschiede. Diese werden einerseits ein stetiges Anwachsen vom Ausgangspunkt an erkennen lassen, andererseits wird dieses Anwachsen in unregelmäßiger Weise gestört sein.

Das stetige Anwachsen rührt daher, daß bei der geodätischen Übertragung eine Näherungsfigur für die Erdoberfläche (Referenzellipsoid) verwendet wird, mit anderen Worten, daß man sich das Dreiecknetz auf dieser Näherungsfläche ausgebreitet denkt, während es in Wahrheit auf dem Geoid (s. d.) liegt. Da die beiden Flächen verschiedene Krümmungsverhältnisse haben, so entsprechen den Dreieckspunkten verschiedene gerichtete Flächennormalen, und da durch die Richtung der Flächennormalen gegenüber dem Äquator und einem Ausgangsmeridian die geographische Position gegeben ist, so muß diese auf beiden Flächen verschieden ausfallen. Man bezeichnet diese systematischen Unterschiede als *Lotabweichungen*. Durch geeignete Wahl des Referenzellipsoides, derart, daß es im betrachteten Teile mit dem Geoid möglichst übereinstimmt, kann man diese Unterschiede zum Verschwinden bringen.

Der unregelmäßige Teil rührt von den zahlreichen kleinen Ausbiegungen des Geoides her; sie tragen zufälligen Charakter wie die Massenverteilung auf der Erdoberfläche. Man nennt sie *Lotablenkungen* oder *Lotstörungen*. Sie werden auch als „absolut“ bezeichnet, da sie von der natürlichen Massenlagerung abhängen, im Gegensatz zu den *Lotabweichungen*, die relativ sind, da sie von der willkürlichen Lage des Bezugsellipsoides herrühren. Der Einfluß der nächstliegenden Störungen in

der Massenlagerung (Lokalattraktion) spielt hier eine ähnliche Rolle wie bei der Schwerkraft.

Die *Lotabweichungen* und *Lotstörungen* erscheinen als kleine Unterschiede in den auf geodätischem und astronomischem

Wege gefundenen geographischen Breiten B und Längen L . Man kann sie auch ausdrücken durch die entsprechende Verschiebung des Zenitpunktes nach Größe und Richtung. Beträgt die Störung ϑ Bogensekunden im Azimut A , so ist die südliche resp. westliche Komponente gegeben durch

$$\xi = \vartheta \cos A \quad \eta = \vartheta \sin A.$$

Durch die Unterschiede in den geographischen Positionen ausgedrückt ist:

$$\xi = -d B \quad \eta = -\cos B d L,$$

wenn die Längen L nach Osten positiv gezählt werden.

Die geodätische Übertragung liefert noch eine dritte Größe, das Azimut a der Dreieckseiten, welches ebenfalls mit der astronomischen Beobachtung verglichen werden kann und analoge Unterschiede: da liefert. Da die Punkte durch die zwei Koordinaten schon vollständig bestimmt sind, so muß sich diese dritte Größe da aus ihnen rechnen lassen. Es muß also zwischen den drei Größen $d B$, $d L$ und da eine Beziehung bestehen.

Es sei in Fig. 1 P_1 der Ausgangspunkt, P_2 und P_2' das geodätische und astronomische Zenit eines zweiten Punktes. Die von P_2 gegen P_1 gemessene Zenitdistanz sei z , wovon z' nur wenig verschieden ist. $P_2 P_2' = \vartheta$ ist der Betrag der Lotstörung, ihre Richtung ist durch das Azimut A gegeben. Ist ferner N der Nordpol, so ist $W + A = a$ das geodätisch übertragene, $W' + A' = a'$ das astronomische Azimut von P_1 . Es ist also: $da = W + A - (W' + A')$. Das sphärische Dreieck $P_1 P_2 P_2'$ liefert dann

$$\tan \frac{z + z'}{2} = \frac{\sin \frac{W + W'}{2}}{\sin \frac{W - W'}{2}} \tan \frac{\vartheta}{2}$$

oder mit Rücksicht auf die Kleinheit der Unterschiede:

$$W - W' = -\vartheta \cot z \sin W = -\vartheta \cot z \sin (a - A).$$

Da z immer fast 90° ist, so ist dieses Glied zweiter Ordnung und kann vernachlässigt werden.

Das sphärische Dreieck $NP_2 P_2'$ gibt in der gleichen Weise behandelt

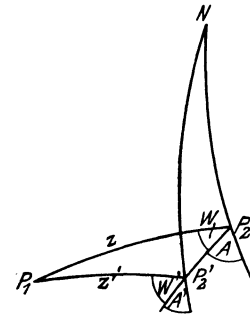


Fig. 1. Einfluß der Lotabweichung auf das Azimut.

$$\cot \frac{B_2 + B_2'}{2} = \frac{\sin \frac{A + A'}{2}}{\sin \frac{A - A'}{2}} \cdot \tan \frac{\vartheta}{2}$$

oder $A - A' = \vartheta \tan B_2 \sin A = \eta \tan B_2$.

Es wird also, da $W - W'$ vernachlässigt werden kann $da = A - A' = -dL \sin B_2$.

Diese schon von Laplace abgeleitete Gleichung gestattet zu entscheiden, ob ein gefundenes System von Lotabweichungen geometrisch möglich ist. Entsprechen die Unterschiede dieser Gleichung nicht, so sind die Werte durch Beobachtungsfehler entstellt.

Die Gleichung kann nur auf Stationen angewendet werden, an denen auch die geographische Länge gemessen wurde. Solche

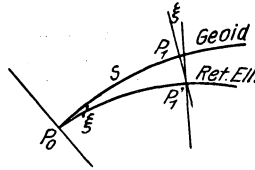


Fig. 2. Beziehung zwischen Geoid u. Referenz-Ellipsoid.

Punkte heißen Laplace'sche Punkte. Gerade diese sind aber weniger

zählich, als jene, auf welchen Breite und ein

Azimet gemessen wurde. Es ist daher sehr

erstrebenswert, möglichst viele Längenstationen in

ein Dreiecknetz einzuschalten.

Ein System von Lotabweichungen kann dazu dienen, den Höhenunterschied zwischen dem Geoid und der angewendeten Bezugsfläche (Referenz-ellipsoid) zu bestimmen. Da die Zahl der Breitenstationen meist überwiegt, so verwendet man hierzu gewöhnlich Meridianreihen. Ist ξ die südliche Komponente der Lotstörung und s die Entfernung vom Anfangspunkte, in welchem die Lotstörung gleich Null ist, so ist die Entfernung der beiden Flächen gegeben durch

$$\xi \cdot s$$

solange s klein genug ist. Von Punkt zu Punkt fortschreitend erhält man so das gegenseitige Verhältnis der beiden Flächen ausgedrückt durch

$$\sum \xi s.$$

Dieser Vorgang heißt das astronomische Nivellement. Es haften ihm zwei Übelstände an. Erstens werden die auf dem Geoid gemessenen Winkel ohne weiteres auf dem Rotationsellipsoid verwendet. Richtiger hätte man, nachdem die Lotstörungen und damit das gegenseitige Verhältnis zwischen Referenzellipsoid und Geoid bestimmt ist, die beobachteten Winkel auf das Referenzellipsoid zu reduzieren, und dann den ganzen Ausgleich zu wiederholen. Zweitens ist das Aufsummieren der Unterschiede ξs nur dann statthaft, wenn die Punkte hinlänglich nahe aneinander liegen. Ob diese Bedingung erfüllt ist, kann man aber eigentlich nie konstatieren. Jedenfalls ist die Krümmung der Lotlinie zu berücksichtigen.

Eine ganz einwandfreie Behandlung des Problems erhält man nach Buchwaldt nur dann, wenn man von Anfang an die Krümmungsverhältnisse des Geoides in Rechnung zieht, wobei man die Resultate von Beobachtungen des Pendels und der Drehwaage zu Hilfe nehmen muß.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie.

Lotlinie ist eine Linie, deren Tangente mit der in dem betreffenden Punkte herrschenden Schwerkraft zusammenfällt. Die Lotlinien sind also nichts anderes als das System der Kraftlinien des Gravitationsfeldes der Erde. Da die Erde mit

großer Annäherung eine Kugel ist, so sind die Lotlinien nur sehr schwach gekrümmt. A. Prey.

Lotstörung s. Lotabweichung.

L-Serie s. Röntgenserien.

Luftäquivalent s. Reichweite.

Luftbildwesen heißt die Technik, durch photographische Aufnahmen von Flugzeugen aus Lagepläne und Karten von Landstrichen zu gewinnen. Das Luftbildwesen ist im Kriege zur Erkundung feindlicher Stellungen verwendet und sehr weitgehend ausgebildet worden. Heute dient es auch schon viel zur Vermessung unerforschter oder weit- ausgedehnter Gebiete, sowie zu Profilaufnahmen bei Straßenbauten.

L. Hopf.

Luftdichte. Die Luftdichte nimmt in der Atmosphäre nach oben beinahe stets ab. Bei einem Luftdruck von b mm Quecksilber und einer absoluten Temperatur von T^0 ist sie ohne Berücksichtigung des Wasserdampfes $1,293 \frac{b}{760} \cdot \frac{273}{T} = 0,464 \cdot \frac{b}{T}$ kg/m³.

Eine Luftschicht von Δh Meter Dicke, bei der die Differenz der Barometerstände unten und oben Δb mm beträgt, besitzt eine mittlere Luftdichte von $13,596 \Delta b / \Delta h$, unabhängig von der Temperatur. In 8 km Höhe ist die Luftdichte — unabhängig von der Temperatur am Boden — etwa gleich $0,47 + 0,1 \gamma$, wenn γ den mittleren vertikalen Temperaturgradienten der ganzen Luftschicht bis zu jener Höhe (s. Atmosphäre, Temperaturgradient) in 0 auf 100 m bezeichnet. Berücksichtigt man den Wasserdampfgehalt, so ist wegen des geringen spezifischen Gewichts des Wasserdampfes unter sonst gleichen Verhältnissen feuchte Luft weniger dicht als trockene (s. virtuelle Temperatur). Ein Kubikmeter Luft wiegt bei einem Luftdruck von 760 mm

Temperatur . . .	—20	—10	0	10	20	30°
Trocken . . .	1395	1342	1293	1247	1205	1165 g
Gesättigt						
feucht . . .	1395	1341	1290	1241	1194	1147 g
Differenz . . .	0	1	3	6	11	18 g

Tetens.

Näheres s. Arbeit. d. Preuß. Aer. Observatoriums Bd. 13, S. 25 ff.

Luftdruck. Der hydrostatische Druck, den die Luft auf alle in ihr befindlichen Gegenstände ausübt. Er wird meist durch das Barometer (s. d.) gemessen und sein Betrag in der Regel ausgedrückt durch die Höhe der Quecksilbersäule im Barometer in Millimetern, reduziert auf 0^0 und die Normal-schwere. Neuerdings gibt man jedoch die Größe des Luftdrucks, namentlich in der Aerologie (s. d.) auch in Einheiten des CGS-Systems, nämlich in Bar (s. d.) bzw. Millibar an. 1000 Millibar entsprechen einem Barometerstand von 750,06 mm. Auch durch die Bestimmung der Siedetemperatur von reinem Wasser kann der Luftdruck gemessen werden (s. Thermobarometer).

Als normalen Luftdruck im Meeresniveau nimmt man 760 mm an, was im absoluten Maßsystem einen Druck von 1033,3 g pro cm² entspricht. Er nimmt jedoch mit zunehmender Höhe in geometrischer Progression ab, eine Gesetzmäßigkeit, auf welcher die barometrische Höhenmessung (s. d.) beruht. Da nun ein großer Teil der Erdoberfläche beträchtlich höher liegt als der Meeresspiegel, so muß der mittlere Luftdruck der ganzen Erde niedriger sein als der normale. Er beträgt etwa 737 mm. Unter der Annahme einer mittleren Höhe der Nordhalbkugel von 296 m ergibt sich deren mittlerer Luftdruck zu 733,3 mm, während die

Südhalkugel bei 183,5 m mittlerer Höhe einen solchen von 740,4 mm hat. Seine Verteilung über die Erdoberfläche wechselt nach Raum und Zeit. Die extremen Beträge, die bisher zur Beobachtung gelangten, waren 808,7 mm und 685,5 mm (im Meeresniveau).

Geographische Verbreitung. Trotz seiner großen Veränderlichkeit ist die Verteilung des Luftdrucks auf der Erdoberfläche im Mittel eines Monats in jedem Jahre annähernd gleich. Um diese Verteilung übersichtlich und die in verschiedenen Seehöhen gemessenen Luftdruckwerte vergleichbar zu machen, reduziert man die letzteren auf das Meeresniveau, indem man die Grundsätze der Barometrischen Höhenmessung (s. d.) zur Anwendung bringt. Die so erhaltenen Luftdruckwerte trägt man in eine Landkarte ein und verbindet die Orte, die den gleichen Luftdruck im Meeresniveau aufweisen, durch Linien (Isobaren). Die Isobarenkarten der einzelnen Monate zeigen nun, daß fast ständig die Äquatorialgegend nahezu normalen Luftdruck hat. Nördlich und südlich von ihr erstrecken sich Zonen höheren Druckes rund um die Erde, dann nimmt der Luftdruck polwärts stark ab und erreicht in hohen Breiten der gemäßigten Zonen sein Minimum, um in den Polargebieten wieder etwas höher zu werden. Dieses Schema erleidet einige Änderungen durch den Wechsel der Jahreszeiten sowie durch die Verteilung von Wasser und Land auf der Erde. Während des Winters pflegt der Luftdruck über dem Lande höher, über dem Meere tiefer zu sein; im Sommer ist es umgekehrt, doch ist der Gegensatz nicht so stark wie im Winter. Diese Verschiebung der Luftmassen mit den Jahreszeiten hat zur Folge, daß im Januar die nördliche Halbkugel, im Juli die südliche den höheren mittleren Luftdruck hat. Von jener Hemisphäre, welche Sommer hat, fließt also ein gewisses Luftquantum gegen die andere Halbkugel ab, auf der gleichzeitig Winter herrscht.

Die geographische Verteilung des Luftdruckes nach Breitenkreisen für die extremen Monate und das Jahr gibt die nachstehende Tabelle wieder.

Mittlerer Luftdruck im Meeresniveau.														
Nördl. Breite .	80°	75°	70°	65°	60°	55°	50°	45°	40°	35°	30°	25°	20°	15°
Januar . . .	757,5	58,3	59,8	62,0	60,8	61,1	62,3	63,0	63,9	64,8	64,6	63,5	61,9	60,2
Juli	758,8	58,2	57,7	57,5	57,7	58,2	59,0	59,7	60,1	60,0	59,4	58,6	57,9	57,5
Jahr	760,5	60,0	58,6	58,2	58,7	59,7	60,7	61,5	62,0	62,4	61,7	60,4	59,2	58,3
Nördl. Breite .	10°	5°	Äqu.	S. Br. 5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	—
Januar . . .	759,0	58,2	57,8	57,7	57,7	57,9	58,8	60,0	61,1	61,7	61,2	57,8	52,7	—
Juli	757,7	58,3	59,0	59,8	60,9	62,0	63,5	64,9	65,3	64,0	60,9	57,4	53,0	—
Jahr	757,9	58,0	58,0	58,3	59,1	60,2	61,7	63,2	63,5	62,4	60,5	57,3	53,2	—

Schwankungen. Die tägliche Luftdruckschwankung besteht aus einer Doppelwelle, die auf dem größten Teil der Erde im Mittel Maxima um 9 Uhr bis 10 Uhr morgens und abends, Minima um 3 Uhr bis 4 Uhr morgens und abends aufweist. Die Amplituden nehmen mit wachsender geographischer Breite ab.

Da der Mond keinen merklichen Einfluß darauf hat, handelt es sich nicht um Gravitationswirkung. Die beiden Tagesextreme sind meist höher als die nächtlichen. Auf dem äquatorialen Stillen Ozean beträgt die ganze Tagesschwankung 2,37, die Nachtschwankung nur 1,63 mm Quecksilber, in Upsala, unter 60° Breite, 0,33 gegen 0,17 mm. Die Jahreszeit, die Lage der Station, sowie insbesondere das Wetter, ob heiter oder trübe, beeinflussen die tägliche Luftdruckschwankung. Die Zerlegung in eine

ganz-, eine halb- und eine dritteltägige Welle ergab, daß die ganztägige Welle durch die Windverhältnisse, insbesondere durch die Land- und Seewinde, sowie durch die Berg- und Talwinde örtlich sehr beeinflusst wird; die halbtägige Periode entspricht einer freien Schwingung der Gesamtatmosphäre und ist daher sehr regelmäßig; die dritteltägige Schwankung endlich besitzt sehr geringe Amplitude, aber strenge Regelmäßigkeit. Da die meteorologischen Elemente, insbesondere Druck und Temperatur, nach thermodynamischen und hydrodynamischen Gesetzen zusammenhängen, ergibt sich ein Zusammenhang ihrer täglichen Schwankungen, der Phasenzeiten und der Phasenverschiebung mit der Höhe.

Die jährliche Luftdruckschwankung zeigt im Gegensatz zu der täglichen starke Verschiedenheiten von Ort zu Ort. Sie wird bedingt durch die vorher erwähnten Verschiebungen der Luftmassen, zu denen sich örtliche Einflüsse gesellen. Viel größer und weitaus wichtiger sind die unregelmäßigen Schwankungen, die zumeist auf der Ortsveränderung von umfangreichen Luftmassen beruhen, in denen der Luftdruck erheblich von dem normalen Betrage abweicht. Atmosphärische Wirbel, in denen niedriger Luftdruck herrscht (s. Zyklonen), wandern über weite Strecken hin, während die Gebiete hohen Luftdrucks (s. Antizyklonen) meist langsamer ihre Lage verändern und häufiger stationär sind. Diese Wanderungen der Minima und Maxima verursachen erhebliche Schwankungen des Luftdrucks.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Luftdruck, Einfluß auf Flammenlampen s. Einheitslichtquellen Nr. 4 und 5.

Luftdruckgradient und Wind. Der in horizontalem Sinne gerechnete Luftdruckgradient hat für einen bestimmten Ort und eine bestimmte Zeit zu gelten und bezeichnet mangels näherer Angaben die Abnahme des Luftdruckes in mm Quecksilber auf 111 km (1 Meridiangrad) senkrecht zu den Isobaren (s. d.), die entweder, wie dies auf den Wetterkarten

der Fall ist, auf den Meeresspiegel oder auf ein anderes Niveau zu beziehen sind. Sieht man von der Reibung ab, so fällt die Windrichtung bei beschleunigungsloser Luftströmung, dem barischen Windgesetz (s. d.) folgend, in die Isobarenrichtung. Wo Beschleunigung herrscht, ändert sich die Luftdruckverteilung so lange, bis der auf die Masseneinheit zu beziehende Luftdruckgradient G der Horizontalkomponente A der ablenkenden Kraft der Erdrotation und der Zentrifugalkraft Z das Gleichgewicht hält. Da A und Z bei antizyklonal rotierenden Luftwirbeln in entgegengesetztem Sinne wirken (Z weist stets nach außen), ist in diesen bei gleicher Windstärke ein geringerer Luftdruckgradient als in Zyklonen zum Gleichgewicht der drei Kräfte hinreichend. Auf der nördlichen Halbkugel ist A, wenn man im Sinne der Luftströmung

blickt, stets nach rechts, auf der südlichen nach links gerichtet; mit Annäherung an den Äquator wird A bei einer bestimmten Windstärke immer geringer, so daß dort zum Gleichgewicht ein immer schwächerer Luftdruckgradient G hinreicht. Man

hat: $A = 2 \omega c \sin \varphi$, $Z = \frac{c^2}{r}$, $G = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}$, worin

$\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ Bogeneinh./sek die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde, φ die geographische Breite, c die Windgeschwindigkeit in m/sec, ρ die Luftdichte in kg/m^3 , p den Luftdruck in kg/m^2 , r den Krümmungsradius der Isobaren in m bezeichnet. Bei geradlinigen Isobaren wird $G = A =$

$2 \omega c \sin \varphi = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial n}$, wo n die Normale zu den

Isobaren ist. c ist der Gradientwind, er nimmt unter sonst gleichen Verhältnissen mit wachsendem φ ab. Durch die Reibung (s. d.) werden die Vorgänge besonders in den unteren Schichten der Atmosphäre wesentlich beeinflusst. Der wirkliche Wind entspricht erst in etwa 500 m Höhe nahezu dem Gradientwind. Zur Ermittlung des Gradientwindes aus der Wetterkarte ist die Formel zu benutzen:

$2 \omega c \sin \varphi + \frac{c^2}{r} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\rho} E$ oder näherungsweise

nach Troeger $\frac{70200}{4C + 10C^2/R} = E$, worin E den

Abstand zweier 5 mm-Isobaren in km bezeichnet; in der letzten Formel ist C in km/Stunde, R in km auszudrücken, sie gilt für $\varphi = 50^\circ$ und $\rho = 1,23$ (für $10^\circ C$ und einen Luftdruck von 750 mm).

Tetens.

Näheres s. Hann, Lehrb. der Meteorologie 4. Auflage S. 432 ff., S. 496 ff., sowie Exner, Dynam. Met. 2. Aufl. S. 92 ff.

Luftdruckionisationskammer s. Druckluftionisationskammer.

Luftelektrizität. Darunter versteht man gewöhnlich das an allen Orten der Erde jederzeit zu beobachtende Bestehen einer Potentialdifferenz zwischen einem beliebigen Punkte der Atmosphäre und der Erdoberfläche; diese Potentialdifferenz wird um so größer, je höher man den Punkt wählt. Den Spannungsunterschied pro 1 m Höhendifferenz nennt man „Potentialgefälle“. Im weiteren Sinne versteht man unter „Luftelektrizität“ die Gesamtheit aller elektrischen Erscheinungen, welche der Atmosphäre eigentümlich sind: das elektrische Leitungsvermögen der Luft und dessen Ursache, der Gehalt der Luft und der Erdrinde an radioaktiven Substanzen, die elektrischen Strömungen in der Luft, die Elektrizität der Niederschläge, Gewitterelektrizität usw.

Schon 1698 wies Wall auf die Analogie zwischen Blitz und dem künstlich erzeugten elektrischen Funken hin. 1752 zeigte d'Alibard, daß man aus einer vertikal aufgestellten langen eisernen Stange beim Herannahen von Gewitterwolken Funken ziehen kann. Wenige Tage darauf gelang Le Monnier unter Benützung besseren Isoliermaterials derselbe Versuch bei heiterem Himmel, wodurch bereits der Nachweis erbracht war, daß stets, auch bei heiterem Himmel, eine Potentialdifferenz zwischen Erde und Atmosphäre besteht. Im gleichen Jahre empfahl Franklin die Verwendung von Spitzen als Blitzableiter. Schon 1757 begann P. Beccaria in Bologna regelmäßig Messungen der atmosphärischen Potentialdifferenz und setzte sie durch 15 Jahre fort. Auch die weitere

Forschung fast bis zum Ende des 19. Jahrhunderts beschränkte sich auf Beobachtungen des atmosphärischen Potentialgefälles. Erst in den achtziger Jahren des 19. Jahrhunderts begann man nach den Arbeiten von Linß u. a. auf die Bedeutung der Elektrizitätsleitung der Atmosphäre aufmerksam zu werden. Die Erforschung der Natur der Elektrizitätsleitung in Gasen und die damit Hand in Hand gehende Ausbildung der Lehre von den Gasionen brachte bald reiche Früchte auch auf dem Gebiete der Luftelektrizität. Nachdem F. Exner ein einfaches Instrumentarium zur Beobachtung des atmosphärischen Potentialgefälles, Elster und Geitel ein solches zur Beobachtung der Elektrizitätszerstreuung in freier Luft ersonnen hatten, wurden von einer großen Zahl von Forschern Beobachtungen beider Faktoren angestellt, wodurch dann die gesetzmäßigen, periodischen Änderungen dieser luftelektrischen Größen und ihre Zusammenhänge bald geklärt wurden. Ein gewaltiger Aufschwung setzte dann 1899—1905 ein, als in rascher Reihenfolge das Vorhandensein radioaktiver Substanzen in der Luft entdeckt und exakte Methoden zur Messung des Ionengehaltes, der Ionenbeweglichkeit und der absoluten Leitfähigkeit ausgearbeitet wurden. Insbesondere brachte dann die Ausbildung von Registriermethoden reiche experimentelle Ergebnisse. Die Entdeckung der elektrischen Ladung der Regentropfen und Schneeflocken, ferner die Entdeckung der sog. durchdringenden Strahlung (Höhenstrahlung, Ultra-Gammastrahlung oder Ultrastrahlung) vervollständigten die Kenntnis von den elektrischen Vorgängen in der Atmosphäre.

Dennoch ist man bis heute noch nicht zu einer lückenlosen, allen beobachteten Phänomenen gerecht werdenden Theorie der luftelektrischen Erscheinungen gelangt. Eine solche hätte vor allem zu erklären, wieso trotz der ständigen Ionisation der Luft das stets beobachtbare Potentialgefälle zwischen Erde und Luft aufrecht erhalten bleibt.

In der Zeit, als man die Luft noch als Isolator betrachtete, nahm man einfach an, die Erde habe als Ganzes gegen den Weltraum eine negative Ladung (Erman und Peltier). Lord Kelvin dagegen vertrat die Anschauung, daß die elektrischen Kraftlinien des Erdfeldes bereits in der Atmosphäre, wenn auch in deren höchsten Schichten, endigen. Die negative Ladung der Erdoberfläche werde also durch die freien positiven Raumladungen in der Atmosphäre kompensiert, so daß die Erde gegen außen als elektrisch neutral erscheinen müsse. Nachdem Ballonbeobachtungen gezeigt hatten, daß das Potentialgefälle mit zunehmender Erhebung in die Atmosphäre sich asymptotisch der Null zu nähern bestrebt, war Erman und Peltiers Ansicht widerlegt. Vorher noch nahm F. Exner an, daß der Wasserdampf negative Ladungen in die Atmosphäre bringe und vermutete einen direkten Zusammenhang zwischen Wasserdampfgehalt und Stärke des Erdfeldes. Die Beobachtungen haben gegen Exners Anschauung entschieden, dem aber unbestritten das Verdienst zuzuschreiben ist, eine neue Epoche in der Entwicklung der Luftelektrizität eingeleitet zu haben.

Elster und Geitel nahmen an, daß lichtelektrische Vorgänge (Hallwachseffekt) an der Erdoberfläche negative Ladungen in die Luft schaffen. Auch diese Anschauung wurde experimentell widerlegt. 1899 stellten dieselben Forscher eine andere Theorie, die sog. Ionen-Adsorptionstheorie, auf, welche zuerst das experimentell festgestellte Auftreten positiver Ladungen in der Luft nahe der Erdoberfläche zu erklären versuchte.

Nach dieser Theorie werden, wenn ionisierte Luft durch geerdete Hohlräume strömt, durch

Adsorption mehr negative als positive Ionen entfernt, so daß die z. B. aus Wäldern aufsteigende Luft einen Überschuß an positiven Ionen aufweist. Simpson erhob dagegen gewichtige Einwände und bezweifelte vor allem, daß dieser Prozeß ausreichte, um die durch den normalen vertikalen Leitungsstrom aus der Atmosphäre zur Erde herabgeführten positiven Ladungen zu kompensieren. Ebert modifizierte die Elster-Geitel'sche Ionenadsorptionstheorie derart, daß er sich vorstellt, daß diese Ionenadsorptionsprozesse sich bereits in den Erdkapillaren des Bodens abspielen und wies durch Versuche im kleinen nach, daß die austretende Bodenluft tatsächlich einen Überschuß an positiven Ionen mitführt. Doch haben spätere Untersuchungen gezeigt, daß dieser Prozeß quantitativ unzureichend ist. Gerdien verglich die Menge der durch vertikale Luftströmungen im Mittel nach oben geführten positiven Ladungen („normaler Konvektionsstrom“) mit den positiven Ladungen, die durch den normalen Leitungsstrom aus der Atmosphäre gegen die Erde zugeführt werden und fand, daß erstere nicht zur Kompensation der letzteren ausreichen. Als die ersten Beobachtungen der Niederschlags Elektrizität einen Überschuß negativer Regenladungen ergeben hatten, glaubte man endlich den Faktor gefunden zu haben, der zur Kompensation des vertikalen Leitungsstromes genügt. Die umfangreichen späteren Beobachtungen (Simpson, Baldit, Benndorf u. a.) ergaben aber unzweifelhaft im Mittel einen Überschuß positiver Regenladungen. Zur Erklärung des Elektrizitätshaushalts zwischen Erde und Luft könnte man noch annehmen, daß zu jedem beliebigen Zeitpunkt nicht die Atmosphäre als Ganzes eine positive, die Erde eine negative Ladung besitze, sondern daß für die Erde als Ganzes die negative Oberflächenladung in Gebieten des normalen positiven Potentialgefälles durch die erfahrungsgemäß höheren und häufigeren positiven Ladungen bei umgekehrtem Gefälle in Niederschlagsgebieten mehr oder weniger kompensiert sei. Quantitativ sind alle diese Annahmen schwer zu prüfen und daher ist die Frage, durch welche Prozesse das Erdfeld aufrecht erhalten werde, als noch nicht definitiv gelöst zu betrachten. (Über die neueren Arbeiten auf diesem Gebiete vgl. „Elektrizitätshaushalt der Erde“).

V. F. Hess.

Näheres s. Grätz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnetism., Bd. III. E. v. Schweidler und K. W. F. Kohlrausch, Atmosphärische Elektrizität, S. 269 ff. H. Benndorf und V. F. Hess, Luftpotezialität (in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, V. Band, I. Hälfte, Vieweg, Braunschweig 1928).

Luftfeuchtigkeit. Der Gehalt der Luft an Wasserdampf, der durch die Verdunstung (s. d.) in die Atmosphäre gelangt, wird durch Hygrometer (s. d.) gemessen. Die Luftfeuchtigkeit kann durch die Bestimmung folgender physikalischer Größen einen ziffermäßigen Ausdruck finden: 1. Gewicht des Wasserdampfes in g pro m³ Luft = Absolute Feuchtigkeit. 2. Gewicht des Wasserdampfes in g pro kg Luft = Spezifische Feuchtigkeit. 3. Spannkraft des Wasserdampfes in mm Quecksilberdruck = Dampfdruck (e). 4. Verhältnis des vorhandenen Wasserdampfes zum maximalen Dampfdruck (E) bei der betreffenden Temperatur = Relative Feuchtigkeit (e:E). Sie wird meist in Prozenten ausgedrückt (100e:E) und ist der geeignetste Ausdruck für die Luftfeuchtigkeit,

soweit sie als klimatisches Element in Frage kommt. 5. Differenz des vorhandenen und des maximalen Dampfdrucks, also die Dampfspannung, die zur Sättigung der Luft mit Wasserdampf noch fehlt = Sättigungsdefizit (E—e).

Die absolute Feuchtigkeit A und die spezifische Feuchtigkeit φ stehen mit dem Dampfdruck in folgenden Beziehungen:

$$A = \frac{1,060}{1 + at} \cdot e$$

$$\varphi = 623 \frac{e}{b + 0,377 e}$$

Hierbei bedeutet $a = \frac{1}{273}$ und b den Luftdruck in mm Quecksilber.

Feuchte Luft ist bei gleichem Druck spezifisch leichter als trockene, weil die Dichte des Wasserdampfes nur $\frac{5}{8}$ von demjenigen der trockenen Luft ist. Die Abnahme des Wasserdampfes mit der Höhe geht aber viel schneller vor sich, als es nach dem Daltonschen Gesetz (s. d.) der Fall sein müßte. Für die mittlere Änderung des Dampfdruckes mit der Höhe (h) in der freien Atmosphäre hat R. Süring die empirische Formel gefunden $e_h = e_0 \cdot 10^{-\frac{h}{6} \left(1 + \frac{h}{20}\right)}$, wo e_h der Dampfdruck in der, in m gemessenen Höhe h, e_0 der Dampfdruck im unteren Niveau ist.

Bei einem mittleren Dampfdruck von 11 mm Hg, wie er im Sommer durchschnittlich in Mitteleuropa beobachtet wird, ist der gesamte Wasserdampfgehalt einer Luftsäule von 1 m² Querschnitt über uns auf 25 kg zu schätzen, was bei völliger Kondensation einen Niederschlag von 25 mm Höhe ergeben würde.

Die horizontale Verteilung des Dampfdruckes schließt sich im allgemeinen recht eng an diejenige der Lufttemperatur (s. d.) an und nimmt ziemlich gleichmäßig gegen die Pole hin ab. Die relative Feuchtigkeit ist in den Subtropen am geringsten, am Äquator und in den Zirkumpolargebieten dagegen am größten. Der tägliche wie der jährliche Gang des Dampfdruckes folgen im allgemeinen jenen der Temperatur. Über dem Lande finden wir eine doppelte tägliche Periode des Dampfdruckes, die am stärksten im Sommer ausgebildet ist. Bei der relativen Feuchtigkeit dagegen sind täglicher und jährlicher Verlauf denjenigen der Temperatur im allgemeinen entgegengesetzt.

Die Luftfeuchtigkeit ist von der größten Bedeutung als Quelle der Niederschläge (s. d.), die durch Kondensation aus ihr entstehen.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 4. Aufl. 1926.

Luftgewichtskörper s. Massenmessungen.

Luftkondensator. Ein Kondensator (s. d.), bei dem das Dielektrikum aus Luft besteht. Die Luftkondensatoren dienen hauptsächlich als Normalkondensatoren; auch die Kapazitätsvariationen (s. d.) sind meist Luftkondensatoren. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß sie fast keine dielektrischen Verluste besitzen (sehr kleiner Verlustwinkel) und daß die dielektrischen Nachwirkungen bei ihnen nicht auftreten. Damit dieser Vorteil in möglichst hohem Maße erreicht wird, ist es aber auch erforderlich, den aus einem Dielektrikum (z. B. Hartgummi) hergestellten Stützen und Verbindungsstücken der einzelnen Teile eine möglichst kleine

Berührungsfläche mit den Metallteilen zu geben. Zur eindeutigen Definition der Kondensatoren ist es notwendig, sie mit einer Schutzhülle zu umgeben (s. Kondensator). *W. Jaeger.*

Luftleiter s. Antenne.

Luftpotential s. Erdfeld und Potentialgefälle.

Luftpumpen. Sie dienen dem Zweck, Luft entweder aus einem Raum fortzuschaffen (Saugpumpen) oder in einen Raum hineinzudrücken (Druckpumpen). Die ersteren teilt man in Öl-, Quecksilber-, Wasserstrahl- und Quecksilberdampfstrahl, weiter in Diffusion (Kondensation-) und Molekularluftpumpen. Die Druckpumpen unterteilen sich in Hahn-, Ventil- und Quecksilber-Druckluftpumpen, in Kolben- und Turbokompressoren. Zu letzteren gehören auch die Ventilatoren. Eine nähere Beschreibung findet man bei den einzelnen Typen. *H. Ebert.*

Luftresonatoren dienen hauptsächlich zur Unterstützung des Ohres beim Heraushören von Teiltönen aus einem Klange (s. d.). Es sind Hohlräume aus beliebigem Material, die in der Regel zylinder- oder kugelförmige Gestalt haben. An einer Stelle befindet sich ein Ansatzstück mit einer kleinen Öffnung, das zum Einführen in das Ohr dient. Dem Ansatzstück gegenüber befindet sich eine zweite, in der Regel etwas größere Öffnung, durch welche die Klangwelle eintreten kann. Man pflegt jetzt nach dem Vorgange von R. König zylinderförmige Resonatoren zu benutzen, bei denen zwei Zylinderrohre (posaunenartig) übereinander geschoben sind, so daß man den Resonator ausziehen und zusammenschieben kann, wodurch die resonierende Luftsäule verlängert oder verkürzt wird, wobei sich ihr Eigentön ändert. Je kleiner die schwingende Luftsäule ist, um so höher ist der Eigentön. Ferner hängt er noch stark von der Größe der Öffnung ab, durch die der Klang eintritt; je größer diese unter sonst gleichen Bedingungen ist, um so höher ist der Eigentön. Die Luftresonatoren haben gegenüber anderen den Vorzug sehr großer Empfindlichkeit, weil die in Bewegung zu setzende Masse (Luft) klein ist. *E. Waetzmann.*

Näheres s. R. König, Quelques expériences d'Acoustique. Paris 1882.

Luftschaall s. Bodenschall.

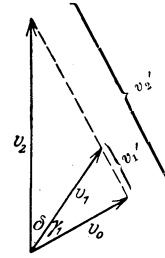
Luftschalter s. Schalter.

Luftschiff nennt man ein Luftfahrzeug, welches leichter als die Luft ist, dessen Auftrieb also statisch durch Gase erzeugt wird (zum Unterschied vom Flugzeug), und das sich relativ zur umgebenden Luft bewegen kann (zum Unterschied vom Luftballon). Man baut heute meist starre Konstruktionen in solchen Formen, deren Luftwiderstand nach Modellversuchen besonders klein ist. Die Stabilitätsverhältnisse liegen ähnlich wie beim Schiff; man muß darauf achten, daß der Schwerpunkt richtig unter dem Mittelpunkt der Auftriebskräfte gelegen ist. Die seitliche und die Höhenstabilität muß durch feste Leitflächen am hinteren Ende des Luftschiffes gesichert werden. Die an diesen Leitflächen angebrachten beweglichen Teile dienen zur Seiten- und Höhensteuerung. Letztere kann außerdem durch Ballastabgabe bzw. Gasabblasen bewirkt werden; auch kann durch Schwerpunktverschiebung gegenüber dem Auftriebsmittelpunkt das Luftschiff schief zur Flugrichtung gestellt werden und so ein nach oben oder unten drückender Auftrieb erzeugt werden. *L. Hopf.*

Luftschraube s. Treibschraube.

Luftstoßanzeiger s. Geschößgeschwindigkeit.

Luftströmungen. Die Luftbewegungen spielen sich im allgemeinen in quasihorizontaler Richtung ab und können im großen als stationär, beschleunigungsfrei angesehen werden. Dann muß zwischen dem Druckgradienten, der Zentrifugalkraft und der ablenkenden Kraft der Erdrotation Gleichgewicht bestehen. Berücksichtigung der Reibung führt dahin, daß der Wind auch bei konstantem Druckfeld nicht senkrecht zum Gradienten weht, sondern eine Komponente in Richtung des Gradienten bekommt (vgl. Reibung der Luft in der Atmosphäre). Für eine genauere Betrachtung der tatsächlich zustande kommenden Strömung ist die Turbulenz (s. d.) der Atmosphäre in Betracht zu ziehen. Über den Ursprung der Energie der Luftbewegung vgl. Umlagerung von Luftmassen und Luftdruckgradient.



Ist in der Atmosphäre ein horizontales Temperaturgefälle gegeben, so kann nur bei einer bestimmten Geschwindigkeitsänderung mit der Höhe eine stationäre Strömung bestehen. Stoßen an einer Grenzfläche verschieden warme Luftkörper mit verschiedenem quasihorizontalem Bewegungszustand zusammen, so muß sich wegen der größeren Dichte der virtuell kältere (s. virtuelle Temperatur) unter den virtuell wärmeren, d. h. im allgemeinen der kältere unter den wärmeren Luftkörper schieben; das führt zur Bildung von Inversionen (s. d.) und Kälteeinbrüchen (s. d.). Die Lage der Grenzfläche im Raume läßt sich durch den Geschwindigkeits- und Dichtesprung der beiden Luftkörper bestimmen. Bezeichnen v_1 und v_2 die Strömungsvektoren der unteren und der oberen Luftmasse in einem Punkt der gemeinsamen Grenzfläche, δ den Winkel zwischen ihnen, so erhält man in v_0 den gemeinsamen Windvektor, der die Verschiebung der Grenzfläche angibt. Sieht man von Vertikalbewegungen ab, so ergibt sich für die Geschwindigkeit des Weiterrückens v_0 der Fläche und die Abweichung γ_1 ihrer Wanderungsrichtung von dem Windvektor v_1

$$v_0 = v_1 \cos \gamma_1 \quad \text{und} \quad \text{tg } \gamma_1 = \frac{\cos \delta - \frac{v_1}{v_2}}{\sin \delta}$$

Die senkrecht zu v_0 gerichteten Komponenten v_1' und v_2' liegen dann auf der durch den betrachteten Punkt der Grenzfläche gehenden Isohypse. Für den Neigungswinkel der Fläche ergibt sich durch den Sprung der Dichte oder der virtuellen Temperatur (s. d.) nach Margules die Formel

$$\text{tg } \alpha = - \frac{L}{g} \frac{\vartheta_2 v_1' - \vartheta_1 v_2'}{\vartheta_2 - \vartheta_1}$$

wo ϑ_1 und ϑ_2 die virtuelle Temperatur der beiden Luftmassen, L die horizontale Komponente der ablenkenden Kraft der Erdrotation $= 2\omega \sin \varphi$, g die Beschleunigung der Schwerkraft ist. Hat man, zwischen den Enden der beiden Windvektoren stehend, die Pfeilspitze des oberen Windes zur rechten, so blickt man die Fläche hinauf (auf der südlichen Halbkugel hinab). Die Untersuchung derartiger Grenzflächen beginnt ein ganz neues

Licht auf die Vorgänge der Luftzirkulation zu werfen und verspricht für die Wettervorhersage von Bedeutung zu werden, s. auch Gleitflächen.

T'etens.

Näheres s. F. M. Exner, Dynamische Meteorol. 1925, S. 189 ff.

Luftstromanlage s. Modellversuchsanstalt für Aerodynamik.

Lufttemperatur. Messung. Ein frei aufgehängtes Thermometer erhält seine Temperatur nicht nur durch Wärmeleitung von der Luft, sondern auch durch Strahlung von verschiedenen Gegenständen der Umgebung, gegen die es auch seinerseits Wärme ausstrahlt. Um die richtige Lufttemperatur zu erhalten, muß daher der Einfluß der Wärmeleitung der Luft durch starken Luftzutritt (Schleudern oder Ventilation) gesteigert oder der Einfluß der Strahlung durch Schutzvorrichtungen möglichst verkleinert werden. Beide Methoden sind kombiniert in dem Aspirationsthermometer, das somit die zuverlässigste Bestimmung der Lufttemperatur gestattet.

Vorgang der Erwärmung. Die Quelle der Luftwärme ist die durch die Sonnenstrahlung (s. d.) erwärmte Erdoberfläche. Während der feste Erdboden sich durch Einstrahlung rasch und stark erwärmt, aber auch durch Ausstrahlung leicht abkühlen kann, erwärmen sich Wassermassen, insbesondere wegen der größeren spezifischen Wärme des Wassers, weniger stark, kühlen sich aber auch langsamer ab. Die Lufttemperatur ist daher in hohem Maße abhängig von der Beschaffenheit der Unterlage und deren täglichem und jährlichem Wärmegehalte, wobei jedoch eine Verspätung der Phasenzeiten und eine Abnahme der Amplitude erfolgt.

Änderungen. Die periodischen Änderungen der Lufttemperatur hängen im wesentlichen von der Sonnenhöhe ab. Beim mittleren täglichen Gang tritt das Minimum fast überall und zu allen Jahreszeiten in den frühen Morgenstunden um die Zeit des Sonnenaufgangs ein, während das Maximum auf die ersten Nachmittagsstunden fällt. Die Größe der Amplitude wird durch Jahreszeit, Wetter und geographische Lage stark beeinflusst. Sie ist groß auf den Kontinenten, klein auf den Ozeanen und hohen Bergen. Das Tagesmittel der Lufttemperatur läßt sich in Deutschland annähernd richtig berechnen, wenn man das Mittel aus den Ableseterminen 7a, 2p und 9p nimmt, dabei der Ablesung um 9p aber das doppelte Gewicht beilegt, also $(7a + 2p + 9p + 9p) : 4$ nimmt.

Der jährliche Gang folgt in erster Linie demjenigen der Sonnenstrahlung (s. d.), wird also im wesentlichen durch die geographische Lage, vor allem die geographische Breite bedingt. Es tritt jedoch eine Verspätung des Maximums und Minimums gegen die entsprechenden Extreme der Insolation ein, die im Landklima etwa 25 Tage, im Seeklima niedriger gemäßigter Breiten fast zwei Monate beträgt. Bei der Darstellung des jährlichen Ganges der Temperatur pflegt man meist die aus den einzelnen Tagesmitteln berechneten

Monatsmittel zugrunde zu legen, obgleich dies nicht ganz korrekt ist. Bei der Darstellung des jährlichen Temperaturganges durch Tagesmittel zeigen sich außerhalb der Tropen meist Unregelmäßigkeiten, von denen in Mitteleuropa die Kälterückfälle in der dritten Pentade des Mai und nach Mitte Juni am stärksten hervortreten.

Unperiodische Änderungen spielen eine große Rolle und können unter besonderen Verhältnissen in höheren Breiten so bedeutende Beträge erreichen, daß die höchste Temperatur gelegentlich in die Winterzeit fällt.

Extreme. Die höchsten Temperaturen von mehr als 50° sind am nördlichen Rande der Tropenzone und der Subtropen gemessen worden. Die niedrigsten von -70° in dem Nordostsibirischen Kältepol bei Werchojansk.

Geographische Verbreitung. In horizontaler Richtung nimmt die Lufttemperatur auf dem gleichen Meridian im großen und ganzen mit zunehmender geographischer Breite ab, doch zeigt der Verlauf der Isothermen (s. d.) manche Unregelmäßigkeiten. Insbesondere ist die Verbreitung von Wasser und Land von maßgebendem Einfluß, vor allem auf die Wintertemperaturen in höheren Breiten, die über den Kontinenten beträchtlich niedriger sind als über den Ozeanen. Als Mitteltemperaturen der Parallelkreise im Meeresniveau sind die unten stehenden Werte abgeleitet worden.

Die Abweichungen der wirklichen Temperaturmittel von diesen Mittelwerten der Parallelkreise werden durch die Isanomalien (s. d.) veranschaulicht.

In vertikaler Richtung nimmt die Temperatur im allgemeinen mit der Höhe ab, wie Beobachtungen sowohl im Gebirge als auch in Luftfahrzeugen gezeigt haben. Der Betrag dieser Abnahme ist verschieden an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten. Im Mittel kann man rund 0,5° pro 100 m annehmen. Dieser Wert ist namentlich dann zugrunde zu legen, wenn es sich um die Reduktion von Mittelwerten auf das Meeresniveau zwecks Konstruktion von Isothermen-Karten handelt. In trockenen aufsteigenden Luftmassen nimmt die Temperatur nach der Theorie um je 1° pro 100 m ab. Bei feuchter Luft wird, sobald durch die beim Aufsteigen erzeugte Abkühlung der Taupunkt (s. d.) erreicht worden ist, Wasserdampf kondensiert, und die freiwerdende latente Wärme desselben vermindert von diesem Punkte an die Temperaturabnahme.

Temperaturverhältnisse der oberen Luftschichten. Die Erforschung höherer Luftschichten durch Registrierballons lieferte 1902 den Nachweis, daß oberhalb von etwa 11 km eine Abnahme der Lufttemperatur mit der Höhe nicht mehr stattfindet, und weitere Untersuchungen zeigten, daß man zwei Zonen der Atmosphäre unterscheiden müsse, die bis dahin allein bekannte, bis zu jener Höhe hinaufreichende Troposphäre (s. d.), in welcher sich die wechselnden Witterungsvorgänge mit auf- und absteigenden Luftströmungen ab-

Geographische Breite		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Januar	Nordhalbkugel	26,5	25,8	21,9	14,7	5,5	-7,2	-16,1	-26,3	-32,2	-41,0
	Südhalbkugel	26,5	26,4	25,3	21,6	15,4	8,4	3,2	-1,2	-4,3	-6,0
Juli	Nordhalbkugel	25,7	27,0	28,0	27,3	24,0	17,9	14,1	7,3	2,0	-1,0
	Südhalbkugel	25,7	23,0	19,8	14,5	8,8	3,0	-9,3	-21,0	-28,7	-33,0
Jahr	Nordhalbkugel	26,3	26,8	25,3	20,4	14,1	5,8	-1,1	-10,7	-17,1	-22,7
	Südhalbkugel	26,3	25,5	23,0	18,4	11,9	5,4	-3,2	-12,0	-20,6	-25,0

Die Temperatur der hohen südlichen Breiten beruhen auf Schätzungen, deren Grundlagen sehr lückenhaft sind.

spielen, und eine darüber liegende, geschichtete Luftmasse mit wesentlich horizontalen Luftbewegungen, die Stratosphäre (s. d.). Die Grenze zwischen beiden liegt unter dem Äquator in etwa 17 km Höhe, sie sinkt polwärts, liegt in Mitteleuropa und in Lappland nur 10—11 km hoch. Die Stratosphäre ist nahezu isotherm, weil hier Strahlungsgleichgewicht herrscht. Hier sind auch die tiefsten überhaupt gemessenen Lufttemperaturen registriert worden, nämlich $-91,9^\circ$ in $15\frac{1}{2}$ km Höhe über Batavia und -84° in 19 km Höhe über dem Viktoria-See in Ostafrika. Diese Höhen haben, soweit sich aus den bisherigen Messungen feststellen läßt, in den Tropen eine um etwa 24°

niedrigere Temperatur als in Mitteleuropa und Nordamerika. Die Beobachtungen in Luftfahrzeugen haben ferner ergeben, daß die tägliche Temperaturschwankung mit der Höhe rasch abnimmt und schon in 2000 m nur noch wenige Zehntelgrade beträgt. Die jährliche Periode der Lufttemperatur dagegen erreicht in etwa 7 km Höhe ihr Maximum und wird erst von da ab kleiner. Nach den bisherigen Ergebnissen lassen sich folgende Mittelwerte der Lufttemperatur für die hohen Schichten der Atmosphäre angeben.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Höhe:	0	1	2	4	6	8	10	12	14	16 km
Batavia (7° S)	26,4	20,6	15,0	4,1	-7,1	-19,3	-34,1	-50,9	-67,7	-79,2
Mittl. Nordamerika (40° N)	11,5	8,0	4,0	-7,0	-20,0	-33,5	-44,5	-53,0	-55,0	-55,0
München (48° N)	10,1	6,2	1,2	-10,0	-22,5	-36,3	-48,7	-54,6	-54,4	-53,3
Lindenberg (52° N)	9,0	4,3	-0,7	-11,7	-25,1	-39,8	-51,5	-54,1	-53,0	-
Kiruna (68° N)	-0,8	-0,7	-4,6	-14,0	-26,6	-40,8	-51,2	-53,8	-53,0	-52,0

Luftthermometer s. Temperaturskalen.

Luftthermometer mit Hitzdraht s. Kalorische Instrumente.

Lufttöne s. Hiebtöne.

Lufttransformator. Transformator ohne Eisenkern. Sind L_1 und r_1 Selbstinduktion und Ohmscher Widerstand des Primärkreises, L_2 und r_2 die entsprechenden Größen des Sekundärkreises und M die Gegeninduktivität, so gilt

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= I_1 r_1 + I_1 j \omega L_1 + I_2 j \omega M \\ 0 &= I_2 r_2 + I_2 j \omega L_2 + I_1 j \omega M. \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich das Übersetzungsverhältnis N des Transformators, das heißt das Verhältnis der effektiven Stromstärken

$$N = I_2/I_1 = \frac{\omega M}{\sqrt{r_2^2 + \omega^2 L_2^2}}$$

und die Phasenverschiebung zwischen Primärstrom und Sekundärstrom

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{r_2}{\omega L_2}.$$

Ist der Ohmsche Widerstand des Sekundärkreises r_2 sehr klein gegen den induktiven ωL_2 , so wird das Übersetzungsverhältnis

$$N = \frac{M}{L_2} = \frac{n_1}{n_2}$$

gleich dem Verhältnis der Windungszahlen der Primärspule zur Sekundärspule. Für die Spannung \mathcal{E}_1 an der Primärspule erhält man ferner die Gl.

$$\mathcal{E}_1 = I_1 [r_1 + r_2 N^2 + j \omega (L_1 - L_2 N^2)].$$

Durch den Sekundärkreis wird also der Wirkwiderstand des Primärkreises um $r_2 N^2$ vergrößert, die wirksame Selbstinduktion um $L_2 N^2$ verkleinert.

Ist der Ohmsche Widerstand des Primärkreises klein, was im allgemeinen der Fall sein wird, so ist der Leerlaufstrom I_0 , d. h. der Primärstrom bei geöffnetem Sekundärkreis

$$I_0 = E_1/\omega L_1$$

und der Kurzschlußstrom I_k , d. h. der Primärstrom bei kurzgeschlossenem Sekundärkreis

$$I_k = I_0/\zeta$$

wo

$$\zeta = 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}$$

den Streukoeffizienten bedeutet. Aus der Messung des Leerlaufstromes und des Kurzschlußstromes ergibt sich somit der Streukoeffizient. E. Alberti.

Näheres s. F. E. m. d. e., Die Arbeitsweise der Wechselstrommaschinen.

Lufttrennung. Das von Linde eingeführte Lufttrennungsverfahren beruht darauf, daß bei einer gegebenen Temperatur die Dampfspannung des flüssigen Stickstoffs beträchtlich größer ist als diejenige des flüssigen Sauerstoffs. Läßt man in einen Rektifikationsapparat, der in seinem Innern durch Einbau von Drahtnetzen usw. mit einer großen Oberfläche versehen ist, von oben flüssigen Stickstoff und von unten gasförmigen Sauerstoff eintreten, so wird der Sauerstoff wegen seiner leichteren Kondensierbarkeit verflüssigt und tropft unten heraus, während der Stickstoff verdampft und oben als Gas abströmt. Im Innern des Rektifikationsrohres gibt es je nach der Höhe verschiedene Mischungsgrade beider Gase. Führt man an einer passenden Zwischenstelle flüssige Luft zu, so wird dadurch der Vorgang nicht geändert; es fließt unten flüssiger Sauerstoff und oben gasförmiger Stickstoff ab. — Durch Verfeinerung des Verfahrens kann man bewirken, daß der auf diese Weise gewonnene Stickstoff nur $1-2\%$ Sauerstoff enthält. Der Sauerstoff ist mit etwa 2% Stickstoff versetzt (s. Handb. d. Phys. Bd. XI).

Henning.

Luftverflüssigung s. Verflüssigung.

Luftwändekammer. Die Ionisation in einer kleinen mit Röntgenstrahlen bestrahlten Ionisationskammer (Fingerhutkammer, s. d.) wird zur Hauptsache durch die in der Kammerwand ausgelösten Elektronen hervorgerufen. Daher ist das Wandmaterial von erheblichem Einfluß auf die Stärke der Ionisation. Wählt man nach Fricke und Glasser (Ztschr. f. Phys. Bd. 29, S. 374; 1924) dieses so, daß die „effektive Atomnummer“ gleich derjenigen der atmosphärischen Luft ist, so verhält sich die Kammer hinsichtlich der in ihr auftretenden Ionisation so, als ob ihre Wände aus Luft beständen, d. h. die Wandwirkung ist eliminiert, so daß die reine Luftionisation wie in einer Faßkammer oder einer Luftdruckionisationskammer (s. d.) gemessen wird. Eine Luftwändekammer zeigt daher bei der Eichung in „Röntgen“ (s. d.) keinen Gang mit der Strahlenqualität. Nach einem Vorschlag von Glocker und Kaupp (Strahlentherapie Bd. 23, S. 447, 1926 und Bd. 24, S. 517, 1927) lassen sich praktisch brauchbare Luftwändekammern aus Bakelit herstellen, wenn man diese an der Innenseite mit einem aus Graphit und Silicium in geeigneter Mischung hergestellten Belag versieht.

Behnken.

Luftwiderstand. Während die Flugbahn eines Geschosses im luftleeren Raum unter alleiniger Einwirkung der nach Größe und Richtung konstant angesehenen Schwerebeschleunigung eine Parabel mit der Schußweite $X = \frac{v_0^2 \sin 2\varphi}{g}$ ist (wo v_0 die

Anfangsgeschwindigkeit, φ den Winkel, welchen die anfängliche Flugrichtung des Geschosses mit der Horizontalebene bildet, g die Schwerebeschleunigung 9,81 m/sec² bedeutet), wird die Bahn des im Luftraum fliegenden Geschosses durch den Luftwiderstand unter Umständen sehr verkürzt und abgeändert. Der Luftwiderstand gegen ein fliegendes Geschöß kann in mancher Beziehung mit dem Wasserwiderstand gegen ein fahrendes Schiff verglichen werden; er ist wie letzterer die Wirkung einer ganzen Anzahl verschiedener Ursachen. Erstens entsteht hinter dem mit der Spitze in der Bahntangente fliegenden Geschöß ein luftverdünnter Raum, in den die Luft nachträglich in Wirbeln einströmt. Die Luftverdünnung wächst mit der Geschößgeschwindigkeit, besonders stark in Geschwindigkeitsbereichen, welche der Schallgeschwindigkeit nahekommen, und strebt einem bald erreichten Maximum — der absoluten Luftleere hinter dem Geschößboden — zu. Der durch die Luftverdünnung entstehende Saug- und Wirbelwiderstand hängt sehr von der Form des hinteren Geschößendes ab. Er wird geringer bei sanft verjüngten Geschossen, an denen die Luftfäden sich gut anschmiegen können. Zweitens: Von allen vorspringenden Teilen des Geschosses gehen Verdichtungswellen aus, welche sich nach allen Seiten hin mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen und so dem Geschosse Energie abnehmen. Liegt die Geschößgeschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit, so ist die Energiezerstreuung durch die dem Geschöß voreilenden Luftstörungen gering. Erst wenn die Geschößgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit überschritten hat, wird der Wellenwiderstand beträchtlich. Die Verdichtungswellen können dann dem Geschöß nicht mehr voraneilen, sondern legen sich hemmend als Druck dem Geschöß in seiner Bewegung entgegen (s. Kopfwelle). Der Wellenwiderstand scheint unbegrenzt mit der Geschößgeschwindigkeit zu wachsen und mehr und mehr dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional zu werden. Drittens: An der Geschößoberfläche wird ein Reibungswiderstand erzeugt.

Während die qualitative Zusammensetzung des Luftwiderstandes so dargelegt werden konnte, hängt die Größe der einzelnen Komponenten in sehr verwickelter Weise von einer Unzahl von Umständen ab, von denen in erster Linie die Form der Geschößspitze, die Form des unteren Geschößendes und die augenblickliche Neigung der Geschößlängsachse gegen die Bahntangente zu erwähnen wären, ferner das Kaliber, also die Größe des Geschößquerschnittes, und die Luftdichte (s. Tageseinflüsse). Um Ordnung in diese Verhältnisse zu bringen, setzt man näherungsweise den Luftwiderstand $W = R^2 \pi \cdot \frac{\delta}{\delta_0} i \cdot F(v)$, d. h. man nimmt an, daß der Luftwiderstand proportional dem Geschößquerschnitt $R^2 \pi$, dem Verhältnis $\frac{\delta}{\delta_0}$ des Tagesluftgewichtes δ zu einem gewählten Normaltagesluftgewicht δ_0 , einem Formkoeffizienten i , welcher die gesamte Geschößform berücksichtigt,

und im übrigen eine bestimmte explizite Funktion $F(v)$ der Geschwindigkeit v sei. Neuere Versuche, angestellt von C. Cranz und von der Firma Fried. Krupp A.-G., haben freilich gezeigt, daß diese Annahme (man könne $F(v)$ von dem Kaliber mit der Geschößform trennen) mehr konventionell als genau zutreffend ist, denn tatsächlich gehört jedem Geschöß eine besondere, etwas verschiedene Luftwiderstandsfunktion $F(v)$ zu, indes genügt die obige vereinfachende Annahme über W für die praktischen Bedürfnisse vollkommen. Man begnügt sich damit, den Formkoeffizienten i aus Schießversuchen für verschiedene Entfernungen experimentell zu ermitteln, und schiebt die Variabilität dieses Koeffizienten mit einer gewissen Berechtigung in erster Linie darauf, daß das Geschöß während seiner Flugbahn nicht dauernd mit seiner Längsachse in der Bahntangente bleibt, wodurch der Formkoeffizient ungünstig beeinflusst wird, und auf gewisse Integrationsfehler bei der Lösung des außerballistischen Problems.

Der Einfluß der Geschößform läßt sich einigermaßen theoretisch berechnen, wenn man gewisse Gesetze für den Luftwiderstand gegen ein unter α geneigtes Flächenelement df , wie das Newtonsche Gesetz $dW = k \cdot \cos^2 \alpha F(v) \cdot df$, allgemein $dW = k \cos^2 \alpha F(v)$ als gültig ansieht. Man hat sogar versucht, mit Hilfe der Variationsrechnung eine Spitzenform kleinsten Widerstandes zu berechnen. Alle diese Berechnungen kranken an der Unzuverlässigkeit der Grundlagen (darüber s. die Literatur bei „Ballistik“). Die beste Art, günstige Geschößformen zu finden, bleibt die experimentelle. Dabei hat es sich gezeigt, daß man, wenn man den Formkoeffizienten für ein zylindrisches Geschöß gleich 10 setzt, den Koeffizienten bei Geschossen mit schlanken Spitzen bis auf 1 oder 1,5 herabdrücken kann. — Die Annahme, daß der Luftwiderstand $\frac{\delta}{\delta_0}$ proportional sei, scheint nach den Erfahrungen mit den Fernflugbahnen des Weltkrieges in weitem Maße zutreffend zu sein.

Die Form der Luftwiderstandsfunktion $F(v)$ theoretisch zu ermitteln, sind die verschiedensten Ansätze gemacht worden; die neueren Arbeiten von Vieille und Ökinghaus und die neuesten von Lorenz und Sommerfeld berücksichtigen dabei auch die aerodynamischen Verhältnisse. Diese Arbeiten werden dem Umstand auch einigermaßen gerecht, daß die aus $F(v)$ abgeleitete Funktion $K(v) = \frac{F(v)}{v^2}$ in der Gegend zwischen 300 und 400 m stark ansteigt, um bei etwa 500 p m ein Maximum zu haben und dann asymptotisch gegen einen Wert $K(\infty) = \text{Const.}$ abzufallen, aber die Mannigfaltigkeit der Ursachen bedingt es, daß all diese theoretischen Untersuchungen in ihrem praktischen Wert hinter den Ergebnissen sorgfältiger Luftwiderstandsversuche zurückbleiben müssen. Diese Versuche haben es ermöglicht, die Funktion $F(v)$ für gewisse Normalgeschosse tabellarisch festzulegen, und man nimmt an, daß die Funktion dann auch für abgeänderte Geschosse gültig bleibt. Diese Luftwiderstandstabellen geben $F(v)$ natürlich nicht in geschlossenen mathematischen Ausdrücken wieder. Da es indes für gewisse Lösungen der außerballistischen Differentialgleichung bequemer ist, wenn man $F(v)$ in der Form $a v^m$ oder $a + b v^m$ hat, so hat man den ganzen für Geschosse in Betracht kommen

den Geschwindigkeitsbereich in Zonen geteilt und für jede Zone ein dem wirklichen $F(v)$ nahe kommendes $a_1 v^{n_1}$ bzw. $a_2 v^{n_2} \dots$ oder $a_1 + b_1 v^{n_1}$ aufgesucht. Derartige Gesetze nennt man Zonengesetze.

Experimentell ermittelt man meist $F(v)$, indem man eine Anzahl Gitterrahmen, welche mit von elektrischem Strom durchflossenen Drähten bespannt sind, durchschießt und die Zeiten der einzelnen Stromunterbrechungen feststellt, wodurch man die Zeiten als Funktion der Geschossweg erhält und durch Differenzenformeln auf die Verzögerung durch den Luftwiderstand zurückschließt.

Die Verzögerung des Geschosses durch den Luftwiderstand ist $\frac{dv}{dt} = \frac{1}{m} \cdot W = g \frac{R^2 \delta}{P \delta_0} i F(v)$. Sie ist wie man sieht der „Querschnittsbelastung“ $\frac{P}{R^2 \pi}$ umgekehrt proportional. Infolgedessen werden Geschosse gleicher Außenform auch bei verschiedenem Kaliber bei gleicher Querschnittsbelastung und Anfangsgeschwindigkeit gleiche Flugbahnen ergeben.

C. Cranz und O. v. Eberhard.
Betr. Literatur s. Ballistik.

Luftwogen. An der Grenzfläche zweier Luftschichten von verschiedener Dichte, die eine Geschwindigkeitsdifferenz aufweisen, kommt es, wie H. von Helmholtz zuerst 1889 gezeigt hat, zur Ausbildung von Luftwogen, wobei dieselben Kräfte wirksam sind, wie bei der Entstehung von Meereswellen (s. Gleitflächengesetz). Wegen des erheblich geringeren Dichtigkeitsunterschiedes sind jedoch die Luftwogen ganz beträchtlich größer als die Wasserwellen. Ihre Dimensionen können Hunderte, ja Tausende von Metern betragen. Die Wellenlänge ist dem Quadrat der relativen Geschwindigkeit direkt und dem Dichtigkeitsunterschiede der beiden Luftschichten umgekehrt proportional. Ist die untere Luftschicht mit Wasserdampf gesättigt, so wird die in den Wellenbergen gehobene und sich dabei abkühlende Luft ihren Wasserdampf kondensieren und parallele Wolkenstreifen bilden, die sog. Wogenwolken (s. Wolken), die somit als die sichtbaren Wellenberge von Luftwogen aufzufassen sind. Aber auch unsichtbare Luftwogen sind durch Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen im Luftballon nachgewiesen worden.

O. Baschin.

Luftzusammensetzung s. Atmosphäre.

Lumen, Einheit des Lichtstroms, Abkürzungszeichen L_m s. Photometrische Größen und Einheiten.

Lumineszenz, von E. Wiedemann (1888) im Gegensatz zum „Temperaturleuchten“ eingeführt als Bezeichnung für jeden Leuchtvorgang, bei dem die ausstrahlende Lichtenergie dem emittierenden Molekül nicht aus der mittleren kinetischen Wärmeenergie der umgebenden Moleküle zugeführt, sondern durch besondere Erregungsprozesse auf einzelne Moleküle übertragen wird, die so „im erregten Zustand“ einen weit größeren Energieinhalt haben als er der Temperatur der Umgebung entspricht. Die einzige eindeutige Charakterisierung einer Strahlung als „Lumineszenz“ liefert daher der Vergleich ihrer Intensität mit der Intensität der von einem schwarzen Körper derselben Temperatur emittierten Strahlung im selben Spektralgebiet. Nach diesem Kriterium erkennt man z. B. die D-Linienemission einer mit Natrium beschießten Bunsenflamme als Temperaturleuchten, dagegen

die Emission der nämlichen Linien durch eine „kalte“ Flamme bei der Reaktion von Natriumdampf mit Clordampf als Lumineszenz.

Je nach der Herkunft der Anregungsenergie unterscheidet Wiedemann: Elektrolumineszenz (beim Durchgang elektrischer Entladung durch Gase), speziell auch Kathodolumineszenz bzw. Kanalstrahlumineszenz (beim Auftreffen der betreffenden elektrischen Korpuskularstrahlen auf festen Körpern); Photolumineszenz (bei Einstrahlung von Licht; vgl. hierzu die Artikel Fluoreszenz und Phosphoreszenz); Chemielumineszenz (Lichtemission als Begleiterscheinung chemischer Prozesse); Tribolumineszenz (Leuchten, das beim Zerkleinern gewisser Kristallphosphore auftritt); Thermolumineszenz (beim Erwärmen gewisser Kristallphosphore); Kristallumineszenz und Lyolumineszenz, zwei nur wenig untersuchte Phänomene, die beim Auskristallisieren bzw. beim Lösen gewisser Kristallphosphore in die Erscheinung treten. Hierzu kommen in neuerer Zeit noch die Biolumineszenz (vermutlich nur ein besonderer Fall von Chemilumineszenz, ausgelöst durch Oxydationsprozesse, in zahlreichen niedrigen lebenden Organismen), die Röntgenlumineszenz und die Radiolumineszenz. Da viele Kristalle unter gleichzeitiger Verfärbung erst infolge von Bestrahlung mit Kathoden-, Röntgen- oder Radiumstrahlen die Fähigkeit gewinnen, durch Licht oder Erwärmung zur Lichtemission angeregt zu werden, hat hierfür Przi bra m die Bezeichnungen Radio- (bzw. Kathodo- oder Röntgen-) Photolumineszenz, Radiothermolumineszenz usw. geprägt.

Die verschiedenen Lumineszenzerregungsarten sind nicht gleichwertig; bei der Elektrolumineszenz, der Photolumineszenz und der Chemilumineszenz wird die Erregungsenergie direkt auf das leuchtfähige System übertragen, z. B. durch Elektronenstoß (s. „Anregungsspannung“), durch Einstrahlung einer Absorptionslinie (s. „Fluoreszenz“) oder durch Zusammenstoß eines neugebildeten energiereichen Moleküls mit dem leuchtfähigen Atom (etwa Emission der dem Na-Atom angehörenden D-Linien bei der Bildung von NaJ aus Na und J_2); bei der Tribolumineszenz dagegen scheint der Primärvorgang in dem Auftreten elektrischer Entladungen zu bestehen, die zur Aussendung ultravioletter Lichtes und so sekundär zur Fluoreszenzerregung führen; ebenso werden die „Szintillationen“ beim Auftreffen von α -Teilchen auf Kristallphosphore erklärt; auch die Röntgenlumineszenz ist ein sekundärer Effekt, indem die Röntgenstrahlen zunächst Kathodenstrahlen auslösen, die dann ihrerseits erst die Fluoreszenz hervorrufen. Bei der Thermolumineszenz endlich ist die zugeführte Wärme überhaupt nicht die Energiequelle für die Lichtemission, sondern sie wirkt lediglich auslösend, während die Erregungsenergie primär auf einem anderen Wege, etwa durch Licht- oder Radiumstrahlen dem System zugeführt worden, sein muß; thermolumineszenzfähige Stoffe sind lediglich dadurch ausgezeichnet, daß ihr Erregungszustand bei tieferen Temperaturen sehr stabil ist und daher erst bei Erwärmung unter Lichtemission auch in den unerregten Zustand zurückbildet. Einmal durch Erwärmung „ausgeleuchtete“ Stoffe sind weiterhin nicht mehr thermolumineszent, wenn sie nicht auf anderem Wege (durch Radiumbestrahlung usw.) weiter neu erregt worden sind (s. auch unter Phosphoreszenz und Fluoreszenz).

P. Pringsheim.

Lumineszenzanalyse. Sie beruht auf der Möglichkeit, bestimmte Substanzen durch Einstrahlung von Licht zu einer für sie charakteristischen Fluoreszenzemission anzuregen und dadurch zu identifizieren, ist aber der gewöhnlichen Spektralanalyse durchaus analog. Für die Praxis, die möglichst mit subjektiven Methoden auszukommen sucht, ist es am vorteilhaftesten, wenn das primäre anregende Licht für das Auge unsichtbar ist, also dem Ultraviolett angehört, um so mehr, da Licht kurzer Wellenlängen im allgemeinen auch für die Fluoreszenzerregung günstig ist. Die für solche Zwecke konstruierten sogenannten Analysenlampen bestehen sämtlich aus einer in einen lichtdichten Kasten eingebauten Lichtquelle mit geeignetem Emissionsspektrum (Quecksilberbogenlampe; Bogenlampen mit Dochkohlen, Eisen- oder Nickel-elektroden; Wolframbandlampen), aus dem durch ein für sichtbares Licht undurchsichtiges Fenster (neuerdings meist schwarzes Nickeloxydglas in Kombination mit einer Kupfersulfatlösung enthaltenden Küvette) nur ultraviolette Strahlen des Wellenlängenbereichs 3000—4000 Å austreten. Fallen diese Strahlen auf ein fluoreszenzfähiges Objekt, so leuchtet dieses mit seinem charakteristischen Lumineszenzlicht auf. Während für feinere Messungen eine spektrale Zerlegung dieses Lichtes nötig ist, begnügt man sich meist mit einer bloßen Beobachtung seiner Farbe und Intensität, häufig reicht allein schon die letztere, um etwa eine Fälschung von einem echten Edelstein, eine unreine Substanz von einer reinen zu unterscheiden. Die Lumineszenzanalyse hat in den letzten Jahren immer wachsende Verbreitung in den verschiedensten Industriezweigen (so Textilindustrie, Farbenindustrie, Papierfabrikation) gefunden, ferner zur Prüfung von Edelsteinen, in der Pharmazie, Nahrungsmittelchemie und vor allem auch im Dienst der Kriminalistik (zur Prüfung von Banknoten- und Markenfälschungen, Analyse von Schriften, Nachweis von Blutflecken usw.).

P. Pringsheim.

Näheres s. b. O. W. D a n k w o r t h, Lumineszenzanalyse, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig 1928 und G. Kögel, Die unsichtbaren Strahlen im Dienste der Kriminalistik. Graz 1928.

Lumineszenzstrahlung s. Lumineszenz.

Luminosität, ein wenig gebrauchter Ausdruck für die absolute Helligkeit der Sterne, s. Helligkeit der Sterne.

Lummer und Brodhun. Gleichheits- und Kontrastphotometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken. Spektralphotometer s. Photometrie im Spektrum.

Lummer und Pringsheim. Spektralflimmerphotometer s. Photometrie im Spektrum.

Lummersche Platte s. Interferometer.

Lummersches Halbschattenprisma s. Polarimeter.

Lunarpräzession s. Präzession.

Lunker s. Erstarrungsvorgang metallischer Körper.

Lupe. Ein Gegenstand, der mit dem Auge betrachtet wird, erscheint, wenn die Entfernung l , die Ausdehnung y ist, unter einem Winkel w^* , der durch die Formel $\operatorname{tg} w^* = \frac{y}{l}$ bestimmt wird. Nähert man den Gegenstand, so kann man $\operatorname{tg} w^*$ vergrößern, so lange bis man den Nahepunkt erreicht, der für ein rechtsichtiges Auge mittleren Alters durchschnittlich in der Entfernung von 250 mm angenommen werden kann; man kann also eine Strecke höchstens unter dem Winkel (in der scheinbaren Größe) $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y}{250}$ sehen. Bringt man zwischen

Auge und Gegenstand eine Sammellinse, und nimmt man (was bei einem rechtsichtigen oder mit einer Brille bewaffneten Auge als das Günstigste gilt) an, daß der Gegenstand im vorderen Brennpunkt liegt, so sieht ihn das Auge im Unendlichen und unter einem Winkel,

$$\operatorname{tg} w' = \frac{y}{f'},$$

also der Betrachtung mit bloßem Auge gegenüber mit einer „Vergrößerung“ von

$$\frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w^*} = \mathfrak{N} = \frac{250}{f'}$$

Eine einwandfreihere Aufklärung über den Begriff der Vergrößerung hat E. Abbe 1884 gegeben (s. den Artikel „Vergrößerung“).

Sammellinsen in dieser Verwendung werden als Vergrößerungsgläser, Lesegläser oder Lupen bezeichnet. Der letztgenannte Ausdruck stammt aus dem Französischen, er ist seit mehr als 100 Jahren in Deutschland eingebürgert; früher hat man nur von „einfachen Mikroskopen“ gesprochen, diese Bezeichnung ist auch heute noch für die Vorrichtungen mit stärkeren Vergrößerungen (etwa $\mathfrak{N} > 20$) üblich, freilich sind solche fast ganz von den zusammengesetzten Mikroskopen verdrängt worden (s. den Artikel „Mikroskop“).

Die Lupen macht man für nicht ganz kleine \mathfrak{N} meist aus mehreren Linsen, damit die Abweichungen, besonders die Farbenfehler und der Astigmatismus verringert oder gehoben werden. *H. Boegehold.* Näheres z. B. bei C z a p s k i - E p p e n s t e i n: Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach A b b e. 3. Aufl. Leipzig. J. A. Barth 1924, S. 459 bis 468.

Lutzsches Elektrometer s. Saitenelektrometer.

Luvseite. Die dem Winde zugekehrte Seite eines Gegenstandes.

Lux, Einheit der Beleuchtung, Abkürzungszeichen L_x s. Photometrische Größen und Einheiten.

Luxsche Waage s. Gaswaage.

Lyman-Serie s. Serienspektren.

Lyophil; Lyophob s. Kolloide.

M

Macaluso-Corbinoeffekt, die von Macaluso und Corbino entdeckte anomal starke magnetische Drehung der Polarisations Ebene (s. d.) in der Nähe von Absorptionslinien leuchtender Dämpfe. Die Erscheinung wurde gleichzeitig (1898) und unab-

hängig von W. Voigt auf Grund der Drudeschen Dispersionstheorie vorhergesagt (s. magnetische Drehung der Polarisations Ebene). *R. Ladenburg.*

Mache-Einheit. Eine Konzentrationseinheit der Radiumemanation. Eine Mache-Einheit ist jene

in einem Liter Lösungsmittel (Flüssigkeit oder Luft) enthaltene Emanationsmenge, die bei vollkommener Ausnützung ihrer α -Strahlen (ohne ihre Zerfallsprodukte) einen Sättigungsstrom von 10^{-3} statischen Einheiten zu unterhalten vermag. Eine Mache-Einheit entspricht $3,64 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Curie}}{\text{Liter}}$ bzw. 3,64 „Eman.“ (vgl. „Curie“).

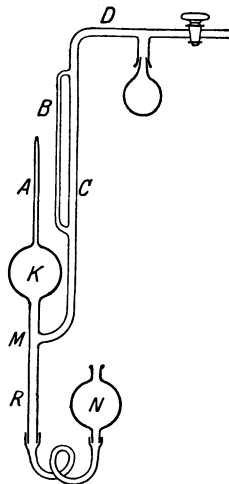
K. W. F. Kohlrausch.

Machsche Welle s. Stoßwelle.

Macht s. Energie (mechanische).

Mac Laurinsche Ellipsoide s. Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeitsmassen.

Mac Leod-Manometer. Das Mac Leod-Manometer (s. Fig.) dient zur Messung sehr kleiner Gasdrücke (Bruchteile eines Millimeters). Zur Messung von Dampfdrücken ist es nicht geeignet. — Es beruht auf der Gültigkeit des Mariotteschen Gesetzes: für eine abgegrenzte Gasmenge, wie weit man sie auch zusammendrückt oder ausdehnt, ist das Produkt $p \cdot v$ aus ihrem Druck p und ihrem Volumen v konstant. Es ist ganz aus Glas gebaut und besteht aus zwei Meßräumen, der Kugel K und der darauf gesetzten, oben geschlossenen, in Millimeter geteilten Kapillare A . Die Volumina v_A der Kapillare bis zu den einzelnen Teilstrichen müssen aus-



Mac Leod-Manometer.

gemessen werden soll. In dem Anfangszustand, in dem die Hauptmenge des Quecksilbers sich in dem Gefäß N in dessen tiefster Lage befindet, herrscht in der Kugel, die ja durch $M D$ mit dem Gasraum kommuniziert, dessen unbekannter Druck p_x . Hebt man den Quecksilberbehälter, so bleibt — abgesehen von Korrekturen — der Druck p_x in K und A so lange unverändert, bis das hochsteigende Quecksilber die Abzweigung M abschließt. Von da an wächst der Druck in K und A im selben Maße wie das aufsteigende Quecksilber das Volumen des Gases verkleinert. Schließlich wird die gesamte abgesperrte Gasmenge zum Volumen v_A in einem Teil des Kapillarrohres A vereinigt und befindet sich dort unter einem Druck $p_x + p$, wovon p den Höhenunterschied des Quecksilbers in A und B bedeutet. Dann besteht die Beziehung $p_x \cdot v_0 =$

$(p_x + p) v_A = \text{konst.}$, woraus sich der gesuchte

Druck 1) $p_x = \frac{v_A}{v_0 - v_A} \cdot p$ berechnet. Es gibt eine

zweite Ablesemöglichkeit, indem das Quecksilber in B stets so hoch getrieben wird, daß es in gleicher Höhe mit dem Ende der Kapillare A steht. Bedeutet a das Volumen der Kapillare für die Längeneinheit, h den dann entstehenden Höhenunterschied der Kuppen in A und B , so berechnet sich 2) $p_x = \frac{a \cdot h^2}{v_0 - ah}$.

Das Mac Leodsche Manometer ist zur Erhöhung seiner Handlichkeit in vielen Punkten verbessert worden. Gaede hat zur Verkürzung des gesamten Apparates den unteren Teil als verkürztes Barometerrohr ausgebildet, indem er N mit R starr verband und in N ein Vorvakuum herstellte. Boldingh geht ähnlich vor, setzt überdies in B einen Schwimmer besonderer Konstruktion, damit in B das Quecksilber stets gleich hochsteigen und so die Anwendung der für die Formel 2 notwendigen Höhe schnell und zwangsläufig eingestellt werden kann. Da beim Einstellen des Quecksilbers der Faden in A sehr leicht abtrennt und um seine Ruhelage sehr lange schwankt, bedient sich Harrington eines Schwimmers im Quecksilbergefäß N , der in seinem Gewicht und seinen geometrischen Abmessungen so abgepaßt ist, daß er beim Sinken der Quecksilberoberfläche in N ventilartig den Zufluß des Quecksilbers allmählich abdrosselt und im geeigneten Augenblick, wenn das Quecksilber in der Kapillare seinen richtigen Stand erreicht hat, gänzlich absperrt.

Die Erweiterung des Meßbereiches ist ein Hauptbestreben der Vakuumtechniker. Einen beträchtlichen Umfang des Meßbereiches beherrscht man, wenn die Kapillare A und dementsprechend B aus mehreren Kapillaren mit verschiedenen Durchmesser zusammengesetzt wird. Es ist dann auf ein gutes Kalibrieren der Schmelzstellen zu achten.

Um möglichst niedrige Drucke messen zu können, muß v_A/v_0 klein gehalten werden. Immerhin ist dabei bald eine Grenze gesetzt. Man hat darüber hinaus versucht, den Druck in den Kapillaren nach dem Komprimieren durch Kombination des Mac Leodschen mit einem anderen Vakuummeter in besonderer Weise zu messen. Stintzing setzte auf die Kapillare A ein kleines Entladungrohr, Pfund ein Widerstandsvakuummeter, Burk ein Quarzfadenmanometer. Unglaube verwendete eine Kombination des Mac Leodschen Manometers mit einer Hochvakuumpumpe und geeigneten Strömungswiderständen. Schließlich hat man versucht, aus der bei hohem Vakuum in der Kapillare hängenbleibenden Fadenlänge den niedrigen Druck zu bestimmen (s. Hangphänomen). H. Ebert.

Näheres s. Scheel und Heuse, Verh. D. Phys. Ges. 1909.

Macula lutea s. Gelber Fleck.

Mäander. Schlangelungen und Windungen der Flüsse, die ihren Namen von dem Mäander-Flusse an der Westküste Kleinasiens erhalten haben. Sie treten namentlich an Flußstrecken auf, in denen das Gefälle nur gering ist, also meist im Unterlauf. Ihre Entstehung verdanken sie dem Pendeln des Stromstrichs um seine Mittellinie. Ist die Mäanderbildung einmal eingeleitet, so bewirkt die Trägheit der bewegten Wassermasse eine allmähliche Vergrößerung dieser Flußwindungen, die so den Flußlauf verlängern und demnach sein Gefälle ver-

mindern. In flachem Schwemmland werden die einzelnen Windungen merklich in der Richtung des Hauptgefälles talabwärts verschoben. Die Mäander sind als dynamische Gleichgewichtsformen (s. d.) aufzufassen, und ihr Ausmaß hängt daher von der Menge und Geschwindigkeit des Wassers ab.

O. Baschin.

Näheres s. F. M. Exner, Zur Theorie der Flußmäander. Sitzungsber. d. Akademie der Wissenschaft. Wien. Math.-nat. Kl. Abt. IIA, 1919, 128. Bd. Heft 10.

Magnet, permanenter. Wenn man irgendeinen Eisenkörper durch einen Elektromagneten oder eine Spule stark magnetisiert und ihn dann aus dem Magnetfeld entfernt, so erweist er sich als dauernd magnetisch. Die Stärke und die Haltbarkeit dieses remanenten Magnetismus hängt von der chemischen Zusammensetzung, der thermischen Behandlung und der Gestalt des Körpers ab. Zumeist verwendet man zu permanenten Magneten (Dauermagneten) Stahl mit 1% bis 1,5% Kohlenstoff und mehreren Prozent Wolfram, Chrom oder Molybdän, der zwischen 850° und 950° in kaltem Wasser oder Öl abgeschreckt wurde, doch wird dies Material durch die verschiedenen, neuerdings gefundenen Fe-Co-Stähle weit übertroffen (näheres s. Hufeisenmagnete). — Was die Gestalt betrifft, so unterscheidet man im wesentlichen Stab- und Hufeisenmagnete; zu den ersteren gehören auch die Nadeln der Kompass; die Ausgangsform des letzteren ist das gestreckte Hufeisen, sie hat aber in neuerer Zeit je nach Bedarf erhebliche Änderungen erfahren (näheres s. unter „Hufeisenmagnet“). Infolge der entmagnetisierenden Wirkung der Enden sind kurze und dicke Stabmagnete weniger wirksam, als lange und dünne, ebenso kurze Hufeisenmagnete mit breiter Öffnung (Maulweite) weniger kräftig als solche mit enger Öffnung.

Im Laufe der Zeit pflegen auch gute Magnete etwas von ihrer Kraft einzubüßen, und zwar hauptsächlich infolge der unausbleiblichen Temperaturschwankungen und Erschütterungen, denen sie beim Gebrauch ausgesetzt sind. Man schützt sie davor, indem man sie bei der Herstellung mehrere Stunden in kochendem Wasser hält, sie dann mehrfach abwechselnd auf 100° erhitzt und wieder abkühlt und sie endlich durch schwache Schläge mit einem Holzhammer oder dgl. erschüttert nach Strouhal und Barus; sie verlieren dadurch zwar von vorneherein einen kleinen Teil ihres Magnetismus, der Rest aber bleibt dann beim gewöhnlichen Gebrauch unverändert.

Um besonders kräftige Wirkungen zu erzielen, setzt man Hufeisenmagnete auch aus gehärteten Lamellen zusammen, von denen die innerste am längsten ist, die äußeren immer mehr abnehmen, so daß die Pole treppenförmig abgestuft sind (s. „Lamellenmagnet“).

Die Verwendung permanenter Magnete, die ja ein äußerst bequemes und billiges Kraftreservoir bilden, hat sich in letzter Zeit außerordentlich ausgedehnt; so werden für wissenschaftliche und technische Messungen zahlreiche Instrumente, wie Spannungsmesser, Elektrizitätszähler u. dgl. mit permanenten Magneten ausgerüstet, besonders aber verwendet die Automobilindustrie große Mengen zur Erzeugung der Zündfunken. Gumlich.

Magnetberge. Besonders starke Ausbildung des Gebirgsmagnetismus (s. d.).

Magneteisenstein (Magnetit), Fe_3O_4 ist ein in regulären Oktaedern kristallisierendes Eisenerz, das

sich hauptsächlich in Schweden, Chile usw. findet und von Natur magnetische Eigenschaften, namentlich auch remanenten Magnetismus, besitzt. Wegen des ersten bekanntgewordenen Fundorts dieses Minerals, Magnesia, wurde dann angeblich allgemein die Fähigkeit eines Körpers, anziehend auf einen anderen zu wirken, als Magnetismus bezeichnet.

Gumlich.

Magnetetalon. Bequeme, von Ebeling angegebene Vorrichtung zur Bestimmung der Empfindlichkeit eines ballistischen Galvanometers, bestehend aus zwei kurzen Stabmagneten mit Folgepolen (die gleichnamigen Pole stoßen aneinander!), über die eine mit dem Galvanometer verbundene Induktionsspule verschoben werden kann. Die Magnete befinden sich in einer Röhre, über welche die Spule gleitet; feste Anschläge beiderseits bestimmen die Endpunkte der Verschiebung. Durch die Zahl der Windungen oder einfacher noch durch vorgeschalteten Widerstand läßt sich die Größe des durch die Verschiebung erzeugten Induktionsstoßes, also des Galvanometerausfalls, regulieren. Kennt man die Zahl der Windungen und die Anzahl der aus den Magneten austretenden und von der bewegten Spule geschnittenen Kraftlinien, so weiß man auch, wie viel Kraftlinien dazu gehören, um einen Ausschlag von einem Skalenteil des Galvanometers hervorzubringen, und kann nun umgekehrt hieraus wieder die Anzahl der in einem magnetisierten Probestab verlaufenden Kraftlinien unter Berücksichtigung der Windungszahl der jeweilig verwendeten Induktionsspule und des zugehörigen Vorschaltwiderstandes berechnen, nur ist wegen der erforderlichen Konstanz des Dämpfungsverhältnisses dafür zu sorgen, nötigenfalls durch Verwendung von Nebenschlüssen, daß der gesamte Schließungswiderstand des Galvanometers bei der Eichung so groß ist, wie beim praktischen Gebrauch.

Die Größe des aus den Magneten austretenden Kraftlinienflusses findet man durch den Vergleich mit dem bekannten Kraftlinienfluß beim Kommutieren des Stroms einer Normalspule, d. h. einer sehr gleichmäßig dimensionierten und gewickelten langen Spule von bekannter Windungszahl, deren Feld also genau bekannt ist, und über deren Mitte sich eine mit dem ballistischen Galvanometer verbundene Sekundärspule von bekannter Windungszahl und bekanntem Widerstand befindet.

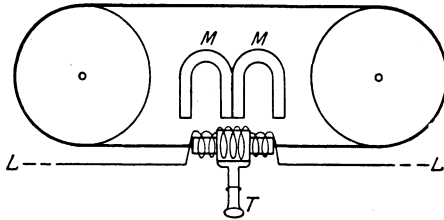
Der Temperaturkoeffizient (s. d.) der Magnete des Etalons muß bekannt und möglichst klein sein, einer etwaigen zeitlichen Änderung ihres Moments trotz sorgfältigen Alterns (s. d.) muß durch wiederholte Vergleichen mit der Normalspule Rechnung getragen werden.

Die Verwendung des Magnetetalons als eines stets fertigen Hilfsapparats, der keines besonderen Stromkreises bedarf, wie ein für den gleichen Zweck vielfach verwendetes Normal gegenseitiger Induktion, ist sehr bequem und hat sich in der Reichsanstalt bei langjährigem Gebrauch vorzüglich bewährt. Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn; 1918.

Magnetischer Detektor. Ein früher besonders von Marconi verwandter Apparat zum Nachweis der elektrischen Hochfrequenzschwingungen der drahtlosen Telegraphie (s. Fig.). Ein Stahlband bildet ein endloses Band, das über die beiden Schnur-

scheiben rechts und links in der Figur gespannt ist und durch ein Laufwerk in Bewegung gehalten wird. Dabei streicht es unter den beiden Hufeisenmagneten M hin, die es magnetisieren. Wegen der



Magnetischer Detektor.

Hysteresis des Eisens bleibt aber die Magnetisierung hinter dem Gleichgewichtszustand zurück. Sobald jedoch durch die Spule LL hochfrequente Wechselströme geschickt werden, bringen diese eine plötzliche Annäherung an ihren Gleichgewichtszustand hervor, die in der äußeren mit dem Telefon verbundenen Spule einen Stromstoß induziert, der im Telefon als knackendes Geräusch gehört wird.

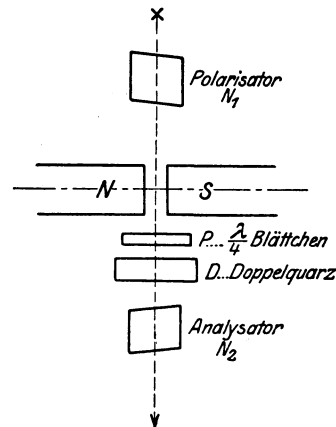
Güntherschulze.

Magnetische Doppelbrechung ist die Eigenschaft eines Körpers unter dem Einfluß des Magnetfeldes verschieden polarisiertes Licht verschieden schnell fortzupflanzen. Fällt linear polarisiertes Licht auf einen beliebigen im Magnetfeld befindlichen Körper auf, so pflanzen sich bei „longitudinaler“ Beobachtung — parallel den Kraftlinien — die beiden entgegengesetzt kreisförmig polarisierten Wellen, die aus der linearen Schwingung entstehen, infolge der Einwirkung des Magnetfeldes auf die Elektronenbewegungen (Larmorrotation s. d.) mit verschiedener Geschwindigkeit fort und bewirken nach Fresnel die magnetische Drehung der Polarisations Ebene (s. d.). Bei transversaler Beobachtung (senkrecht zu den Kraftlinien) erfahren die parallel und die senkrecht zur Feldrichtung schwingenden Komponenten verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Doch ist die entsprechende Doppelbrechung (D.) in durchsichtigen Körpern äußerst klein. In der unmittelbaren Nähe isolierter Absorptionslinien ist diese Erscheinung ebenso wie die anomale magnetische Drehung der Polarisations Ebene (s. magnetische Drehung ...) als unmittelbare Folge des „inversen Zeemaneffektes“ (s. d.) anzusehen und von Voigt i. J. 1899 in der Tat auf Grund dieser Überlegungen entdeckt worden. Die nähere Untersuchung des recht geringen Effektes an den Na- und Li-Linien hat die mannigfaltigen Einzelheiten der Theorie schön bestätigt, wie die Tatsache, daß die D. zu beiden Seiten der Zeemanschen Triplets (s. Zeemaneffekt) entgegengesetztes Vorzeichen hat und daß sie zwischen den Komponenten des Triplets entgegengesetzt gerichtet und an Größe weit überlegen ist der außerhalb eintretenden D.

Nicht auf einem Zeemaneffekt beruht die magnetische D., die Majorana (1902) an kolloidalen Eisenoxydhydratlösungen (Bravais-eisen), die durch monatelanges Stehen trübe geworden sind, entdeckte. Der Effekt ist bezüglich Vorzeichen der D., Abhängigkeit von der Feldstärke und von der Konzentration der Lösung ziemlich unregelmäßig und beruht darauf, daß sich größere Molekülkomplexe allmählich bilden und im Magnetfeld einrichten (Schmauß-Zoher, Björn-stahl). Diese Komplexe brauchen selbst nicht

anisotrop zu sein, es genügt, daß sie längliche Gestalt und eine von der Lösung abweichende Magnetisierbarkeit und Lichtbrechung besitzen. Sie verhalten sich dann ähnlich wie suspendierte, fein pulverisierte Kristalle, die sich durch magnetische Polarisation im Magnetfeld ebenfalls einstellen und durch ihre anisotrope Struktur optische Anisotropie der Flüssigkeit hervorrufen (Kerr). Man hat den Effekt außer an paramagnetischen Solen, wie denen von Eisenoxyd und Vanadinpentoxyd, auch an diamagnetischen Solen (Benzopurpurin, Gold- und Silbersolen) nachgewiesen.

Viel regelmäßiger, von Zufälligkeiten unabhängig und deshalb theoretisch wichtiger ist die von Cotton und Mouton (1907) an Nitrobenzol entdeckte und später an vielen wohl definierten, besonders organischen Flüssigkeiten der aromatischen Reihe bestätigte transversale magnetische D. Geradlinig, unter 45° gegen die Kraftlinien polarisiertes Licht wird in diesen Substanzen durch das transversale Magnetfeld (vgl. Fig.) in elliptisch polarisiertes verwandelt, indem die „außerordent-



Anordnung zur Messung der magnetischen Doppelbrechung.

liche“ Welle (deren elektrischer Vektor den Kraftlinien parallel schwingt) gegenüber der ordentlichen Welle verzögert wird ($n_a - n_o > 0$, $n =$ Brechungsquotient, positive D.). In dem folgenden Viertelwellenlängenblättchen P, dessen Achsen ebenfalls unter 45° gegen die Kraftlinien geneigt sind, entsteht wieder geradlinig polarisiertes Licht, dessen Polarisations Ebene aber gegenüber dem ursprünglichen um einen Winkel χ gedreht ist. Die Messung dieses Winkels mit einer Halbschattenvorrichtung (z. B. Doppelquarz D und Analysator N_2 , vgl. Magnetische Drehung der Polarisations Ebene) liefert den Betrag der D. nach der Formel

$$n_a - n_o = \frac{\lambda \chi}{\pi \cdot l},$$

wo l die Schichtdicke, λ die Wellenlänge des betreffenden Lichtes ist. Man kann χ bis auf $\frac{1}{2}$ Bogenminute und entsprechend $(n_a - n_o) \cdot l$ auf $\frac{1}{20000}$ der Wellenlänge messen. Die D. ist von der Richtung des Magnetfeldes unabhängig, also dem Quadrat der Feldstärke proportional: Denn im Magnetfeld wird die betreffende Substanz in einen doppelbrechenden Körper verwandelt, der sich wie ein einachsiger, aktiver Kristall verhält, mit der

Achse parallel dem Feld. Also wirkt Umkehrung der Feldrichtung (Kommutieren) wie eine Drehung des Kristalls um den senkrecht zur Achse gerichteten Lichtstrahl, kann also an der D. nichts ändern. Nitrobenzol von 1 cm Schichtdicke zeigt in einem Feld von 34000 Gauß eine Drehung um nur $\frac{1}{2}^\circ$,

(d. h. im absoluten Maß um $\frac{2\pi}{360} \frac{1}{2}$ für gelbes Licht

(578 μ), so daß $n_a - n_o \sim 1,6 \cdot 10^{-7}$ und $\frac{n_a - n_o}{\xi^2 \cdot \lambda \cdot l}$

= $2,41 \cdot 10^{-12}$ wird; selbst in diesen stärkst aktiven Substanzen ist also die magnetische D. äußerst klein. Kohlenstoffverbindungen der aliphatischen Reihe zeigen z. T. noch viel kleinere, z. T. gar keine nachweisbare D., so daß bestimmte Kerne wie der Benzolring wesentlich für die D. zu sein scheinen. Da die D. bei sorgfältigster Reinigung und Filtration unverändert bleibt, müssen es die Moleküle der aktiven Flüssigkeiten selbst sein, die sich im Magnetfeld einrichten. Nach Langevins Theorie (1910, vgl. elektrooptische Doppelbrechung) wirkt die Temperaturbewegung dieser Einrichtung der Moleküle dauernd entgegen, indem die zusammenstoßenden Moleküle wieder Unordnung in die magnetisch gerichteten Moleküle bringen. Je stärker das Feld ist, um so besser können sich die Moleküle zwischen zwei Zusammenstößen einrichten.

R. Ladenburg.

Näheres s. W. Voigt, Magneto- u. Elektrooptik. Leipzig 1908. Handb. d. Radiol. VI. (bearb. v. P. Debye) 1925. Müller-Pouillet, 11. Aufl. 2. Bd., 2. Hälfte 1929.

Magnetische Drehung der Polarisationssebene des Lichtes (Magnetorotation) findet in jedem Körper statt, wenn er von geradlinig polarisiertem Licht parallel den Kraftlinien des Magnetfeldes, also etwa längs einer den Körper magnetisierenden Stromspule, durchsetzt wird (vgl. Fig. 1). Die einfachste

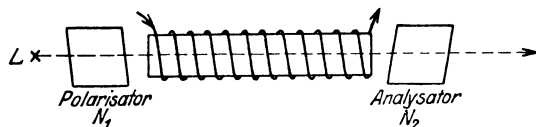


Fig. 1. Magnetische Drehung der Polarisationssebene.

Anordnung sind 2 Nicols je einer vor und hinter dem Körper, die in gekreuzter Stellung zunächst kein Licht durchlassen; bei Erregen des Magnetfeldes wird das Gesichtsfeld aufgehellt, der zur Auslöschung erforderliche Drehungswinkel des 1. oder 2. Nicols (Polarisators oder Analysators) mißt die magnetische Drehung (m. D.). Diese ergibt sich stets der Schichtlänge l und im allgemeinen der Stärke des Feldes H proportional (Ausnahme vgl. unten) $\chi = C \cdot l \cdot H$, wobei C bei Verwendung absoluter Einheiten die Verdettsche Konstante oder spezifische m. D. genannt wird und außer von der Substanz von der Farbe des untersuchten Lichts abhängt. Die m. D. ist besonders groß in Schwefelkohlenstoff. Der Sinn der Drehung ist meist der Drehrichtung des magnetisierenden Stromes gleichgerichtet (positive m. D.), negative m. D. zeigen z. B. Eisenlösungen (vgl. Paramagnetische Drehung der Polarisationssebene).

Die m. D. ist als erste Wirkung des Magnetismus auf Licht von Faraday 1846 an kieselborsaurem Bleioxydglas entdeckt und von ihm an vielen anderen isotropen, besonders flüssigen Stoffen nachgewiesen worden und wird deshalb (zunächst in durchsichtigen Körpern) allgemein als Faradayeffekt bezeichnet. In doppelbrechenden Kristallen wurde diese Erscheinung von

E. Becquerel im gleichen Jahre beobachtet, in Gasen von hohem Druck (bis 200 Atm.) wurde sie zum erstenmal von Kundt-Röntgen im Jahre 1878, in äußerst dünnen Eisenschichten (galvanoplastisch auf platinisiertes Glas niedergeschlagen) 1886 von Kundt nachgewiesen.

Zur genauen Messung der m. D. verwendet man am besten sog. Halbschattenapparate. Bei diesen wird das Gesichtsfeld durch verschieden drehende Kristallplatten (z. B. Doppelquarz nach Soleil) zwischen den nahe gekreuzten Nicols auf gleiche Helligkeit oder vielmehr Dunkelheit eingestellt (bei weißem Licht auf die gleiche „empfindliche“ Farbe). Dabei kommt es für größtmögliche Empfindlichkeit auf möglichst intensive Lichtquellen an, weil die Einstellung um so empfindlicher ist, je geringer der Drehungswinkel der Kristallplatte ist, je besser also der Analysator das auffallende Licht auslöscht. Meist mißt man den Unterschied der Einstellung des Analysators bei kommutiertem Feld und erhält so den doppelten Drehwinkel.

Tritt zugleich mit der Drehung Elliptizität des Lichtes ein (z. B. bei dünnen Eisenschichten), so gibt es — bei Benutzung der Doppelplatte — 2 symmetrische Stellungen des Analysators, bei denen das Gesichtsfeld gleich dunkel erscheint, und die Einstellung wird um so ungenauer, je mehr sich die Elliptizität der Kreisform nähert. Deshalb verwandelt man das elliptisch polarisierte Licht durch ein Viertelwellenlängen-Glimmerblättchen oder ein Fresnel'sches Parallelepiped (s. Polarisation) in geradlinig polarisiertes, ehe es auf den Doppelquarz auffällt.

Man kann die zu messende Drehung durch Hin- und Herschieben des Lichtstrahls mittels vielfacher Reflexion an den Endflächen wesentlich vergrößern (vgl. Fig. 2), denn im Gegensatz zur natürlichen Drehung wird bei Umkehrung der Strahlrichtung die Drehung verstärkt.

Die Abhängigkeit der m. D. von der Wellenlänge heißt Rotationsdispersion (R.-D.); man

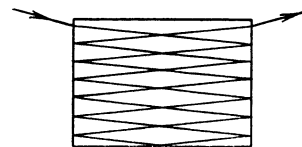


Fig. 2. Vielfache Reflexion zur Vergrößerung der Drehung.

unterscheidet ebenso wie bei der gewöhnlichen Dispersion normale R.-D., bei der die Drehung mit abnehmender Wellenlänge wächst, und anomale R.-D., bei der sie sich in entgegengesetztem Sinne ändert. Sie hängt, im allgemeinen allerdings in komplizierter Weise, vom Brechungsquotienten n und seiner Änderung mit der Wellenlänge ab; annähernd läßt sie sich häufig durch das aus der Elektronentheorie (s. unten sowie „diamagnetische Drehung der Polarisationssebene“) folgende Becquerelsche Gesetz für die Verdettsche Konstante $R = \lambda \frac{dn}{d\lambda}$ darstellen, auch nach genaueren

Messungen bis ins Ultrarot (Ingersoll, U. Meyer) und Ultraviolett (Landau). Hiernach ist die m. D. als ein Maß der Dispersion anzusehen. Die Größe der m. D. und der R.-D. in verschiedenen Substanzen wird durch folgende Zusammenstellung veranschaulicht:

	$\lambda = 656$	589	486 $m\mu$	
Wasser (25°) ...	0,0102'	0,0130'	0,0197'	} pro cm und Gauß
Schwefelkohlenstoff (25°) ...	0,0319'	0,0415'	0,0667'	
Quarz	0,0136'	0,0166'	0,0250'	
Sauerstoff	0,484'	0,559'	0,721'	} pro Atm. u. 10° Gauß
Wasserstoff	0,430'	0,537'	0,805'	
Kohlensäure ...	0,691'	0,862'	1,286'	
Eisen	217°	195°	145°	} pro 10 ⁻⁷ cm bei 15000 G.
Nickel	92°	75°	64°	

In den ferromagnetischen Metallen wächst die Drehung χ nicht proportional der äußeren Feld-

stärke, sondern nimmt bei großen Feldstärken nur langsam zu und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Es kommt eben auf die innere Magnetisierung an, die nur bei nicht ferromagnetischen Substanzen der Feldstärke proportional ist. Hier dagegen ist nach Kundt die Drehung proportional dem inneren magnetischen Moment (der Magnetisierung) $M = \frac{\kappa}{1 + 4\pi\kappa} H$, wo κ die Suszeptibilität

ist (vgl. Magnetismus), also $\chi = K \cdot l \cdot M$, wo K als Kundtsche Konstante bezeichnet wird. Bei 15000 Gauß (vgl. obige Tabelle) waren die betreffenden Schichten als gesättigt anzusehen. Im allgemeinen wächst, wie die Tabelle zeigt, die m. D. ebenso wie n mit abnehmender Wellenlänge; nur in Eisen und Nickel ist die Wellenlängenabhängigkeit umgekehrt. Diese anomale R.-D. tritt außer an den ferromagnetischen Substanzen in absorbierenden Lösungen der Eisenreihe und Salzen seltener Erden usw. auf (Schmauß, Elias, J. Becquerel, vgl. paramagnetische Drehung der Polarisationsebene). Auch die abnorm große Drehung in leuchtenden Metaldämpfen und Gasen in unmittelbarer Nähe isolierter Absorptionslinien wird häufig als anomale R.-D. bezeichnet.

Diese Erscheinung ist vor allem an den D-Linien des Natriumdampfes untersucht worden (von Macaluso-Corbino 1898 entdeckt, von Voigt gleichzeitig und unabhängig davon aus dem Zeeman-Effekt (s. d. und unten) theoretisch erschlossen, von Wood, Zeeman, Voigt, R. Ladenburg und ihren Schülern ausführlich studiert); ferner wurde sie an den Absorptionslinien des Hg-Dampfes (Wood u. a.), den Balmerlinien des elektrisch erregten Wasserstoffs (Ladenburg) sowie an den schmalen Absorptionslinien einiger Kristalle beobachtet (s. magneto-optische Effekte an Kristallen), wobei die Folgerungen von Voigts Theorie im wesentlichen bestätigt wurden. Man benutzt zur Beobachtung sehr stark dispergierende Apparate und eine Savartsche Platte, oder auch einen Quarzdoppelkeil aus Rechts- und Linksquarz zusammengesetzt, zwischen gekreuzten Nikols. Im letzteren Falle entstehen im Spektrum horizontale helle und dunkle Streifen, dort nämlich, wo die Drehung in beiden Quarzen gerade 0° , 90° , 180° beträgt; die abnorme große Drehung in unmittelbarer Nähe der Absorptionslinien (im Abstand weniger Å-Einheiten oder gar nur von Bruchteilen von 1 \AA) und ihre rasche Änderung mit der Wellenlänge bewirken dann eine Krümmung der Streifen, die unmittelbar den Gang der R. D. anzeigt.

Das Magnetfeld erzeugt infolge der Larmor-Rotation (s. d. und unter „Zeeman-Effekt“) eine Aufspaltung der Absorptionslinien, so daß bei longitudinaler Beobachtung die rechts- und linkszirkular

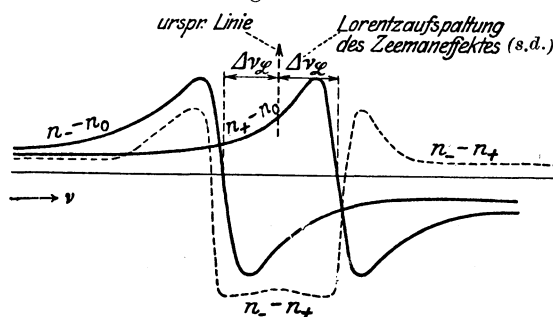


Fig. 3. Anomale magnetische Drehung der Polarisationsebene proportional $n_- - n_+$.

polarisierten Wellen ihr Absorptionsmaximum an etwas verschiedenen Stellen im Spektrum haben. Infolgedessen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Verlauf des Brechungsquotienten für die beiden Wellen etwas verschieden: vgl. „Anomale

Dispersion“ und Fig. 3, in der die ausgezogenen Linien nach Voigt den Brechungsquotienten n darstellen oder vielmehr $n - n_0$, d. h. seinen Unterschied gegen den Wert n_0 ohne Feld, der bei Gasen nahezu 1 ist; die punktierten Linien stellen die Drehung $\chi = \frac{\pi l}{\lambda} (n_- - n_+)$ in einer

Schicht der Dicke l dar. Der Unterschied von n_- und n_+ für die entgegengesetzt rotierenden Wellen bewirkt nach Fresnel unmittelbar eine Drehung der Polarisationsebene (vgl. Polarisation). Die Drehung hat zu beiden Seiten der Absorptionslinie außerhalb des Zeemanschen Dubletts gleichen Sinn, wächst hier proportional ξ und nimmt nach außen sehr rasch ab.

Ist δ der Abstand vom Schwerpunkt der Absorptionslinie, so ist annähernd $\chi \cdot \delta^2 = \text{const}$, und dies Produkt ist nach der Elektronentheorie ein wichtiges Maß der „Zahl der absorbierenden Teilchen“, nach der Quantentheorie der Dispersion (s. d.) ein Maß der Übergangswahrscheinlichkeit des zu der betrachteten Linie gehörenden Quantensprungs; zwischen den Zeeman-Dubletts hat χ entgegengesetztes Vorzeichen wie außerhalb und nimmt mit wachsender Feldstärke merkwürdigerweise ab. Alle Einzelheiten der Theorie werden durch die Versuche glänzend bestätigt (allerdings werden die Erscheinungen meist infolge des komplizierten Zeeman-Effektes (s. d.) — mehr als zwei magnetische Komponenten bei longitudinaler Beobachtung — ebenfalls komplizierter, als die hier angedeutete Theorie des normalen Zeeman-Effektes lehrt). In größerem Abstand von der Absorptionslinie sinkt die Drehung auf den Betrag der gewöhnlichen m. D. So ist auch diese Erscheinung, die ebenso wie die Dispersion eine universale Eigenschaft aller Körper ist, ebenso wie die anomale R.-D. in der Nähe von Absorptionslinien als Folge eines Zeeman-Effektes anzusehen — nur liegen die den Eigenschwingungen entsprechenden Absorptionsstreifen bei durchsichtigen Körpern meist im äußersten Ultraviolett und sind bei nicht gasförmigen Körpern i. a. so unscharf, daß Zeeman-Effekt und anomale R.-D. bisher nicht beobachtbar sind (vgl. dagegen „magneto-optische Erscheinungen an Kristallen“, die so scharfe Absorptionslinien liefern, daß an ihnen ähnliche Erscheinungen wie an Gasen und Dämpfen beobachtet werden können).

R. Ladenburg.

Näheres s. W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908; ferner: Müller-Pouillet, Optik II. Bd., 11. Aufl., Leipzig 1929.

Magnetische Einheiten s. Elektrische Maßsysteme.

Magnetische Gleichmäßigkeit. Nur in den seltensten Fällen ist magnetisches Material vollständig gleichmäßig; im allgemeinen ist die gleichmäßige Grundsubstanz (etwa das reine Eisen, der sog. Ferrit) von Verunreinigungen verschiedener Art, z. B. Kohlenstoff, Mangan, Silizium usw., sowie von verschiedenen Gasen stark durchsetzt, die teilweise im Eisen gelöst, teilweise als heterogene Gefügebestandteile gesondert vorhanden sind.

Die Wirkung derartiger Ungleichmäßigkeiten auf die magnetischen Eigenschaften besteht stets in einer Erhöhung der Koerzitivkraft (des Hystereseverlustes) und einer Erniedrigung der Permeabilität. Kommen ferner Längsschichtungen aus Materialien verschiedener Magnetisierbarkeit vor, z. B. dünne Lamellen von magnetisch hartem Material (Stahl) in weicher Grundmasse,

und umgekehrt, wie sie teilweise durch den Walzprozeß usw. entstehen, so treten unter Umständen außerordentlich starke Verzerrungen im Verlauf der Hystereseschleife und Permeabilitätskurve auf. Auch geringfügige derartige Verzerrungen, namentlich Einbuchtungen des absteigenden Astes zwischen Remanenz und Koerzitivkraft, lassen stets auf das Vorhandensein solcher schichtförmiger Verunreinigungen schließen.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Arch. f. Elektrotechnik, 9, 153, 1920. A. Kussmann und B. Scharnow, Ztschr. f. Phys. 54, 1, 1929.

Magnetische Umwandlung von Spektrallinien, die von Paschen und Back (1912) entdeckte Erscheinung, daß enge Dublets und Triplets sich in wachsenden Magnetfeldern mehr und mehr wie einfache Spektrallinien verhalten und eine magnetische Aufspaltung zeigen, die allmählich in den normalen Zeemaneffekt übergeht (s. Zeemaneffekt).

R. Ladenburg.

Magnetische Waage. Bezeichnung für verschiedene Instrumente. 1. Variometer für die Beobachtung der zeitlichen Schwankungen der Vertikalintensität, zuerst angegeben von Lloyd, bestehend aus einem auf Schneiden wagrecht schwebenden Magnet mit Spiegel. Für eine bestimmte Vertikalintensität äquilibriert, senkt oder hebt sich der Magnet für kleine Änderungen der Vertikalkraft diesen proportional, was mit Skalenfernrohr oder photographisch verfolgt wird. In dieser Form das grundlegende Instrument aller erdmagnetischen Observatorien, obwohl es nur bei sehr guter Wartung befriedigende Ergebnisse liefert. Hierher gehören auch die Feldwaagen von Ad. Schmidt u. a. (s. Lokalvariometer). 2. Ein von Toepler d. Ä. angegebenes Instrument, die Horizontalintensität zu messen. Senkrecht zum Balken einer physikalischen Waage befindet sich ein Magnet vom Moment M . Steht die Ebene der Waage im magnetischen Meridian, so muß die Inklination durch Mehrauflegen von Gewichten ausgeglichen werden. Ist l die Länge des Hebelarms, m die Gewichts-differenz der Schalenbelastung, so ist $MH = \frac{1}{2} gml$. Das Verhältnis M/H bestimmt man durch Ablenkungen (s. Horizontalintensität). Von der Güte dieser letzteren hängt jene der ganzen Messung ab.

A. Nippoldt.

Magnetischer Meridian. Die Vertikalebene, in welche die Richtung des erdmagnetischen Feldes fällt.

A. Nippoldt.

Magnetischer Schutz. Für die Nadelgalvanometer ist zur Ausnutzung ihrer Empfindlichkeit häufig ein Schutz gegen die Schwankungen des Erdfeldes nötig, besonders dann, wenn die Schwankungen desselben, wie in größeren Städten, durch die infolge des Straßenbahnverkehrs in der Erde verlaufenden Ströme erheblich vergrößert werden. Bei den astatischen Galvanometern, bei denen zwei entgegengesetzte Magnete oder Systeme vorhanden sind, ist die Wirkung des Erdfeldes stark herabgesetzt, so daß bei diesen Instrumenten ein besonderer magnetischer Schutz nicht so notwendig ist. Bei anderen Galvanometern kann der Schutz dadurch bewirkt werden, daß das Galvanometer von einer oder mehreren Hüllen aus weichem Eisen umgeben ist, wie z. B. bei dem Panzergalvanometer von du Bois-Rubens (s. unter Nadelgalvanometer). Die Schutzhüllen müssen aus weichem, unmagnetischen Eisen von möglichst

großer Anfangspermeabilität bestehen. Man verwendet deshalb zu diesem Zweck meist gut ausgeglühtes, schwedisches Eisen. Neuerdings wird unter dem Namen „Mumetal“ eine Eisenlegierung empfohlen, die noch eine ganz erheblich größere Anfangspermeabilität, als schwedisches Eisen besitzt und daher einen noch stärkeren magnetischen Schutz bewirkt. Der Schutz des Galvanometers wird aber illusorisch, wenn die Zuleitungsdrähte zum Galvanometer Schleifen bilden, in denen durch die Schwankungen des Erdfeldes Ströme induziert werden. Es ist also auch nötig, solche Schleifen zu vermeiden und die Drähte nahe beieinander zu führen.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Magnetischer Theodolit. Das Hauptinstrument zur Bestimmung der Größe der erdmagnetischen Elemente. Zu diesem Zweck vollkommen frei von magnetisierbaren Stoffen herzustellen. Auch darauf ist zu achten, daß die Hauptmasse des Instrumentenkörpers nicht etwa eine magnetisierbare Legierung an sich unmagnetischer Bestandteile geworden ist (Guß in eisenfreiem Sand). Der magnetische Theodolit unterscheidet sich im Bau von einem gewöhnlichen durch einen in der senkrechten Drehungsachse angebrachten, um sie horizontal schwingenden Magneten, die „Nadel“ und eine senkrecht gegen die Achse des Fernrohrs eingebaute „Schiene“. Bei genaueren Instrumenten hängt die Nadel an einem Faden — seltener an zwei Fäden (Bifilartheodolit) — sein Torsionszustand wird dann an einem „Torsionskopf“ abgelesen. Einfachere Instrumente haben die Nadel auf einer Spitze schwebend, der „Pinne“. An der Nadel befestigt oder an ihr angeschliffen ist ein Spiegel. Im Fernrohr erscheint daher neben dem Fadenkreuz sein Spiegelbild; bringt man beide zur Deckung, so ist die Absehnlinie festgelegt, und man kann ihre Stellung im Raum an dem Horizontalkreis des Theodoliten ablesen. Mit diesen Hilfsmitteln wird die Deklination gemessen (s. d.).

Die Schiene befindet sich in einer solchen Höhe, daß ein auf sie gelegter Magnet — der „Ablenkungsmagnet“ — gleich hoch der Achse der Nadel ist, die er nun ablenkt, bis das Drehmoment durch ihn und das umgekehrt gerichtete der Erde einander das Gleichgewicht halten. Die neue Ruhelage der Nadel ist durch Drehung des Theodoliten um seine Achse mittels des Fernrohrs, wie oben, aufzusuchen. Außer diesen immer vorhandenen kann der magnetische Theodolit noch andere, je nach Bedarf aufsetzbare Bestandteile erhalten (Schwingungskasten, Inklinatorien und dgl.), s. auch Deflektoren, darunter auch ein astronomisches Fernrohr mit Vertikalkreis für Zeit- und Ortsbestimmungen auf Reisen. Der magnetische Theodolit hat die Gaußschen Meßmethoden aus dem Erdmagnetismus für die meisten Zwecke verdrängt.

A. Nippoldt.

Näheres s. K. Haußmann, Ztschr. f. Instrum.-Kunde, 26, 1906.

Magnetischer Widerstand s. Erregerstrom.

Magnetisches Feld s. Feld, magnetisches.

Magnetisches Moment s. Moment, magnetisches.

Magnetisches Spektrum. Ebenso wie ein von einem elektrischen Strom durchflossener beweglicher Leiter in einem transversalen Magnetfeld je nach der Stromrichtung nach verschiedenen Seiten und je nach der Stromstärke in verschiedenem Maße abgelenkt wird, ebenso wird ein Bündel von

parallelen α - oder β -Strahlen, oder von geladenen Rückstoßstrahlen (ebenso wie Kanal- oder Kathodenstrahlen) im Magnetfeld seine Bahn ändern. Da die α -Strahlen einen Strom positiv, die β -Strahlen einen Strom negativ geladener Elektrizitätsträger darstellen, so ist in den beiden Fällen die Ablenkungsrichtung entgegengesetzt. Unter dem Einfluß des magnetischen Feldes der Stärke H beschreiben die einzelnen Ladungsträger eine Kreisbahn vom Radius R , dessen Größe gegeben ist durch $H \cdot R = \frac{m}{e} \cdot v \cdot c$, worin m die Masse des Teilchens, e seine Ladung in elektrostatischen Einheiten ($\frac{e}{m} =$ „spezifische Ladung“), v seine Geschwindigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. H und R werden beim Versuch gemessen, c ist bekannt. Ist aus anderen Versuchen $\frac{e}{m}$ gegeben, so genügt eine einfache Ablenkungsmessung im Magnetfeld zur Geschwindigkeitsbestimmung. Bei α -Teilchen ist zu setzen: für m die Masse des Heliumatoms, d. i. $6,60 \cdot 10^{-24}$, für e das doppelte Elementarquantum, also $9,548 \cdot 10^{-10}$ st. E., daher $\frac{e}{m_0} = 1,446 \cdot 10^{14}$. — Für β -Teilchen variiert $\frac{e}{m}$ mit der der Geschwindigkeit v nach der Lorentzschen Beziehung $\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2}$, worin $\frac{e}{m_0} = 5,286 \cdot 10^{17}$ st. E. und $\beta = \frac{v}{c}$ ist. — Somit folgt: $H \rho = \frac{m_0 v c}{e} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$; hieraus β gerechnet und in die relativistische Formel für die Energie schnellbewegter Elektronen, d. i. $E_\beta = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$ eingesetzt, erhält man

$$E_\beta = m_0 c^2 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{H \rho e}{m_0 c^2} \right)^2} - 1 \right\}$$

bzw. nach Einsetzen der Zahlenwerte

$$E_\beta = 8,094 \cdot 10^{-7} \left\{ \sqrt{1 + \frac{(H \rho)^2}{2,876,10^6}} - 1 \right\} \text{ Erg}$$

Division dieses Ausdruckes durch $1,591 \cdot 10^{-12}$ gibt die β -Energie in e-Volt, d. h. also jene Spannungsdifferenz, die das β -Teilchen frei durchlaufen müßte, um von der Geschwindigkeit Null auf seinen Endwert $v = \beta c$ beschleunigt zu werden.

Ein von einem einheitlichen α -Strahler stammendes paralleles α -Bündel gibt scharf definierte Ablenkungen und daraus berechenbar einen einheitlichen Geschwindigkeitswert, der je nach der Natur des verwendeten Strahlers zwischen $1 - 2,10^9$ cm Sek liegt. Ein paralleles β -Bündel dagegen wird, auch wenn es von einem einheitlichen β -Strahler her stammt, seinen ursprünglichen Querschnitt nicht beibehalten, wird vielmehr durch das magnetische Feld in die Breite gezogen oder in mehrere Teile gespalten und gibt beim Auftreffen auf eine photographische Platte als Querschnittsfigur das sog. magnetische Spektrum, in dem scharfe Linien, schmale und breite Bänder vorhanden sein können. Die Strahlung ist demnach nicht homogen und weist eine Reihe von diskreten oder kontinuierlich

variierenden Geschwindigkeitswerten auf. Ein solches magnetisches Spektrum ist für die strahlende Substanz ebenso charakteristisch wie das Dispersions- oder Interferenzspektrum für einen leuchtenden Körper. So enthält z. B. das magnetische Spektrum der β -Strahlen von RaC überlagert über einen kontinuierlichen Untergrund 63 Linien mit Energien von $0,199 - 4,46 \cdot 10^{-7}$ Erg. Der Ursprung dieser Linien ist derzeit noch nicht ganz sichergestellt. Ein großer Teil von ihnen läßt sich auch künstlich durch Bestrahlung von entsprechenden Substanzen (in diesem Fall das Element Nr. 84, Polonium, das mit dem Folgeprodukt von RaC, nämlich mit RaC', isoton ist) mit der γ -Strahlung des betreffenden zerfallenden Atoms, hier RaC, erzeugen; das beweist, daß die den Kern verlassende γ -Strahlung in der Hülle des eigenen bereits umgewandelten Atomes Elektronen lichtelektrisch auslöst; insofern diese Kern- γ -Strahlung selbst ein charakteristisches Linienspektrum hat, bilden die so erzeugten Photoelektronen (die ihrerseits wieder aus verschiedenen Energieniveaus der Hülle stammen können) einen Teil des magnetischen β -Spektrums. Ein anderer Teil desselben mag den beim β -Zerfall (s. d.) aus dem Kern geworfenen Elektronen zuzuschreiben sein. Und der kontinuierliche Untergrund findet vielleicht seine Erklärung darin, daß Streuwirkungen einerseits das ursprüngliche Linienspektrum der Kern- β -, andererseits das der Kern- γ -Strahlen verwischt. Eine allgemein angenommene Deutung der sehr komplizierten β -Spektren existiert heute noch nicht, doch neigt die Mehrzahl der Forscher zu der Ansicht, daß mindestens in einigen der untersuchten Fälle das kontinuierliche β -Spektrum zum Großteil der Kern- β -Strahlung zuzuschreiben ist, während das Linienspektrum sekundär entstanden ist. Statt der photographischen Platte als Empfänger kann auch für orientierende Zwecke der Fluoreszenzschirm oder für Intensitätsmessungen die Ionisierungskammer oder endlich der Spitzenzähler verwendet werden. In allen Fällen ist besonderes Augenmerk auf die Vermeidung von „zerstreuenden“ Einflüssen zu richten.

K. W. F. Kohlrausch.

Magnetisierung, ideale s. ideale Magnetisierung.

Magnetisierungsapparate. Die unter diesem Namen zusammengefaßten Vorrichtungen dienen dazu, die Beziehungen zwischen verschiedenen magnetischen Eigenschaften einer Probe oder ihre Abhängigkeit von der Feldstärke zu ermitteln. Zumeist handelt es sich darum, die Abhängigkeit der Induktion oder der Magnetisierungsintensität von der Feldstärke oder der Zahl der Amperewindungen zu bestimmen, vielfach soll auch der Hystereseverlust oder die Summe von Hysterese- und Wirbelstromverlust in Abhängigkeit von der Höhe der Induktion ermittelt werden; im ersteren Falle hat man es hauptsächlich mit statischen Methoden, d. h. mit der Verwendung von Gleichstrom und den dadurch hervorgebrachten stationären Feldern zu tun, im zweiten mit wattmetrischen Methoden unter Verwendung von Wechselstrom bzw. Wechselfeldern.

Die statischen Methoden bestehen wieder im wesentlichen aus den magnetometrischen und den ballistischen, der Drehspulenmethode (Koepfischer Apparat) und der Zugkraftmethode (magnetische Präzisionswaage).

Bei der magnetometrischen Methode bestimmt man die Intensität der Magnetisierung bzw. das magnetische Moment einer Probe in Stab- oder besser in Ellipsoidform durch den Ausschlag, welchen die Probe aus bekannter Entfernung bei einem Magnetometer (s. d.) von bekannter Empfindlichkeit hervorbringt. Bei der ballistischen Methode (s. d.) benützt man den Ausschlag eines ballistischen Galvanometers, der durch den Induktionsstoß in einer um die Probe gelegten und mit dem Galvanometer verbundenen Sekundärspule entsteht, wenn man den magnetischen Zustand der Probe durch die plötzliche Änderung der Feldstärke einer die Probe umgebenden Primärspule sprunghaft ändert. Die Probe hat dabei die Form eines Ringes oder eines durch ein Joch (s. d.) zum magnetischen Kreis (s. d.) geschlossenen Stabes oder Blechbündels. Drehspulmethode und Zugkraftmethode sind an den betreffenden Stellen genauer besprochen.

Bei den wattmetrischen Methoden wird ein aus Dynamoblech zusammengebauter magnetischer Kreis mit Primär- und Sekundärspulen umgeben, mit Hilfe deren mittels eines Wattmeters oder eines Spiegeldynamometers der Energieverbrauch für eine bestimmte Periodenzahl des Wechselstroms ermittelt wird, während sich die zugehörige Induktion aus der an einem Spannungszeiger abgelesenen Spannung an den Enden der Sekundärspule bestimmen läßt. Am meisten verwendet wird der von Epstein angegebene Apparat, der aus vier im Quadrat angeordneten Spulen besteht, deren jede ein Bündel von 2,5 kg Blechstreifen von 3×50 cm aufnimmt; mittels der von Gumlich und Rogowski angegebenen Anordnung läßt sich mit dem Epsteinischen Apparat auch die Induktionskurve aufnehmen. Dies ist ohne weiteres auch der Fall beim Möllingerschen Apparat, welcher kreisrunde Blechringe erfordert, die in eine aufklappbare Magnetisierungsspule eingelegt werden. Diese theoretisch einwandfreieste, weil streuungs- und fugenlose Anordnung erfordert leider zur Herstellung der Proben wegen des starken Verschnitts sehr viel Material. Von diesem Nachteil völlig frei ist der Richtersche Apparat, bei welchem je vier ganze Blechtafeln in eine zylinderförmige Spule eingebracht werden, doch ist die Anwendung an bestimmte Abmessungen der Blechtafeln gebunden und außerdem wegen der Stoßfugen auch nicht fehlerfrei. Weit verbreitet ist die von Siemens & Halske hergestellte, sowohl für statische wie für wattmetrische Messungen brauchbare Anordnung von van Lonkhuyzen. Sie besteht aus zwei Epsteinapparaten, von denen der eine die zu untersuchende, der andere eine Normalprobe von ähnlichen, genau bekannten, magnetischen Eigenschaften enthält. Die Vorrichtung zur Vergleichung beider Proben ist äußerst bequem und liefert auch genaue Werte. Normalbündel eicht die Reichsanstalt. Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn; 1918.

Magnetisierungskoeffizient s. Suszeptibilität.

Magnetisierungskurven. Trägt man bei der magnetischen Untersuchung einer Probe die Werte der Feldstärke als Abszissen, diejenigen der Induktion oder der Magnetisierungsintensität als Ordinaten auf, so erhält man die Magnetisierungskurve OA, die man als Nullkurve oder als Kom-

mutierungskurve bezeichnet, je nachdem man die Werte der Induktion durch stetige Vergrößerung oder durch Kommutierung des Magnetisierungsstromes gewonnen hat. Sie besteht aus einem kleinen, nahezu geradlinig schwach ansteigenden Stückchen

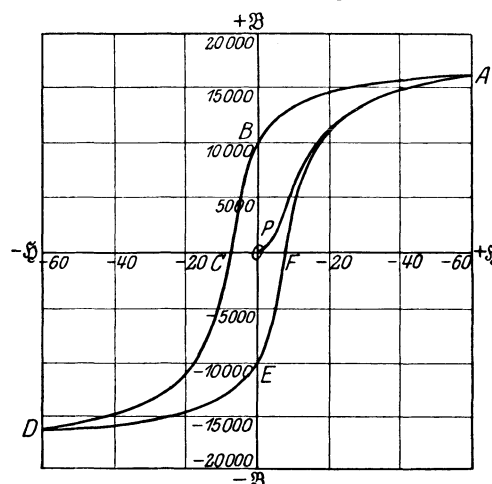


Fig. 1. Magnetisierungskurve.

bei sehr kleinen Feldstärken (Bereich der sog. Anfangspermeabilität); hierauf folgt ein mehr oder weniger steiler Anstieg (Bereich der irreversiblen magnetischen Vorgänge), der über ein stark gekrümmtes Stück, das sog. Knie, in einen immer geradliniger werdenden Teil übergeht (s. Fig. 1). Bei abnehmender Feldstärke folgt der darstellende Punkt nicht wieder rückwärts der Kurve AO, sondern infolge der Hysterese (s. d.) dem absteigenden Ast AB, dem sich nach Umkehren der Feldrichtung der aufsteigende Ast BCD anschließt. Mit der zweiten nach demselben Ver-

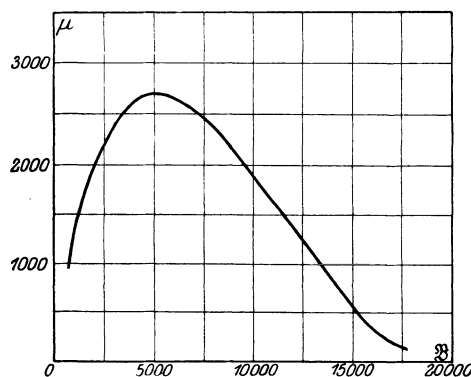


Fig. 2. Permeabilitätskurve.

fahren gewonnenen Hälfte DEFA schließt sich die Hystereseschleife ABCDEFA, deren Flächeninhalt nach Warburg dem zu einem kreisförmigen Magnetisierungsprozeß notwendigen, in Wärme umgesetzten Energieverbrauch entspricht. Die Stücke OB und OC bezeichnet man als Remanenz und als Koerzitivkraft, welche für die einzelnen Eisen- und Stahlsorten außerordentlich verschieden sein können und für die Charakterisierung derselben wichtig sind.

Viel verwendet werden auch noch die Permeabilitäts- und Suszeptibilitätskurven, bei welchen die

Permeabilität $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ bzw. die Suszeptibilität $\kappa = \mathfrak{J}/\mathfrak{H}$ in Abhängigkeit von der Feldstärke \mathfrak{H} oder von der Induktion \mathfrak{J} bzw. der Magnetisierungsintensität \mathfrak{J} aufgetragen wird. Fig. 2 gibt als Beispiel eine derartige Kurve wieder. *Gumlich.*

Magnetisierungsstrom s. Erregerstrom, Spule.

Magnetismus. Unter Magnetismus versteht man zumeist die Eigenschaft einiger weniger, sog. „ferromagnetischer“ Stoffe, nämlich Eisen, Nickel, Kobalt und der sog. Heuslerschen Legierungen, unter bestimmten Umständen eine starke Anziehung aufeinander auszuüben. Diese Eigenschaft soll bei dem in der Nähe der Stadt Magnesia vorkommenden Mineral Magnetit (Magnetisenstein, Fe_3O_4) zuerst gefunden sein und daher von ihm den Namen erhalten haben. Im übrigen unterliegen einer von den magnetisierten Körpern oder von sonstigen magnetischen Feldern ausgehenden Wirkung nicht nur die genannten ferromagnetischen, sondern alle Stoffe, wenn auch in verschiedenem Grad und in verschiedener Art; ein Teil der Stoffe wird von Magneten nur schwach angezogen, ein Teil sogar abgestoßen; man bezeichnet sie als paramagnetisch bzw. diamagnetisch (s. d.).

Im allgemeinen bedarf es zur Auslösung der magnetischen Eigenschaften auch bei den ferromagnetischen Materialien noch besonderer Vorbedingungen: Sie müssen entweder direkt unter der Wirkung eines magnetischen Feldes stehen, wie es ein permanenter Magnet, ein Elektromagnet oder eine stromdurchflossene Spule erzeugt, oder sie müssen wenigstens unter dieser Wirkung gestanden und damit permanenten Magnetismus aufgenommen haben. Da auch auf der Erde selbst überall ein von den sog. magnetischen Erdpolen ausgehendes Feld herrscht, so sind die Vorbedingungen für das Auftreten von Magnetismus beim Eisen usw. von vornherein stets gegeben, und man kann daher derartiges Material nur mittels besonderer Maßnahmen von der dadurch hervorgerufenen, allerdings nur geringen Magnetisierung befreien bzw. es davor schützen.

Das Zustandekommen der magnetischen Erscheinungen kann man sich folgendermaßen vorstellen: Jedes Eisen, auch das scheinbar unmagnetische, besteht aus einer außerordentlich großen Anzahl kleinster, bis zur Sättigung (s. d.) magnetisierter Magnetchen, deren magnetische Achsen aber wirt durcheinander liegen, so daß sich ihre Wirkung nach außen aufhebt. Bringt man nun einen derartigen Körper in ein Magnetfeld, so wirkt dies richtend auf die einzelnen Molekularmagnetchen, die Achsen drehen sich immer mehr in die Richtung des Feldes, je stärker dies wird, und klappen teilweise auch direkt in diese Richtung um, nehmen also neue Gleichgewichtsstellungen an, aus denen sie nach Aufhören des Feldes nicht ohne weiteres wieder in die alte Lage zurückkehren können (Remanenz). Die Wirkung des äußeren Feldes wird dabei noch außerordentlich verstärkt durch die Wirkung der Felder, welche die Molekularmagnetchen in ihrer unmittelbaren Umgebung erzeugen und die infolge der Richtung der Teilchen auf geringe Entfernungen hin sehr erhebliche Beträge annehmen können (inneres Feld nach P. Weiß). Daß die wesentlichen Eigentümlichkeiten der Magnetisierungskurven auf diese Weise tatsächlich zu erklären sind, hat Ewing schon vor längerer Zeit mit Hilfe einer großen Anzahl kleiner Kompassse gezeigt.

Aber auch über das Wesen der kleinen Elementarmagnetchen ist man seit einigen Jahren einigermaßen unterrichtet. Schon Ampère nahm an, daß es sich hierbei letzten Endes um die Wirkung von Molekularströmen handele, welche die einzelnen Teilchen umkreisen, ebenso, wie der eine Spule durchfließende Strom in ihr ein magnetisches Feld hervorbringt. Im Jahr 1915 ist es nun Einstein und de Haas gelungen, das Vorhandensein derartiger Molekularströme experimentell nachzuweisen und zu zeigen, daß diese Ströme durch außerordentlich rasch um das Teilchen kreisende negative Elektronen hervorgebracht werden (vgl. auch den Artikel Diamagnetismus).

Während nun, wie oben erwähnt, das wirksame magnetische Feld die magnetischen Achsen der Teilchen zu ordnen sucht, erzeugt die Wärmebewegung im Gegensatz dazu Unordnung, und zwar um so stärker, je höher die Temperatur steigt. Es läßt sich also leicht übersehen, daß mit steigender Temperatur wenigstens für den Zustand der Sättigung die Magnetisierbarkeit ziemlich regelmäßig abnehmen muß und bei einer bestimmten Temperatur, der sog. Umwandlungstemperatur, überhaupt nahezu vollkommen verschwindet. Beim Eisen liegt diese Temperatur bei etwa 765°, beim Nickel bei etwa 360°; oberhalb dieser Temperaturen zeigen auch die ferromagnetischen Substanzen nur noch stark paramagnetische Eigenschaften.

Während früher der Magnetismus nur als interessante Naturscheinung gelten konnte, mit dem praktisch nicht viel anzufangen war, ist er heute zum unentbehrlichen Hilfsmittel der Technik geworden; beruht doch auf ihm letzten Endes die ganze Erzeugung der elektrischen Energie und deren Umformung auf passende Spannung, wie sie entweder zur Fortleitung auf weite Entfernungen oder zum praktischen Gebrauch erforderlich ist. Auch die Verwendung der Elektrizität zum Antrieb von Motoren wäre ohne den Magnetismus nicht möglich.

Gumlich.

Magnetismus, beharrlicher, der Erde. Jener Anteil des Erdmagnetismus, der das Bestreben zeigt, seinen Zustand zu erhalten. Sein Sitz ist im Erdkörper zu suchen, gegenüber dem im Außenraum gelegenen Feld der zeitlichen Variationen (s. d.). Seine Veränderungen sind gegen das Gesamtfeld klein und vergleichsweise langsam; sie heißen die säkulare Variation (s. Erdmagnetismus). Im Laufe der Jahrhunderte addieren sie sich jedoch so erheblich, daß es ungenau ist, von einem „permanenten“ Magnetismus der Erde zu sprechen.

A. Nippoldt.

Magnetismus der Erde s. Erdmagnetismus.

Magnetismus, freier. Man nimmt an, daß überall da, wo die magnetische Permeabilität sich ändert, also besonders an den Stellen, wo aus einem magnetisierten Eisenkörper die Induktionslinien austreten, wie in der Nähe der Pole (s. d.), aber auch teilweise im Innern des Körpers, freier Magnetismus entsteht, auf den überhaupt die magnetischen Wirkungen, wie Anziehung und dgl., zurückzuführen sind.

Gumlich.

Magnetismus, kosmischer. Da nunmehr nachgewiesen, daß zwischen der Sonne und der Erde eine dauernde elektrische Strahlung besteht (s. Elektrische Strahlung der Sonne), die Sonne sogar ein magnetisches Feld besitzt (s. Sonnenmagnetismus), so ist zu erwarten, daß auch andere Gestirne magnetische Kräfte zeigen. Birkeland will in

der Tat das Zodiaklicht, die Saturnringe, die Sonnenflecken, die Kometenschweife, die Sternenebel und ähnliche Gebilde als Wechselwirkungen zwischen einer Kathodenstrahlung und magnetischen Eigenfeldern der betreffenden Gestirne erklären. Er kehrt zu diesem Zwecke seine Terellaversuche (s. Polarlicht) um, indem er die Terella zur Kathode macht, und dann in der Tat sehr weitgehende Ähnlichkeiten bekommt.

A. Nippoldt.

Näheres s. K. Birkeland, Norw. Aurora Polaris Expedition 1902—03. 1. II. Christiania.

Magnetismus, permanenter, der Erde s. Magnetismus, beharrlicher, der Erde.

Magnetismus der Sonne s. Sonnenmagnetismus.

Magnetismus, spezifischer. Während man die Magnetisierung namentlich bei ferromagnetischen Materialien zumeist auf die Volumeneinheit bezieht, ist der spezifische Magnetismus auf die Masseneinheit bezogen; der für die Magnetisierungsintensität \mathfrak{J} gefundene Wert ist also noch durch die Dichte des betreffenden Körpers zu dividieren.

Gumlich.

Magnetomotorzähler s. Elektrizitätszähler.

Magnetogramm. Die meist photographischen Aufzeichnungen eines Magnetometers (s. d.).

Magnetograph s. Magnetometer.

Magnetokathodenstrahlen. In Bewegung befindliche Elektronen (Kathodenstrahlen) umkreisen in schief zu ihrer Richtung orientiertem Magnetfeld die magnetischen Kraftlinien in um so engeren Schraubenlinien, je stärker das Magnetfeld und je geringer die Elektronengeschwindigkeit ist. Damit folgen sie aber der Richtung der magnetischen Kraftlinien um so genauer, je stärker das Magnetfeld ist. Derartige Kathodenstrahlen sind von Villard und Righi Magnetokathodenstrahlen genannt worden.

Güntherschulze.

Magnetometer. Das Magnetometer, im engeren Sinne ein für absolute magnetische Messungen unentbehrliches Instrument, besteht im wesentlichen aus einer auf Spitzen gelagerten oder an einem Quarz- oder Kokonfaden aufgehängten Magnetnadel (Magnetstäbchen) in Verbindung mit einer mit Teilung versehenen Magnetometerbank, auf welcher der zu untersuchende Gegenstand, also ein Magnet oder eine stromdurchflossene Spule mit oder ohne Probestab, meßbar verschoben werden kann. Im weiteren Sinne versteht man unter M. jedes Instrument mit irgendwie aufgehängten Magneten, das die absoluten Werte oder die Variationen eines magnetischen Feldes beobachtet. Die Bank ist zumeist so orientiert, daß ihre Mittellinie auf der Ruhelage der Nadel senkrecht steht und die Achse der darauf verschiebbaren Probe die Mitte der Nadel trifft. In dieser, der ersten Gaußschen Hauptlage, ist die Empfindlichkeit der Meßmethode am größten. Bei der seltener verwendeten, weil nur halb so empfindlichen zweiten Gaußschen Hauptlage ist der Probekörper senkrecht zur Nadelachse so orientiert, daß die Achsenrichtung der Nadel die Mitte der Probe trifft. Die ursprünglich nordsüdlich gerichtete Magnetometernadel wird durch die zu untersuchende Probe aus ihrer Richtung um einen Winkel φ abgelenkt, der um so größer ist, je stärker das magnetische Moment des ablenkenden Körpers und je geringer dessen Abstand ist, und zwar gilt in erster Annäherung die Beziehung $\operatorname{tg} \varphi = 2 \mathfrak{M} / a^3 H$, worin H die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus, a den ziemlich groß zu wählenden Abstand der Mitte des

Probekörpers von der Mitte der Nadel und \mathfrak{M} sein magnetisches Moment bedeutet, das sich also mit Hilfe der obigen Formel durch Bestimmung des Winkels φ berechnen läßt. Dieser wird bei rohen Messungen nur an einer Kreisteilung abgelesen, bei feineren dagegen mit Fernrohr und Skala mittels eines an der Aufhängevorrichtung der Nadel befestigten kleinen Spiegels bestimmt.

Als Proben dienen meist zylindrische Stäbe oder besser langgestreckte Ellipsoide, die in geeigneten Spulen bis zur gewünschten Feldstärke magnetisiert werden. Die Wirkung der Magnetisierungsspule auf das Magnetometer gleicht man meist durch die entgegengesetzte Wirkung einer von demselben Strom durchflossenen, auf der anderen Seite des Magnetometers aufgestellten Kompensationsspule aus. Die am besten durch die Wirkung einer stromdurchflossenen Spule von bekannter Windungsfläche auf das Magnetometer zu bestimmende Horizontalkomponente H des Erdmagnetismus bedingt unter sonst gleichen Verhältnissen die Größe des Ausschlags φ (vgl. die vorstehende Formel), also auch die Empfindlichkeit. Bei der Messung sehr kleiner Momente muß man also die Komponente H des Erdfeldes durch passend verteilte permanente Magnete oder besser durch eine die Magnetometernadel umschließende ringförmige Spule in dem gewünschten Maße schwächen. (Astasiertes Magnetometer von Gumlich.)

Diese Arten von Instrumenten sind nur an Orten mit ungestörtem magnetischen Feld zu verwenden. Die von benachbarten Straßenbahnen u. dgl. herrührenden Fernwirkungen und Erdströme bringen jedoch in größeren Städten meist derartige Störungen der Ruhelage hervor, daß die Instrumente praktisch unbrauchbar werden. In diesem Falle bewährt sich das störungsfreie Magnetometer von Kohlrausch und Holborn. Es besteht aus einem System von zwei gleich starken, entgegengesetzt gerichteten und durch eine leichte Stange von 1—2 m Länge verbundenen Magneten, das mittels eines nachwirkungsfreien Fadens aus Platinirridium, Quarz oder dgl. an der Zimmerdecke oder an einem Träger befestigt ist. Die Richtkraft wird dem System durch die Torsionskraft des Aufhängefadens erteilt, nicht durch die Erdkraft, denn diese wirkt ja auf die beiden Magnete in entgegengesetztem Sinne, und dasselbe gilt auch für jede andere von außen kommende magnetische Einwirkung, so daß der Nullpunkt auch bei Störungen unverändert bleibt. Beim praktischen Gebrauch muß die geringe Wirkung der Probe auf den zweiten Magnet mitberücksichtigt werden. — Ein besonders leichtes, empfindliches Instrument dieser Art hat Dieterle konstruiert (Ann. d. Phys. 59, 343; 1919).

Andere, sehr empfindliche und für bestimmte Zwecke recht brauchbare störungsfreie Magnetometer stammen von Haupt (Elektr. Ztschr. 28, 1096; 1907) und von Tobusch-v. Auwers (Ann. d. Phys. (4) 63, 867; 1920).

Zu genauen Messungen wird unter Umständen auch das sog. Bifilarmagnetometer verwendet, bei welchem der gewöhnlich in einem schiffchenartigen Träger ruhende Magnetometermagnet nicht von einem einzigen, sondern von zwei in geringem Abstand befindlichen parallelen Fäden getragen wird, die sich bei Ablenkungen etwas gegeneinander verdrehen.

In der erdmagnetischen Meßkunst wird das Magnetometer fast nur noch zur Beobachtung der zeitlichen Variationen benutzt (s. Deklinometer, Inklinometer, Waage). Die zu absoluten Messungen benutzten magnetischen Theodolite s. d. Eine Hauptaufgabe der Observatorien ist es, die Veränderungen seiner Empfindlichkeit zu verfolgen und namentlich jene des „Basiswerts“ sorgfältig unter Kontrolle zu halten. Basiswert ist der Wert des betreffenden erdmagnetischen Elements, der nach Ausweis der absoluten Messungen dem Ausgangspunkt der Skalenzählung, der Basis, entspricht. Am verbreitetsten sind die „Feinmagnetometer“ von Eschenhagen, die mit großer Exaktheit hochempfindlich und ohne Temperatureinfluß arbeiten können und dabei leicht transportabel sind. Registrierende Magnetometer heißen „Magnetographen“.

A. Nippoldt.

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen.

Magnetomotorische Kraft s. Erregerstrom.

Magneton. Bei seinen Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit namentlich von Salzen verschiedener Art fand P. Weiß, daß das magnetische Moment des Grammmoleküls beim absoluten Nullpunkt stets ein ganzzahliges Vielfaches der Zahl 1235,5 ist. Weiß bezeichnete diesen Wert als (Gramm-) Magneton und nimmt an, daß jedes Molekül eine ganze Zahl von Magnetonen enthalte, über deren Beschaffenheit und Wirkungsweise im übrigen noch nichts feststeht; im Gegenteil sind neuerdings vielfache Abweichungen von der erwähnten Regel gefunden und Bedenken gegen die Gültigkeit derselben erhoben worden. Gumlich.

Magnetonentheorie und Quantentheorie s. Bohrsches Magneton und Kreiselektron.

Magnetooptik. Lehre vom Einfluß magnetischer Kräfte auf optische Erscheinungen (s. besonders Zeemaneffekt, magnetische Drehung der Polarisationssebene, magnetische Doppelbrechung, Kerr-Effekt (magnetischer), magnetooptische Erscheinungen in Kristallen, Kundtsche Konstante).

R. Ladenburg.

Näheres s. P. Zeeman, Researches in Magneto optics. London 1913.

Magnetooptische Erscheinungen an Kristallen. Die gewöhnliche Drehung der Polarisationssebene (s. d.) im durchsichtigen Spektralgebiet (Faradayeffekt) läßt sich in Kristallen, ohne weiteres nur parallel der optischen Achse oder unter geringen Winkeln gegen die Achse beobachten, sonst werden die Erscheinungen infolge der natürlichen Doppelbrechung wesentlich komplizierter. Theoretisch besonders interessant ist der an einigen Kristallen mit ausgeprägten Absorptionsstreifen beobachtbare Zeemaneffekt und seine Begleiterscheinungen (von J. Becquerel 1906 an Kristallen seltener Erden entdeckt). Isotrope feste und flüssige Körper mit Absorptionsstreifen zeigen diese Erscheinungen nicht oder wenigstens nicht deutlich. Bisher ist es auch nur an wenigen Kristallen gelungen, diese magnetooptischen Effekte nachzuweisen: an Xenotim, der Erbium, an Tysonit, der vor allem Didym enthält, ferner an einigen anderen natürlichen und künstlichen Verbindungen seltener Erden, an Chromkaliumdoppelsalzen, an Rubin mit den schönen Absorptions- und Resonanzlinien im Rot. (Außer von J. Becquerel besonders von Dubois-Elias untersucht.) Durch Eintauchen der Kristalle in flüssige Luft werden die diffusen Absorptionsstreifen wesentlich schmaler und schärfer

und den Absorptionslinien von Gasen und Dämpfen ähnlich, und die magnetooptischen Erscheinungen werden besonders deutlich, weitere Abkühlung in flüssigem Wasserstoff macht die Absorptionslinien z. T. noch schärfer, z. T. wieder diffuser und schwächer. Zur Beobachtung trennt man die geradlinig polarisierten Komponenten durch einen doppelbrechenden Kalkspat (s. Doppelbrechung) vor dem Spalt des Spektralapparates; die beiden Schwingungskomponenten treffen senkrecht übereinander auf den Spalt und werden zu zwei Spektren auseinandergezogen, so daß man gleichzeitig die p- und s-Komponenten (vgl. Zeemaneffekt) beobachten kann. Mittels eines geeignet orientierten Viertelwellenlängenglimmerblättchens vor dem Kalkspat trennt man die entgegengesetzt zirkulärpolarisierten Komponenten ebenso. Am einfachsten liegen die Verhältnisse bei longitudinaler Beobachtung einachsiger Kristalle — Beobachtungsrichtung parallel Magnetfeld parallel der optischen Achse. Hier kommt offenbar die Anisotropie der Kristalle nicht zur Geltung. Die zirkulärpolarisierten Komponenten zeigen in der Tat ein mehr oder weniger gut auflösbares Dublet, doch ist die Aufspaltung an verschiedenen Linien (sogar desselben Kristalls) sehr verschieden groß, von $\frac{1}{6}$ bis zum 9fachen der normalen „Lorentzaufspaltung“ (s. Zeemaneffekt) und ihre Einordnung in das Schema der anomalen Zeemaneffekte (s. d.) ist bisher nicht gelungen; z. T. tritt anomale Rotationsrichtung auf, als ob es sich um positiv geladene Teilchen von der spezifischen Ladung der Elektronen handle. Da deren Annahme allen Erfahrungen auf anderen Gebieten widerspricht, werden bisweilen innermolekulare bzw. inneratomare Magnetfelder, die durch das äußere Feld entstehen, angenommen, deren Stärke von der Temperatur unabhängig sein muß, da es die beobachtete Aufspaltung ist.

Bei Beobachtung senkrecht zur Achse unterscheidet man Brechungsquotienten und Hauptabsorptionsspektrum der außerordentlichen Welle (Index a), deren elektrischer Vektor parallel zur Hauptachse schwingt, und der senkrecht dazu schwingenden ordentlichen Komponente (Index o) (Dichroismus). So zeigen einige der oben genannten Kristalle vollkommen verschiedene Absorptionsspektren der zueinander senkrecht polarisierten Komponenten. Bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien (transversal) liefert die s-Schwingung (senkrecht zum Feld und zur Achse) im allgemeinen symmetrische Veränderungen wie im gewöhnlichen Zeemaneffekt, Verbreiterung oder Zerlegung in zwei Komponenten, aber wieder von sehr verschiedener Größe. Die parallel zum Feld schwingende Komponente wird (im Gegensatz zum normalen Zeemaneffekt) zweifelsfrei auch verändert, bisweilen deutlich zerlegt, ähnlich wie bei „anomalen Zeemaneffekten“ (s. d.) der Gase, doch sind die an festen Kristallen beobachteten Typen (z. T. anderer Art und quantentheoretisch bisher (1928) noch nicht gedeutet. Außerdem treten bei den verschiedenen möglichen Anordnungen der optischen Achse zur Richtung der Lichtfortpflanzung, der Kraftlinien und der Schwingungen auch Erscheinungen anderer Art als an Dämpfen auf, einseitige Verschiebungen und Verbreiterungen, Intensitätsänderungen und unsymmetrische Zerlegungen, die von der Feldrichtung unabhängig dem Quadrat der Feldstärke proportional sind. Dem transversalen und longitudinalen Effekt entsprechen dieselben Begleit-

erscheinungen wie bei Gasen und Dämpfen: transversal lineare Doppelbrechung („magnetische D., s. d.), longitudinal zirkuläre D., die eine „magnetische Drehung“ der Polarisationssebene (s. d.) in der an Absorptionslinien üblichen abnormen Größe bewirkt. Dies folgt ohne weiteres aus der durch eine äußere magnetische Kraft erweiterten allgemeinen Theorie der Absorption und Dispersion für kristallinische Medien (Voigt). Bemerkenswert ist die bei etlichen Kristallen seltener Erden beobachtete starke Zunahme der magnetischen Drehung mit abnehmender Temperatur, die mit dem Paramagnetismus dieser Kristalle zusammenhängt (vgl. Paramagnetische Drehung der Polarisationssebene). Auf klassischer Grundlage haben J. Becquerel und W. Voigt die an Kristallen beobachteten Zeemaneffekte durch Kopplung mehrerer Elektronen gut darstellen können, quantentheoretisch sind diese Erscheinungen, wie gesagt, noch nicht gedeutet.

R. Ladenburg.

Näheres s. W. Voigt, Magneto- u. Elektrooptik. Leipzig 1908.

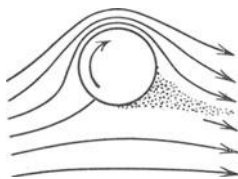
Magnetorotation, dasselbe wie magnetische Drehung der Polarisationssebene (s. d.).

Magnetostriktion. Wie Bidwell gefunden hat, verlängert sich ein Eisenstab durch Magnetisierung bei niedrigen Feldstärken, bei höheren verkürzt er sich (Umkehrung des Villarischen Effekts; s. d.). Kobalt verhält sich gerade umgekehrt, während Nickel durch Magnetisierung stets eine Verkürzung erleidet (vgl. Deformation). Gumlich.

Magnetron. Eine Elektronenröhre (s. d.), die nicht durch ein Gitter, sondern durch ein magnetisches Feld gesteuert wird. Das Feld wird in einer um die Röhre gewickelten Spule erzeugt, in deren Achse sich die geradlinige Kathode und die die letztere zylinderförmig umgebende Anode befinden. v. Staal.

Magnetronenröhren s. Magnetron.

Magnuseffekt. Wenn ein Zylinder in einer strömenden Flüssigkeit rotiert, so entsteht an seiner Oberfläche eine unsymmetrische Grenzschicht und unsymmetrische Ablösung. Das Ablösungsgebiet



Magnuseffekt.

wird im Sinne der Drehrichtung verschoben. Damit wird auch die Gesamtströmung um den Zylinder unsymmetrisch (s. Fig.) und die ihr entsprechende Druckverteilung längs der Zylinderoberfläche. Es entsteht eine quer zur Strömung gerichtete Kraft am Zylinder, die an drallbehafteten Geschossen von Prof. Magnus schon etwa 1850 festgestellt worden ist. Genauere experimentelle Beobachtungen darüber wurden angestellt durch Lafay und Ackeret. Der rotierende Zylinder hat neuerdings eine Anwendung als Ersatz für das Schiffssegel gefunden, unter dem Namen Flettnerrotor. Er zeichnet sich durch seine einfache Bedienbarkeit aus. Die auf seine Verwendbarkeit gerichteten Großversuche können noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden. Ebenso ist auch der physikalische Vorgang, soweit es sich um große Zirkulationen (und Querkräfte) handelt, versuchsmäßig und rechnerisch noch nicht völlig geklärt.

Eisner — O. Schrenk.

Magnusscher Satz. G. Magnus stellte (1851) folgenden Satz auf: In einem homogenen metallischen Leiter treten, wie auch die Temperaturverteilung in ihm sein mag, niemals thermoelektrische Kräfte auf. Ältere Beobachtungen über derartige Kräfte seien stets auf Inhomogenitäten des Materials (z. B. Unterschiede in der Härte u. dgl.) zurückzuführen.

Der Satz ist jüngst wieder in Zweifel gezogen worden (s. Benedicks-Effekt). Hoffmann.

Mahlersche Bombe s. Kalorimetrische Bombe.

Majorana-Effekt, magnetische Doppelbrechung an kolloidalen Lösungen (Eisenoxyd- und anderen Solen) s. Magnetische Doppelbrechung.

Malusscher Satz s. Optische Abbildung.

Mammutpumpe s. Pumpe.

Mandoline s. Saiteninstrumente.

Manganin. Manganin ist eine Metallegierung, die wegen ihres kleinen Temperaturkoeffizienten besonders als Material für Widerstandsbüchsen Verwendung findet. Manganin ist folgendermaßen zusammengesetzt: 84% Kupfer, 12% Mangan, 4% Nickel. Manganin wurde auf Grund eingehender Versuche von der Phys. Techn. Reichsanstalt angegeben. Ist s der spezifische Widerstand bei 20°C, bezogen auf einen Würfel von 1 cm Kantenlänge, so hat 10⁴ s, der Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt, bei Manganin den Wert 0,42. Die Dichte ist 8,4. Der Temperaturkoeffizient α , der durch die Änderung des Widerstandes für 1° Temperaturzunahme bezogen auf den Widerstand bei 0° definiert ist, hat die maximale Größe + 0,03 · 10⁻³. Die Thermokraft gegen Kupfer beträgt nur etwa 2 Mikrovolt pro Grad. Der Manganzusatz bedingt den geringen Temperaturkoeffizienten, während die Verringerung der Thermokraft dem Nickel zuzuschreiben ist. Bei ungefähr 30° ist gewöhnlich ein Maximum des Widerstandes vorhanden. Die zeitliche Konstanz der Manganinbüchsen ist seit einer langen Reihe von Jahren ausgezeichnet. Längeres Erwärmen auf etwa 130°, das sog. künstliche Altern, befördert das Konstanzwerden. R. Jaeger.

Manganinwiderstände s. Normalwiderstände.

Manginspiegel s. Scheinwerferspiegel.

Manometer. Apparate, mit denen Drucke gemessen werden, heißen Manometer. Ihnen liegen die verschiedensten Prinzipien zugrunde. Am häufigsten sind das Prinzip der kommunizierenden Röhren und die Gesetze der Elastizität der festen Körper herangezogen. Im besonderen nennt man Apparate zur Messung des Luftdruckes Barometer und zur Messung eines geringen Druckes Vakuummeter.

Manometer auf dem Prinzip der kommunizierenden Röhren dienen als Fundamentalinstrumente; als Flüssigkeit wird meistens Quecksilber verwandt: Quecksilbermanometer. Sie werden in drei Gruppen geteilt: 1. die offenen, 2. die unterteilten und 3. die geschlossenen Manometer. Die ersteren haben zwei Schenkel, von denen der eine in seiner Länge der Größe des zu messenden Druckes angepaßt wird, während der andere kurze mit der Apparatur, in der der Druck gemessen werden soll, in Verbindung steht. Fig. 1 zeigt eine schematische Anordnung eines 12 m langen Quecksilber-Manometers. Zur Bestimmung der Quecksilberhöhe kommuniziert das Stahlrohr in Abständen von 2 m mit je einem Glasrohr (G₁ bis G₆) von 7 mm Weite,

in denen die Kuppe des Quecksilbers beobachtet wird. Das Stahlrohr L'L' kann mit einer dieser Glasröhren durch einen besonderen Hahn, je nach der Höhe des zu messenden Druckes verbunden werden.

Hinter jeder Glasröhre ist ein spiegelnder Glasstreifen angebracht, der auf der Vorderseite eine Millimeterteilung trägt. I₃ führt zur eigentlichen Apparatur, Q enthält das Quecksilber.

Da solch lange Manometer recht unhandlich sind, hat man nach Art des Amontonschen Barometers (s. Barometer) den zu messenden Druck in Teildrucke zerlegt. Richard hat mehrere heberförmig gebogene eiserne Rohre von 2 m Länge miteinander verbunden und das ganze zu einer einzigen mehrfach gebogenen Röhre zusammengesetzt. Die Schenkel sind bis zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt, darüber befindet sich Wasser. Wird nun auf das erste Rohr ein Druck ausgeübt, so überträgt er sich auf die übrigen. Besteht der letzte Schenkel aus Glas, so kann an ihm die Steighöhe abgelesen werden. Unter der Voraussetzung, daß alle Rohre den gleichen Durchmesser haben und bis zur gleichen Höhe mit Quecksilber gefüllt sind, läßt sich aus dieser einen Ablesung der Gesamtdruck errechnen.

Fig. 1. Schema eines offenen Manometers.

Zuverlässiger ist das von Thiesen nach demselben Prinzip gebaute Normalmanometer unter Verwendung von Röhren aus Jenaer Verbundglas, so daß jede Quecksilberkuppe einzeln ablesbar ist. Fig. 2 zeigt dieses Instrument, dessen Aufbau nach dem oben Gesagten verständlich ist. Ein Schema gibt Fig. 3.

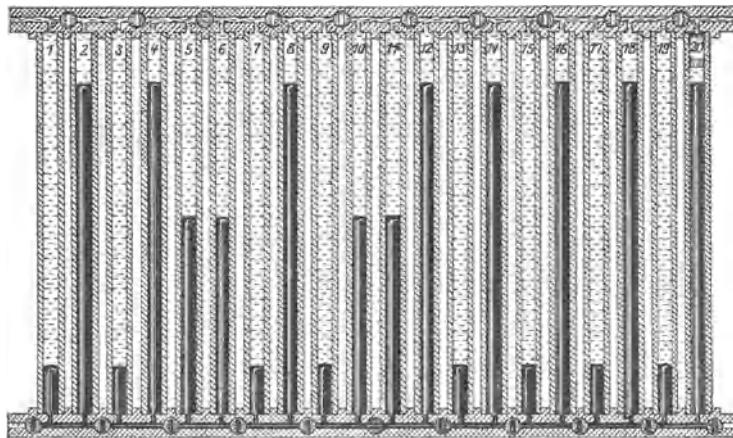


Fig. 2. Thiesensches unterteiltes Manometer.

Der zu messende Druck berechnet sich aus den einzelnen Quecksilberhöhen wie folgt: Es seien (Fig. 3) $o_1, o_2, o_3 \dots$ die Höhen der oberen Quecksilberkuppen, $u_1, u_2, u_3 \dots$ die der unteren; w_1 die des Wasserspiegels in dem kleinen Blechgefäß auf dem letzten Glasrohr, w_2 die des Wasser-

spiegels in einem hier nicht gezeichneten Windkessel b, der dem Manometer vorgeschaltet wird, und s das spezifische Gewicht des Quecksilbers, dann ist der gesamte Druck

$$P = (o_1 - u_1) + (o_2 - u_2) + (o_3 - u_3) + \frac{(w_1 - o_3)}{s} - \frac{(o_2 - u_3) + (o_1 - u_2) + (w_2 - u_1)}{s} = (o_1 - u_1) + \frac{(o_2 - u_2) + (o_3 - u_3) - (o_1 - u_1) + (o_2 - u_2) + (o_3 - u_3)}{s} + \frac{w_1 - w_2}{s}$$

Mit anderen Worten: der zu messende Druck setzt sich zusammen aus drei Teildrucke: 1. dem der

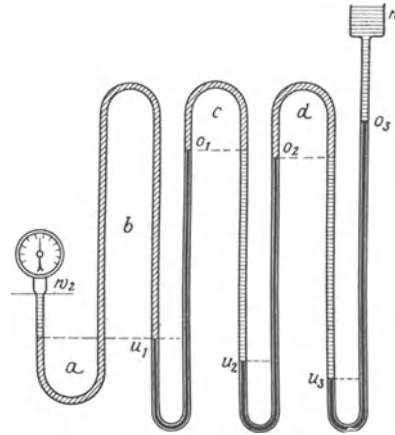


Fig. 3. Schema eines unterteilten Manometers.

Quecksilbersäulen, 2. dem der gleich langen Wassersäulen, der dem unter 1. entgegenwirkt, und 3. dem der Wassersäule $w_1 - w_2$.

Als Korrekturen sind hier, ähnlich wie oben, die Temperatur der Flüssigkeitssäulen, die Ausweitung der Rohre und die Kompressibilität des Wassers und des Quecksilbers zu beachten.

Das Prinzip der dritten Gruppe beruht auf der Kompressibilität der Gase. In einem oben geschlossenen Schenkel wird durch Quecksilber ein mit diesem nicht reagierendes Gas zusammengedrückt. Bei Kenntnis des Betrages, um den das Gas komprimiert wurde, sowohl, wie auch der Abweichung im Verhalten des Gases vom Boyleschen Gesetz kann man den Druck errechnen. Andernfalls ist eine genaue Eichung nötig, womit diese Instrumente dann sekundäre Normale werden.

Instrumente ganz anderer Art — ebenfalls zur Messung hoher Drucke geeignet — sind die Druckwaagen, die unter diesem Stichwort behandelt werden.

Die Quecksilber-Manometer, insbesondere die unter 1. behandelten eignen sich auch zur Messung von Druckdifferenzen, indem auf jeden der beiden Schenkel ein Druck einwirkt und die übrigbleibende Quecksilbersäule ein Maß für ihre Differenz ist.

Den Aneroidbarometern ähnlich sind die Metallmanometer. Als Maß für den Druck dient die Größe der Druckbiegung einer Metallmembran (Plattenfedermanometer Fig. 4) — anwendbar bis etwa 30 kg/cm² — oder die der Krümmung einer Metallröhre (Röhrenfedermanometer Fig. 5). Zur

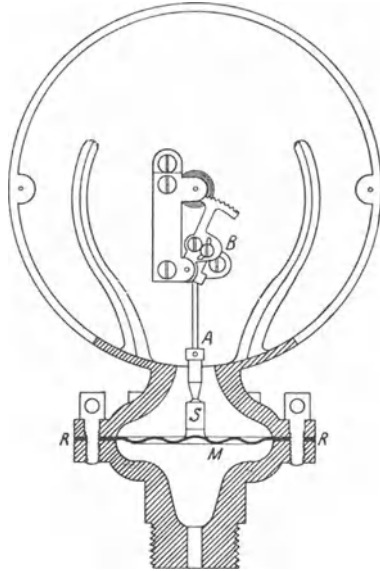


Fig. 4. Plattenfedermanometer.

genaueren Ablesung hat man diese Federn auch mit Spiegel versehen und dann mit Fernrohr und Skale abgelesen. Ganz besonders eignen sich Membranmanometer mit einer solchen Ablesevorrichtung zur Messung eines kurz dauernden Druckes (Explosionsdruck).

Bei den Metallmanometern ist der Einfluß der Temperatur und der elastischen Nachwirkung zu berücksichtigen.

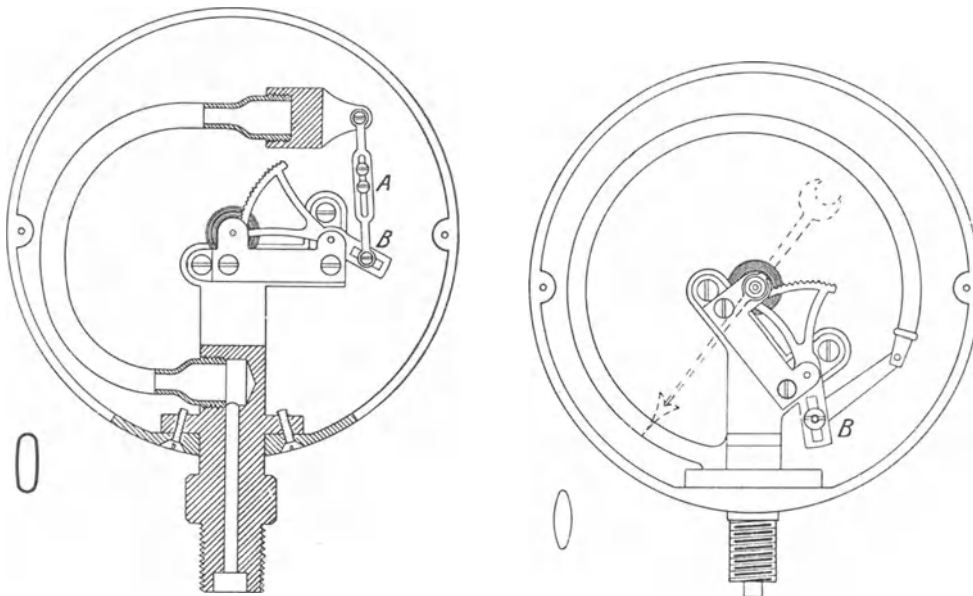


Fig. 5. Röhrenfedermanometer.

Es sei noch auf ein Manometer hingewiesen, das sehr kleine Druckunterschiede zu messen gestattet (Fig. 6). Die oberen beiden Dreiwegehähne, die je mit einem Schenkel verbunden sind, können diese letzteren sowohl mit den Zuleitungen der Drücke p_1 und p_2 , wie auch mit der Außenluft verbunden werden. Im unteren Teil des U-Rohres befindet sich eine Flüssigkeit, die etwas schwerer ist als Wasser, das zugleich die oberen Kugeln ausfüllt. Bei geschlossenem Hahn b und geöffnetem Hahn a stellt sich unter der

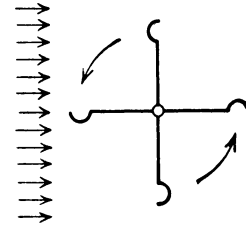


Fig. 6. Schema des Schalenkreuzmanometers von Robinson.

Einwirkung der Drucke p_1 und p_2 eine Höhendifferenz in den Schenkeln ein. Alsdann wird a geschlossen, b geöffnet und gleichzeitig mit Hilfe der Dreiwegehähne auf beiden Seiten Verbindung mit der Außenluft hergestellt, damit sich in den Kugeln die Wasseroberflächen gleichhoch einstellen können. Letzteres wird erreicht, indem mehrere Male die Hähne geeignet geöffnet und geschlossen werden, bis keinerlei Veränderung in den Flüssigkeitsgruppen beobachtet wird.

Die Empfindlichkeit des Apparates ist bedingt durch die Differenz der spezifischen Gewichte: des der Flüssigkeit gegen das vom Wasser. Als zweite Flüssigkeit verwendet man am besten außer dem unreinen Petroleum Toluol oder Chloroform. Für die Bestimmung des Druckes ist dann jene Differenz der spezifischen Gewichte maßgebend.

Ähnlich ist das Manometer von Kretz, bei dem aber die Hähne a und b fehlen und die beiden Flüssigkeiten nur in einem Schenkel übereinander geschichtet sind, z. B. verdünnter Alkohol und darüber Terpentinöl, deren Trennfläche sehr gut sichtbar ist. Man merkt sich deren Nullage, die dadurch festgelegt ist, daß auf beiden Schenkeln

derselbe Druck wirkt. Ändert sich dann an einem Schenkel der Druck um h mm Wassersäule, so ist die Lageveränderung der Trennungsschicht

$$z = \frac{h}{\varphi_1 - \varphi_2 + \frac{q}{Q}(\varphi_1 - \varphi_2)}$$

Es sind φ_1 und φ_2

die spezifischen Gewichte der Flüssigkeiten, q und Q die Querschnitte der Schenkel, bzw. ihrer Erweiterungen am oberen Ende. *H. Ebert.*

Manometer, absolutes s. Hochverdünnte Gase.

Manometrische Flammen. Durch ein enges Rohr wird in eine schmale Dose oder Kapsel Gas eingeleitet, das durch ein zweites Rohr aus der Kapsel austritt. Hier wird es entzündet und brennt mit kleiner Flamme. Die eine Wand der Dose besteht aus einer empfindlichen Membran. Wird diese durch Schallschwingungen erregt, so wird dadurch ein mehr oder weniger schnelles Ausströmen des Gases bewirkt, womit periodische Längenänderungen der Flamme gegeben sind. Im rotierenden Spiegel sieht man dann eine Folge von Flammenbildern, deren Form von der Form der auf fallenden Schallschwingungen abhängt. Das Flammen-Manometer ist von R. König durchkonstruiert worden. *E. Waetzmann.*

Näheres s. R. König, Quelques expériences d'Acoustique Paris 1882.

Manteltransformator s. Transformator.

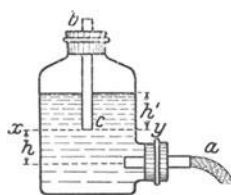
Marconi-Antenne. L-förmige Antenne, deren Länge meist das 3—8fache der Höhe ist.

A. Meißner.

Marconigramm. Bezeichnung der drahtlos übermittelten Telegramme in England. *A. Meißner.*

Marconi-Sender. Einfachste Sendeanordnung von Marconi. Eine Funkenstrecke liegt direkt in der Antenne, an der Erdung; sie wird gespeist durch einen Induktor (s. Figur). Da die Verluste in der Funkenstrecke groß sind, kommt zur eigentlichen Antennendämpfung noch die Funkendämpfung hinzu. Die Fernwirkung ist vermindert durch das Entstehen einer Reihe von Oberwellen. *A. Meißner.*

Mariottesche Flasche. Sie dient zur Erzielung gleichmäßig bleibender Ausflußgeschwindigkeit einer Flüssigkeit. Das Niveau xy (s. Figur) steht ebenso unter dem außen herrschenden Druck wie a , so daß



Mariottesche Flasche. Gesetz.

nur unter der Druckhöhe h erfolgt und so lange konstant bleibt, bis die Wassersäule h' ausgeflossen ist (vgl. Ausfluß). *v. Staal.*

Mariottesches Gesetz s. Boyle-Mariottesches Gesetz.

Mars s. Planeten.

Martens. Gleichheitsphotometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken. Tragbares Polarisationsphotometer s. Universalphotometer.

Mascaret, der französische Ausdruck für Flutbrandung (s. d.).

Maßanalyse. Infolge der Notwendigkeit, ein zu bestimmendes chemisches Element erst in eine

geeignete chemisch rein darzustellende Wägungsform überzuführen, haftet der gewöhnlichen chemischen Gewichtsanalyse eine gewisse Umständlichkeit an. In der Maßanalyse wird ein Bestandteil in gelöster Form und möglicherweise ohne Abtrennung von anderen bestimmt, und zwar bedient man sich hierbei des Kunstgriffes, statt der Wägungen möglichst weitgehend die Bestimmung von Flüssigkeitsvolumina in kalibrierten Gefäßen treten zu lassen. Letzthin geht auch die Maßanalyse auf eine Wägung zurück, indem einmal eine Lösung von bekannter Konzentration durch direktes Einwiegen der zu lösenden Substanz (Urtitersubstanz) hergestellt worden sein muß. Das Verfahren der Maßanalyse besteht nun darin, daß man bestimmt, wie viele Kubikzentimeter der Lösung eines Stoffes von bekannter Konzentration erforderlich sind, um mit einem anderen Stoff, der sich in einer volumetrisch abgemessenen Flüssigkeitsmenge in unbekannter Konzentration gelöst befindet, vollständig zu reagieren. Da sich für die erstere Lösung aus Volumen und Konzentration die Menge des zur Reaktion gelangten Stoffes berechnen läßt, so kann nach dem stöchiometrischen Grundgesetz die unbekannte Menge des anderen Stoffes errechnet werden. Für die Durchführbarkeit dieses Verfahrens ist es erforderlich, daß bei dem allmählichen Zusetzen der einen Lösung zu der anderen der Punkt der Beendigung der Reaktion scharf erkannt wird. Nur in seltenen Fällen läßt die sich abspielende maßanalytische Reaktion ihre Beendigung selbst erkennen, wie dies z. B. beim Titrieren einer farblosen, einen reduzierenden Stoff enthaltenden Lösung mit Permanganatlösung der Fall ist, wo das Ausbleiben der Entfärbung des zugefügten Permanganates anzeigt, daß die ganze Menge der reduzierenden Substanz verbraucht ist. In der Mehrzahl der Fälle wird eine an der maßanalytischen Hauptreaktion nicht direkt beteiligte Substanz, ein Indikator (s. d.) hinzugesetzt, die durch einen Farbenumschlag das Ende der Hauptreaktion anzeigt.

Die Genauigkeit der Maßanalyse kann sehr groß sein, indem bei hinreichend verdünnten Lösungen großen zu messenden Flüssigkeitsvolumina kleine Substanzmengen entsprechen. Maßgebend für die Genauigkeit ist meist die Erkennbarkeit des Reaktionsendes.

Wegen der hohen praktischen Bedeutung ist das System der Maßanalyse sehr weitgehend ausgebildet. Viele analytische Aufgaben lassen sich, teilweise auf sehr indirektem Wege, auf folgende Grundtypen maßanalytischer Reaktionen zurückführen:

1. Alkalimetrie und Azidimetrie, d. h. Bestimmung von Säuren oder Basen durch Titration gegeneinander unter Hinzufügung eines Indikators.

2. Permanganatmethode, d. h. Oxydation der als reduzierende Verbindung auftretenden unbekanntes Substanz durch Titration mit bekannter Permanganatlösung, z. B. $2 \text{KMnO}_4 + 10 \text{FeO} = 5 \text{Fe}_2\text{O}_3 + 2 \text{MnO} + \text{K}_2\text{O}$.

3. Jodometrie (s. d.), d. h. Bestimmung einer unbekanntes Jodmenge durch Titration mit Natriumthiosulfatlösung und Stärke als Indikator nach der Gleichung $\text{J}_2 + 2 \text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 = \text{Na}_2\text{S}_4\text{O}_6 + 2 \text{NaJ}$. Gerade diese Methode ist einer sehr allgemeinen Anwendung fähig, weil es häufig gelingt, an Stelle einer nicht unmittelbar titrierbaren Substanz durch geeignete chemische Reaktionen eine der unbe-

kannten Substanz äquivalente Jodmenge frei zu machen.

Günther.

Näheres s. P. Treadwell, Lehrbuch der analytischen Chemie, Leipzig und Wien.

Masse und Gewicht s. Kilogramm.

Masse, träge und schwere. Als träge Masse eines Körpers bezeichnet man diejenige Materialkonstante, welche für den Widerstand eines Körpers gegen beschleunigende Kräfte und für seinen Gehalt an kinetischer Energie maßgebend ist, also das m der Formeln $k = m \cdot b$ und $E = \frac{m}{2} v^2$. Daneben gibt es aber noch eine schwere Masse; darunter ist die Materialkonstante zu verstehen, welche die auf einen Körper im Gravitationsfeld ausgeübte Kraft bestimmt, also das m der Formel $k = m \cdot g$, wenn g die Gravitationsfeldstärke bezeichnet. Beide Begriffe bezeichnen ursprünglich Größen ganz verschiedener Funktion, aber die Erfahrung lehrt, daß diese Größen gleich sind. Hierauf beruht es, daß alle Körper gleich schnell fallen; ist ein Körper größer, also die auf ihn ausgeübte Gravitationskraft stärker, so ist zugleich sein Trägheitswiderstand stärker, so daß dennoch dieselbe Fallgeschwindigkeit resultiert (s. auch Äquivalenzprinzip).

Reichenbach.

Maßeinheiten s. Ausschluß für Einheiten und Formelgrößen.

Massenabsorptionskoeffizient. In der Röntgenstrahlenphysik vielfach angewendete Form, um das Absorptionsvermögen eines Stoffes für die Röntgenstrahlen anzugeben. Der Absorptionskoeffizient μ ist definiert durch die Gleichung

$$J_d = J_0 \cdot e^{-\mu \cdot d},$$

wo J_d die Intensität eines Röntgenstrahlenbündels von der Intensität J_0 nach dem Durchsetzen einer absorbierenden Schicht von der Dicke d darstellt. Da bei schwankender Dichte ρ des Absorbenten auch μ schwanken würde, so gibt man anstatt

dessen lieber die Größe $\frac{\mu}{\rho}$ an, die somit von ρ unabhängig ist und als Massenabsorptionskoeffizient bezeichnet wird. Ganz analoges gilt für den Streukoeffizienten σ , der durch die Gleichung

$$J_d = J_0 \cdot e^{-\sigma \cdot d}$$

definiert ist. Auch hier rechnet man mit dem Massenstreukoeffizienten $\frac{\sigma}{\rho}$, was praktisch um so

mehr von Bedeutung ist, als $\frac{\sigma}{\rho}$ für leichtere Substanzen bis zu einem Atomgewicht von etwa 30 und für mittelharte Röntgenstrahlen bis herab etwa zu $\lambda = 0,4 \text{ \AA}$. nahezu konstant gleich 0,2 ist. Die Schwächung der Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Materie ist meist durch Absorption und Streuung gleichzeitig hervorgerufen. Demnach spricht man von einem Schwächungskoeffizienten s .

$J_d = J_0 \cdot e^{-s \cdot d}$, $s = \mu + \sigma$; $\frac{s}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$ ist der Massenschwächungskoeffizient.

Behnken.

Massenanhäufung s. Schwerkraft und Isostasie.

Massenanziehung s. Gravitationskonstante.

Massenausgleich. Wenn ein mechanisches System mit beweglichen Teilen (wie z. B. eine Kolbendampfmaschine) auf einem Fundament sitzt, so äußern sich seine inneren Bewegungen auf das Fundament durch (im allgemeinen wechselnde) Reaktionskräfte und -momente, welche recht lästig sein

können und sich in manchen Fällen durch geeignete Anordnung und Dimensionierung der beweglichen Massen ganz oder teilweise beseitigen lassen. Um die Reaktionskräfte zu beseitigen, muß man nach dem Schwerpunktsatz (s. Impulssätze) dafür sorgen, daß auch bei der Bewegung der Gesamtschwerpunkt des Systems gegen das Fundament in Ruhe verharrt. Um die Reaktionsmomente zu vernichten, hat man darüber zu wachen, daß der Vektor des Impulsmomentes unveränderlich bleibt.

Die so gestellte Aufgabe des sog. *Massenausgleichs* ist im einzelnen hauptsächlich für den technisch wichtigsten Fall der Schiffskolbenmaschinen behandelt worden (O. Schlick), neuerdings auch für Flugzeugmotoren. Da sich die theoretisch strenge Lösung praktisch in der Regel nicht verwirklichen läßt, so begnügt man sich mit Annäherungen von verschiedenen Graden der Genauigkeit. Ist λ das Verhältnis von Kurbelradius zu Schubstangenlänge, so spricht man von Ausgleich erster, zweiter oder höherer Ordnung, je nachdem die mit λ^0 oder λ^1 oder λ^n ($n > 1$) proportionalen Kräfte und Momente verschwinden. Bei Einzylindermaschinen ist ein Ausgleich praktisch unmöglich. Bei Mehrzylindermaschinen mit parallelen Gleitbahnen wählt man bestimmte Kurbelversetzungswinkel sowie bestimmte Verhältniszahlen für die Kolbengewichte und außerdem geeignete Zylinderabstände und kann dann bei Dreizylindermaschinen Ausgleich der Kräfte erster und zweiter Ordnung, bei Vierzylindermaschinen auch noch Ausgleich der Momente erster Ordnung, bei Sechszylindermaschinen sogar der Momente zweiter Ordnung erreichen. Bei Sternmotoren (d. h. solchen Kolbenkraftmaschinen, deren Gleitbahnen einen Stern bilden) wächst die Ausgleichsfähigkeit noch rascher mit der Anzahl der Zylinder.

R. Grammel.

Näheres s. H. Lorenz, Dynamik der Kurbelgetriebe, Leipzig 1901.

Massendefekt s. Schwerkraft und Isostasie.

Masseneinheiten. Als Einheit der Masse gilt, nach internationaler Vereinbarung, das Kilogramm, ursprünglich definiert als die Masse eines Kubikdezi-meters Wasser im Zustand seiner größten Dichte (bei 4°C), jetzt bestimmt und verkörpert durch die Masse eines Zylinders aus einer Legierung von Platin und Iridium (90% Pt, 10% Ir), welcher im Bureau international des Poids et Mesures (s. d.) aufbewahrt wird. Kopien dieses Zylinders aus der gleichen Legierung mit kleinen, aber bekannten Abweichungen befinden sich bei den Meßbehörden der meisten Staaten der Erde, in Deutschland in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abt. I für Maß und Gewicht in Charlottenburg. Alle übrigen Masseneinheiten sind Vielfache oder Teile des Kilogramms.

1 Kilogramm (kg) = 1000 Gramm (g) = 10000 Dezigramm (dg) = 100000 Zentigramm (cg) = 1000000 Milligramm (mg).

1000 Kilogramm (kg) = 10 Doppelzentner (dz) = 1 Tonne (t).

Einige ältere Masseneinheiten (Pfundmaße).
 Baden: 1 Pfund = 0,5 kg. Einteilung in 32 Lot.
 Bayern und Österreich: 1 Pfund = 0,5600 kg. Einteilung in 32 Lot.
 Preußen bis 1839: 1 Pfund = 0,4677 kg. Einteilung in 32 Lot. Zollgewicht von 1840 an, von 1858 an auch Handelsgewicht:
 1 Pfund = 0,5 kg. Einteilung in 30 Lot.
 Sachsen: 1 Pfund = 0,4676 kg. Einteilung in 4 Pfennig-gewicht zu je 2 Hellergewicht.

England: a) das Troygewicht:
 1 Pfund = 0,3732 kg. Einteilung in 12 ounces
 zu je 20 penny-weights,
 b) das Avoirdupoisgewicht (Handelsgewicht):
 1 Pfund = 0,4536 kg. Einteilung in 16 ounces
 zu je 16 drams.
 Schweden: 1 Pfund = 0,4251 kg. Einteilung in 32 Lot.
 (Ausführliche Angaben s. in Landolt-Börnstein,
 Physikalisch-chemische Tabellen. Berlin, Springer.

Im Bureau international des Poids et Mesures sind mehrere Versuche unternommen worden, den Unterschied des durch einen Zylinder aus Platin-Iridium verkörperten Kilogramms von seinem Definitionswert, der Masse eines Kubikdezimeters Wasser von 4°, genau festzustellen. Diese Versuche haben den Zweck, die Massenbeständigkeit des Normalstückes zu kontrollieren, und wenn es sich etwa im Laufe der Zeit verändert haben sollte, seine genaue Wiederherstellung zu ermöglichen. Die Untersuchung besteht darin, daß der Inhalt eines regelmäßig gestalteten Körpers durch lineare Ausmessung in Kubikzentimeter ausgedrückt und ferner durch hydrostatische Wägungen (s. d.) in der dem Kubikzentimeter entsprechenden und nahe gleichen Einheit des Milliliters (s. d. Artikel Raummabe) dargestellt wird. Der Quotient beider Zahlen gibt direkt das Verhältnis des Milliliters zum Kubikzentimeter; da 1 ml Wasser im Zustande größter Dichte die Masse von 1 g repräsentiert, so kennt man dadurch auch das Gramm in Abhängigkeit vom Zentimeter.

Die zweite Art der Darstellung des Inhalts eines Körpers in Milliliter bietet keine besonderen Schwierigkeiten und kann auf einer mäßig guten Waage mit hinreichender Genauigkeit ausgeführt werden. Dagegen erfordert die lineare Ausmessung des Körpers sehr subtile Messungsmethoden, um ein nur einigermaßen brauchbares Resultat zu erhalten. Im Bureau international des Poids et Mesures sind im ganzen drei solcher Untersuchungsreihen ausgeführt worden. Guillaume arbeitete mit Bronzezylindern, deren Lineardimensionen er komparatorisch ermittelte; Chappuis einerseits und Macé de Lépinay, Buisson und Benoît andererseits benutzten würfelförmige Körper, zu deren Ausmessung sie sich verschiedener Interferenzmethoden bedienten. Ihre Schlußresultate sind in sehr naher Übereinstimmung. Im Mittel finden sie das Volumen von 1 kg Wasser größter Dichte unter dem Druck von 760 mm gleich 1,000 027 dm³ mit einem wahrscheinlichen Fehler von 1—2 Einheiten der letzten angegebenen Ziffer. Mit anderen Worten: Das Kilogramm ist die Masse eines Würfels reinen Wassers im Zustande größter Dichte, dessen Kantenlänge 1,000 009 dm beträgt. *Scheel.*

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Massenmessungen. Zur Messung von Massen dient die Waage (s. d.). In Wirklichkeit erlaubt die Waage zwar nur die Gleichheit zweier Gewichte festzustellen; da sich aber an derselben Stelle der Erdoberfläche die Massen zweier Körper wie ihre Gewichte verhalten, so folgert man, daß die beiden Körper, wenn sie auf der Waage gleiche Gewichte aufweisen, auch gleiche Masse haben. Das gilt indessen nur mit zwei Einschränkungen.

Befinden sich die an der Waage hängenden beiden Körper nicht in gleicher Höhe, so werden sie durch die Schwerkraft der Erde in verschiedener Weise beeinflusst, derart, daß von zwei gleichen Massen die höher aufgehängte weniger wiegt als die tiefer angeordnete. Der Unterschied beträgt für 1 kg

und 1 m Höhendifferenz 0,3 mg; er ist klein und wird nur in den seltensten Fällen eine praktische Bedeutung erlangen.

Wichtiger ist die zweite Einschränkung, die bei den meisten chemischen und physikalischen Wägungen berücksichtigt werden muß. Nach dem Archimedesschen Gesetz (s. auch den Artikel Hydrostatische Wägungen) erleidet ein Körper in irgend einem ihn umgebenden Mittel einen Gewichtsverlust, welcher gleich dem Gewicht des von ihm verdrängten Mittels ist. Da die Wägungen meist in der atmosphärischen Luft ausgeführt werden, so folgt aus dem genannten Gesetz eine erhebliche Verfälschung des Resultates, die in Rechnung gezogen werden muß. Dies geschieht dadurch, daß man sich vorstellt, welcher Einfluß auf die beiden Massen A und B, deren kleiner Gewichtsunterschied in Luft durch Wägung gleich C gefunden sei, ausgeübt würde, wenn man plötzlich die umgebende atmosphärische Luft entfernte. Offenbar wird dann jede der beiden Massen, weil jetzt der Auftrieb der Luft fortfällt, schwerer, und zwar jede um so viel, wie eine Luftmasse wiegt, welche denselben Raum wie die betreffende Masse einnimmt. Bezeichnen also V_A und V_B die Volumina der Massenstücke A und B, ferner s_A und s_B die Dichten der die Massenstücke A und B umgebenden Luft, so wird aus dem Wägungsergebnis $A - B = c$ die Massengleichung

$$(A - V_A s_A) - (B - V_B s_B) = c$$

oder

$$A - B = c + V_A s_A - V_B s_B.$$

In den meisten Fällen, namentlich aber, wenn sich die zu vergleichenden Massenstücke in demselben Waagekasten in nahe gleicher Höhe befinden, ist $s_A = s_B = s$; die Massengleichung nimmt dann die einfachere Form an

$$(1) \quad A - B = c + (V_A - V_B) s.$$

Die Größe $(V_A - V_B)s$ nennt man die Korrektur zur Reduktion der Wägung auf den leeren Raum; sie kann beträchtliche Werte annehmen, beispielsweise bei der Vergleichung zweier Kilogramme aus Platin und Aluminium 0,5 g. Über die Ermittlung der Volumina V_A und V_B vergleiche den Artikel Raummessung; s findet man in der Regel folgendermaßen aus meteorologischen Beobachtungen.

Die zum weitaus größten Teil aus Sauerstoff und Stickstoff bestehende atmosphärische Luft hat unter einem Druck von 760 mm Quecksilber bei 0° die Dichte

$$s_0 = 0,001 2928,$$

unter dem Druck h mm bei t° die Dichte

$$s = \frac{s_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{h}{760} = \frac{0,001 2928}{1 + \alpha t} \cdot \frac{h}{760}$$

wo α den Ausdehnungskoeffizienten der Gase bedeutet. Sehen wir von dem geringen Einfluß des in der Atmosphäre vorhandenen Wasserdampfes ab, so ist h der auf 0° reduzierte Barometerstand, t wird in bekannter Weise mit einem Thermometer gemessen.

Man hat versucht, die Luftdichte nicht aus meteorologischen Daten, sondern während der Wägung experimentell zu ermitteln. Der eingeschlagene Weg besteht darin, daß man gleichzeitig mit den Körpern A und B zwei im Waagekasten befindliche „Luftgewichtskörper“, das sind zwei nahezu gleiche Massen von sehr verschiedenem

Volumen miteinander vergleicht. Nennen wir diese Massen M und N , ihre Volumina V_M und V_N , so erhalten wir analog dem obigen Ausdruck durch eine Wägung

$$M - N = a,$$

der die Massengleichung $M - N = a + (V_M - V_N)s$ entspricht.

Vereinigen wir diese Gleichung mit der obigen Beziehung 1), so wird

$$A - B = c + \frac{V_A - V_B}{V_M - V_N} (M - N - a)$$

unabhängig von s .

Endlich hat man versucht, den Einfluß der Luftdichte auf die Wägung auf einen sehr kleinen Betrag herabzudrücken oder gar überhaupt verschwinden zu lassen. Hierzu bieten sich zwei Wege. Aus der Massengleichung

$$A - B = c + (V_A - V_B)s$$

erkennt man, daß der Einfluß der schwankenden Luftdichte um so kleiner wird, je kleiner die Differenz $V_A - V_B$ ist. Die Differenz ist nahezu Null bei Massenstücken von gleichem Nennwert aus gleichem Material. Ein Mittel, die Differenz auch in anderen Fällen möglichst klein zu machen, besteht darin, die Masse B so aus einzelnen Teilen zusammensetzen, daß V_B sehr nahe gleich V_A wird. Hierzu bedarf man zweier Massensätze, eines von kleinem spezifischen Volumen, z. B. Platiniridium, von welchem 1 kg das Volumen von etwa 46 ml besitzt, und eines von großem spezifischen Volumen, z. B. Bergkristall oder Aluminium oder Magnalium, von denen 1 kg den weit größeren Raum von etwa 370 ml einnimmt. Welchen Beitrag jeder der beiden Massensätze gegebenenfalls zum Aufbau der Masse B zu liefern hat, wird eine einfache Überlegung ergeben.

Der zweite Weg, den Einfluß der Luftdichte auf die Wägung verschwinden zu lassen, besteht darin, daß man die Luftdichte selbst gleich Null macht, d. h. die Wägungen im luftleeren Raum anstellt. Man bedient sich hierzu besonderer Waagen, der Vakuumwaagen, von denen schon in dem Artikel Gleicharmige Waage die Rede war. Solche Waagen sind komplizierte Mechanismen und finden sich deshalb nur an denjenigen Stätten, denen die Pflege des Maß- und Gewichtswesens anvertraut ist, die also Vergleichen von Massennormalen als Selbstzweck betreiben. An diesen Stätten kommt es auf die äußerste erreichbare Genauigkeit an und dabei hat die Methode der Vakuumwägung, so gut sie erdacht ist, schließlich doch versagt. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die Massennormale für die höchsten Ansprüche niemals wirklich konstante Massen darstellen. Sind die Stücke aus weniger edlem Material verfertigt, so ist die Oberfläche mehr oder weniger stark chemischen Einflüssen der Umgebung ausgesetzt, was sich in einer Massen-(Gewichts-)vermehrung zeigt. Aber auch wenn das Massenstück aus besserem Material besteht, sind äußere Einflüsse auf dasselbe nicht wirkungslos. Vor allem ist es die wechselnde Feuchtigkeit der atmosphärischen Luft, welche sich je nach der Beschaffenheit der Oberfläche des Massenstücks auf dieser kondensiert, möglicherweise auch in die Poren eindringt. Im allgemeinen wird sich noch bei mäßigen Schwankungen der Luftfeuchtigkeit ein Gleichgewichtszustand herausbilden, der die Masse des Gewichtsstückes auch über längere Zeiträume konstant erscheinen läßt. Wird aber das

Gewichtsstück in das Vakuum gebracht, so entfernen sich schnell alle Feuchtigkeit und auch alle sonst an der Oberfläche haftenden Gase von dieser, und das zu wägende Stück verliert merklich an Masse. Eine Vakuumwägung wird also gar nicht mehr mit der ursprünglichen Masse, sondern mit einer unter Umständen recht erheblich verringerten ausgeführt und kann darum auch gar kein richtiges Resultat ergeben. Hierin besteht aber der Schaden noch nicht allein. Bringt man nach der Wägung das Massenstück wieder in die atmosphärische Luft, so beginnt ein Rückbildungsprozeß; das Massenstück kondensiert wieder Feuchtigkeit und andere Gase auf der Oberfläche und kommt erfahrungsgemäß erst nach langer Zeit wieder in einen Gleichgewichtszustand.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Massenmittelpunkt s. Schwerpunkt.

Massenpunkt (materieller Punkt) ist eine von der klassischen Mechanik gemachte Abstraktion und bezeichnet einen mit Masse begabten Körper, bei welchem 1. alle Ausdehnungen vernachlässigbar klein gelten gegenüber den sonstigen vorkommenden Längen, und bei welchem 2. von etwaigen Drehungen des Körpers in sich selbst und von den damit verbundenen Trägheiterscheinungen abgesehen werden soll.

R. Grammel.

Massensätze (Gewichtssätze). Massensätze sind Vereinigungen von Massennormalen. Ihre Einteilung (Stückelung) soll die Möglichkeit gewähren, jede beliebige Masse aufzubauen und hiermit eine noch unbekannte Masse mit Hilfe der Waage zu messen. Dieses Ziel soll in übersichtlicher Weise und mit einem möglichst geringen Aufwand an Material und Arbeit erreicht werden. Das geschieht, abgesehen von besonderen Fällen, dadurch, daß man jede Dekade für sich behandelt und daß man die Nennwerte in jeder Dekade wiederkehren läßt. Wieviel Dekaden in einem Massensatz vertreten sein sollen, hängt von den Zwecken der Wägung ab. Massensätze, welche für chemische Zwecke verwendet werden sollen, brechen meist schon bei 0,01 g = 10 mg ab. Massensätze für metronomische Zwecke müssen um volle zwei Dekaden weiter reichen, bis 0,1 mg.

Für die Einteilung innerhalb jeder Dekade sind die Stückelungen

$$\begin{array}{r} 5 \ 2 \ 2 \ 1 \\ 5 \ 2 \ 1 \ 1 \ 1 \end{array}$$

viel im Gebrauch. Beide Arten sind indessen nicht sehr zweckmäßig. Doppelte Stücke für denselben Nennwert machen erhöhte Aufmerksamkeit beim Arbeiten nötig. Ferner erfordert die Abgleichung in einer Dekade vielfach 3 (z. B. $8 = 5 + 2 + 1$), im zweiten Falle auch 4 Stücke ($9 = 5 + 2 + 1 + 1$). Diese Nachteile werden durch die Stückelungen

$$\begin{array}{r} 4 \ 3 \ 2 \ 1 \\ 5 \ 4 \ 3 \ 2 \ 1 \end{array}$$

und vermieden.

Massensätze müssen auf ihre Richtigkeit kontrolliert werden. Die hierzu angewendeten Methoden haben das Gemeinsame, daß man die Ausgleichung zunächst immer innerhalb einer Dekade ausführt, wobei man die Summe aller oder mehrerer Stücke an ein Stück der nächsthöheren Dekade, letzten Endes an ein Normalgewicht anschließt. Wie die Ausgleichung im einzelnen vorzunehmen ist, kann hier nicht besprochen werden. Doch mag bemerkt werden, daß auch bezüglich der

Ausgleichung die beiden zuletzt genannten Stückelungen vor den erstgenannten erhebliche Vorzüge aufweisen. Die durch die Ausgleichung gefundenen kleinen Abweichungen der einzelnen Stücke von ihrem Nennwert, die Korrekturen (s. d.) der Stücke, sind beim späteren Arbeiten mit dem Massensatz in Rechnung zu ziehen.

Von besonderen Arten der Stückelung von Massensätzen soll hier nur eine besprochen werden, welche viel gebraucht wird. An den im Artikel Gleicharmige Waage erwähnten Vakuumwaagen finden sich meist Vorrichtungen, um Zulagegewichte, die die Form von Reitern haben, auf den Waagebalken aufzusetzen, ohne den Waagekasten öffnen zu müssen. Die Stückelung dieser Reitergewichte muß ihrem Zwecke angepaßt werden, mit möglichst wenig Mechanismen, also aus möglichst wenig Stücken, eine möglichst große Mannigfaltigkeit der Zulagen in gleichmäßigen Stufen zu bilden. Das wird beispielsweise durch eine Stückelung nach Potenzen von 3 erreicht, also durch Massensätze, die in einer passenden Einheit, etwa in Milligramm die Werte

1 3 9 27 81 usw.

haben. Werden solche Massensätze zu beiden Seiten der Waage bereitgestellt, so kann man durch gleichzeitige Betätigung der Mechanismen auf beiden Seiten der Waage aus Summe und Differenz sowohl links wie rechts Zulagegewichte kombinieren, die von Einheit zu Einheit bis zur Summe aller Zulagegewichte fortschreiten, also sowohl links wie rechts die Zulagegewichte 1, 2, 3, 4 . . . 121 usw. schaffen.

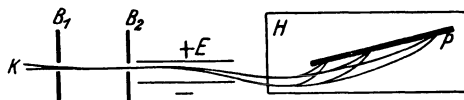
Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Massenschwächungskoeffizient s. Massenabsorptionskoeffizient.

Massenspektrograph s. Massenspektrum.

Massenspektrum. Alle Kanalstrahlen (s. d.), die gleiche Masse besitzen, lassen sich, ungeachtet ihrer verschiedenen Geschwindigkeiten, mit großer Genauigkeit in einem bestimmten Punkt vereinigen, wenn sie durch ein elektrisches und ein magnetisches Feld in geeigneter Kombination abgelenkt werden (s. Fig.). Die einzelnen Punkte, die den ver-



Aufnahme des Massenspektrums.

K = Kanalstrahlenbündel; B₁, B₂ = Spalt-Blenden;
E = elektrisches Feld; H = magnetisches Feld;
P = photographische Platte.

schiedenen Massen der Strahlen entsprechen, liegen mit erheblicher Annäherung auf einer Geraden. Legt man in diese Gerade eine photographische Platte, so erhält man auf der Platte ein Massenspektrum, das gestattet, die einzelnen Massen bis zu einer Genauigkeit von 10/100 zu bestimmen. Die Möglichkeit einer Analyse positiver Strahlen wurde zuerst von D. D. Thomson erkannt, während 1919 Aston einen Apparat (Massenspektrograph) ausbildete, der die Strahlenanalyse zu einer der wichtigsten Methoden zur Erforschung der Isotopen (s. d.) entwickelte. v. Staal.

Massenstrahlungskoeffizient. Die auf die Masseneinheit bezogene Sekundärstrahlungsfähigkeit $\frac{k}{\rho}$ eines von primärer Korpuskular- oder Wellen-

strahlung getroffenen Körpers, wenn ρ die Dichte und k der Volumstrahlungskoeffizient (Strahlung pro Volumseinheit) ist. — Im gleichen Sinn werden die Ausdrücke „Massenabsorptionskoeffizient“, „Massenstreuungskoeffizient“ gebraucht, ersterer $\frac{\mu}{\rho}$ bezogen auf den Absorptionskoeffizienten μ , letzterer auf die Streufähigkeit eines Materials.

K. W. F. Kohlrausch.

Massenstreuoeffizient s. Massenabsorptionskoeffizient.

Massenwirkungsgesetz. Da das Gleichgewicht bei const. Volumen am Punkte der geringsten freien Energie, und nicht, wie Berthelot annahm, dem der geringsten Gesamtenergie liegt, Konzentrationsänderungen aber Arbeitsleistungen bedeuten, so verlaufen homogene Reaktionen im allgemeinen nicht bis zu Ende, sondern bleiben bei endlichen Konzentrationen aller Partner stehen. Die genannte Gleichgewichtsbedingung (s. auch Gleichgewicht) liefert nun einen analytischen Ausdruck für die Beziehung zwischen diesen Gleichgewichtskonzentrationen, wenn man den Umsatz sich isotherm und reversibel ablaufend denkt, dann mit Hilfe der Zustandsgleichungen der Partner die Arbeitsleistung formuliert und gleich Null setzt. Die Integration des Arbeitsausdrucks

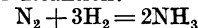
$$A = \int v dp$$

führt aber nur bei verhältnismäßig einfacher Form der Zustandsgleichung zu handlichen Ausdrücken für die Konzentrationsfunktion der Arbeit und des Gleichgewichts. In flüssigen Systemen ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, und hier muß man sich daher mit Näherungsausdrücken begnügen. Für die homogene Gasreaktion ist aber die Rechnung einfach durchzuführen. Das ist gelegentlich der Ableitung der Reaktionsisochore (s. Gasgleichgewichte) geschehen und führt zu folgendem Ausdruck für die Reaktions-(Gleichgewichts-)isotherme:

$$K = \frac{II c^n}{II c' n'}$$

wo das Produkt zu erstrecken ist über alle Konzentrationen c der Ausgangsstoffe, potenziert mit der Molzahl n , mit der sie in die Reaktion eingehen, bzw. über die Konzentrationen der Endstoffe c' potenziert mit ihren Molzahlen n' . Die c , bzw. c' bedeuten dann die Gleichgewichtskonzentrationen.

Z. B. bei der Reaktion:



gilt für die Gleichgewichtskonzentrationen der drei Gase, c_{N_2} , c_{H_2} , c_{NH_3} , die Beziehung:

$$\frac{c_{N_2} \cdot c_{H_2}^3}{c_{NH_3}^2} = K.$$

Zum gleichen Ergebnis führt auch eine kinetische Überlegung. Ist nämlich, wie wenigstens in einfachen Fällen anzunehmen, die Geschwindigkeit, mit der die Endstoffe gebildet werden, gegeben durch

$$v_1 = k_1 \cdot II c^n$$

und die, mit der sie verschwinden, durch

$$v_2 = k_2 \cdot II c' n',$$

so folgt bei Gleichsetzung beider Geschwindigkeiten (Gleichgewichtsbedingung, vgl. Gleichgewicht) genau obiges Resultat, wenn man setzt

$$K = k_2/k_1.$$

Die Gleichgewichtskonstante ist demnach der Quotient der Geschwindigkeitskonstanten, ein für

die chemische Kinetik (s. Reaktionsgeschwindigkeit) wichtiges Resultat.

Das Ergebnis ist demnach, daß das Verhältnis der Konzentrationen für das Gleichgewicht charakteristisch ist. Daraus folgt, daß Erhöhung einer Ausgangsstoffkonzentration *c* immer ein Weitergehen des Umsatzes zur Folge hat, da die *c'* wachsen müssen, bis *K* wieder seinen alten Wert hat. Da so eine Vergrößerung der Masse eines Reaktionsteilnehmers Reaktion bewirkt, nannten die Entdecker, Guldberg und Waage, dies Gesetz das Massenwirkungsgesetz. Es gilt in Lösungen auch, soweit eben die Gasgesetze gelten. Aber auch außerhalb ihres Bereichs läßt sich, wenigstens formal, das *M.* aufrechterhalten, indem man statt der wahren Konzentration (Gesamtmasse) die „aktive Masse“ einsetzt. Hierüber vgl. „Aktivierung“.

Schwab.

Massenwirkungskonstante s. Gasgleichgewichte.

Massestrahlen. Unter dieser Bezeichnung werden alle aus Atom- oder Molekülonen (oder auch aus geladenen Atomen oder Molekülen) bestehenden Korpuskularstrahlen in Gegensatz zu den Elektronenstrahlen (Kathodenstrahlen) gebracht. Der Ausdruck ist verfehlt und irreführend, da die Elektronen eben so gut eine träge Masse besitzen wie die anderen Ionen. Es verhalten sich die Massen von Elektron zu Wasserstoffion zu Hg₂-Ion wie 1/1850:1:400.

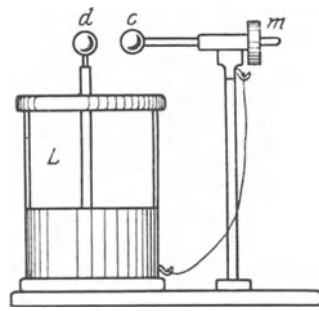
Da es sowohl positiv wie negativ einfach und mehrfach geladene Ionen gibt, haben die Massestrahlen eine sehr mannigfaltige Zusammensetzung. Aus historischen Gründen werden unterschieden

1. Kanalstrahlen,
2. Anodenstrahlen,
3. α-Strahlen,
4. Atomstrahlen.

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys., Bd. XIV Berlin, Julius Springer 1927.

Maßflasche, Lanesche. Die Maßflasche dient in der Elektrostatik dazu, um die ihr durch eine Elektrizitätsquelle, beispielsweise eine Elektrizitätsmaschine erteilte Ladung zu messen. Die Einrichtung besteht aus einer Leidener Flasche *L* (s. Fig.), deren innere Belegung mit der zu messenden Elektrizitätsquelle über die Kugel *d* verbunden wird, während die ihr gegenüberstehende gleichgroße Kugel *c*, die durch eine Mikrometerschraube



Lanesche Maßflasche.

M verschiebbar ist, mit der äußeren Belegung der Leidener Flasche und der Erde verbunden ist. Wird nun die innere Belegung geladen, so wird schließlich, wenn eine gewisse Elektrizitätsmenge *E* übergeflossen ist, der Entladungsfunke einsetzen; der nächste Funke wird einsetzen, wenn wiederum die gleiche Ladung (oder genau genommen wegen der Rückstandsbildung eine etwas kleinere Menge) *E* auf die Belegung geflossen ist. Die Ladung ist daher proportional der an der Maßflasche pro Zeiteinheit auftretenden Funkenzahl.

R. Jaeger.

Maßstab s. Längenmessungen.

Maßsystem, absolutes s. Absolutes Maßsystem.
Maßsystem, elektromagnetisches s. Elektrische Maßsysteme.

Maßsystem, elektrostatishes. Das elektrostatishes Maßsystem geht vom Coulombschen Gesetz aus (s. d.). In diesem wird durch Einsetzen des Zahlenfaktors 1 für die Proportionalitätskonstante *k* die Dimension der Elektrizitätsmenge festgesetzt. Die im elektrostatishes Maß (ES) ausgedrückten Dimensionen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Bezeichnung	Dimension elektrostatishes E _s	CGS Einheit elektrostatishes ist gleich
Menge, elektrische <i>q</i>	[L ^{3/2} M ^{1/2} T ⁻¹]	1/3 10 ⁻⁹ Coulomb
„ magnetische <i>m</i>	[L ^{1/2} M ^{1/2}]	—
Feldstärke, elektr. \mathcal{E}	[L ^{-1/2} M ^{1/2} T ⁻¹]	—
„ magnet. \mathcal{H}	[L ^{1/2} M ^{1/2} T ⁻²]	1/3 10 ⁻¹⁰ Gauß
Magnet. Induktion \mathcal{B})	[L ^{-3/2} M ^{1/2}]	—
Magnet. Intensität \mathcal{J})		
Potential, elektr. (Spannung) <i>V</i>	[L ^{1/2} M ^{1/2} T ⁻¹]	300 Volt
Potential, magnet. <i>V</i>	[L ^{3/2} M ^{1/2} T ⁻²]	—
Flächendichte, elektr. σ	[L ^{-1/2} M ^{1/2} T ⁻¹]	—
„ magnet. σ	[L ^{-3/2} M ^{1/2}]	—
Magnetisierung (Volumeneinheit) ϱ	[L ^{-3/2} M ^{1/2}]	—
Magnet. Moment <i>M</i>	[L ^{3/2} M ^{1/2}]	—
„ Fluß (Kraftlinie) Φ	[L ^{1/2} M ^{1/2}]	3 · 10 ¹⁰ Maxwell
Dielektrische Verschiebung θ	[L ^{-1/2} M ^{1/2} T ⁻¹]	—
Stromstärke <i>I</i>	[L ^{3/2} M ^{1/2} Tn ⁻²]	1/3 10 ⁻⁹ Amp. ¹⁾

¹⁾ 1 CGS = 10 Ampere wird mitunter als „Weber“ bezeichnet.

Bezeichnung	Dimension elektrostatishes E _s	CGS Einheit elektrostatishes ist gleich
Stromdichte \mathcal{J}	[L ^{-1/2} M ^{1/2} T ⁻²]	—
Widerstand <i>R</i>	[L ⁻¹ T]	9 × 10 ¹¹ Ohm
Spezif. Widerstand ρ	[T]	—
Spezifisches Leitvermögen σ	[T ⁻¹]	—
Kapazität <i>C</i>	[L]	1/9 10 ⁻¹¹ Farad
Induktivität <i>L</i>	[L ⁻¹ T ²]	9 × 10 ⁻¹¹ Henry
Stromleistung <i>P</i>	[L ² M T ⁻³]	10 ⁻⁷ Watt
Stromarbeit <i>E</i>	[L ² M T ⁻²]	10 ⁻⁷ Joule

R. Jaeger.

Matthews Meridianapparat s. Lichtstrommesser.
Maupertuisches Prinzip des kleinsten Aufwandes s. Prinzipie der Kinetik.

Maximalausschalter heißt ein Schalter, der bei Überschreitung eines vorher festgesetzten Stromwertes (bzw. Spannungswertes, s. u.) ausschaltet. Man unterscheidet sofort auslösende Schalter von Schaltern, welche erst nach einer gewissen Zeitverzögerung ausschalten. Diese Zeitverzögerung kann grundsätzlich auf drei Arten stattfinden: Unabhängig verzögerte Ausschalter sind solche, bei denen die Verzögerungszeit von vornherein eingestellt ist (z. B. durch ein ablaufendes Uhrwerk). Bei abhängig verzögerten Ausschaltern ist die Verzögerungszeit funktionell von der Stromstärke abhängig, meist derart, daß sie nach Überschreitung des oben genannten Stromwertes mit wachsender Stromstärke mit immer kürzerer Zeit abschaltet. In diesem Sinne kann man als Maximalausschalter die in Hausinstallationen eingebauten Schmelz-

sicherungen (s. d.) ansehen. Endlich gibt es Schalter mit teilweise unabhängiger Verzögerung bei denen zunächst eine vorher festgesetzte Verzögerung stattfindet, welche aber bei sehr großen Strömen durch eine Stromabhängigkeit ersetzt ist.

Während die bisher genannten Schalter sämtlich auf den Strom reagieren und daher auch als Überstromausschalter bezeichnet werden, kann man die gleichen Prinzipien zum Bau von Schaltern benutzen, welche bei Überschreitung einer vorher festgelegten maximalen Spannung ausschalten, Überspannungsausschalter. Die erstgenannte Gruppe findet namentlich zur Abschaltung von Kurzschlußströmen (s. Kurzschluß) vielfache Anwendung.

Den Maximalausschaltern stehen die Minimalausschalter gegenüber, die bei Unterschreitung eines Strom- (bzw. Spannungs-)wertes ausschalten. Hinsichtlich der Zeitverzögerung unterscheidet man die beim Maximalausschalter genannten Arten.

F. Ollendorff.

Näheres s. Zipp, Handb. d. Hochspannungstechnik.

Maximale Beleuchtung s. Beleuchtungstechnische Definitionen.

Maximalpermeabilität. Trägt man die Werte der Permeabilität $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ in Abhängigkeit von der Induktion \mathfrak{B} oder der Feldstärke \mathfrak{H} auf, so steigt die erhaltene Kurve bei ferromagnetischen Körpern anfangs stark an, und zwar um so steiler und höher, je magnetisch weicher das betreffende Material ist, erreicht ein Maximum (Maximalpermeabilität) und sinkt dann wieder, um allmählich bei sehr hohen Feldstärken asymptotisch dem Werte 1 zuzustreben. Neben der Koerzitivkraft K und der Remanenz R ist auch die Maximalpermeabilität eine die magnetischen Eigenschaften des Materials hauptsächlich charakterisierende Größe; die Feldstärke, bei der sie eintritt, beträgt erfahrungsgemäß etwa das 1,3fache der Koerzitivkraft; für ihre Größe hat Gumlich die empirische Beziehung $\mu_{\max} = R/2 K$ gefunden; sie beträgt beim harten Stahl etwa 150 bis 180, beim weichen Stahl 400 bis 800, beim gewöhnlichen Gußeisen 200 bis 300, beim geglühten Gußeisen 500 bis 800, beim Flußeisen, normalem und legiertem Dynamoblech 2000 bis 5000, in Ausnahmefällen, z. B. bei sehr reinem, entgastem Elektrolyteisen, bis zu 20000, und bei der erst neuerdings gefundenen Fe-Ni-Legierung „Permalloy“ (s. d.) sogar 50000 bis 100000.

Gumlich.

Maximalstrahler s. Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2; s. ferner Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, C.

Maximum- und Minimumthermometer. In manchen Fällen, besonders in der Meteorologie, ist es erwünscht, die während eines gewissen Zeitabschnittes höchste oder tiefste Temperatur kennenzulernen. Man hat diese Aufgabe in der Weise gelöst, daß man in die Kapillare eines Thermometers ein Eisen- oder ein Glasstäbchen bringt, das die Bewegung des Flüssigkeitsfadens in der einen Richtung mitmacht, in der anderen Richtung nicht beeinflusst wird. Um die höchste Temperatur zu registrieren, benutzt man ein Quecksilberthermometer mit einem Eisenstift; steigt die Quecksilbersäule an, so schiebt sie den Eisenstift vor sich her und läßt ihn beim Zurückgehen liegen. Um niedrigste Temperaturen anzuzeigen, bedient man sich eines Alkoholthermometers mit Glasstift; bei fallender Temperatur wird der Glasstift durch die Kapillar-

kraft der Flüssigkeit mitgenommen; die steigende Alkoholsäule fließt über den Glasstift hinweg, ohne ihn von der Stelle zu bewegen. — Beide Arten von Thermometern werden horizontal angeordnet. Um sie nach der Ablesung der Extremtemperatur wieder verwendungsbereit zu machen, genügt es, sie aufzurichten und durch leichtes Klopfen die Stifte wieder an das Ende der Flüssigkeitssäule zu befördern.

Six hat beide Thermometer zu einem vereinigt. Er benutzt ein Alkoholthermometer, dessen Flüssigkeitsfaden durch einen längeren U-förmig angeordneten Quecksilberfaden getrennt ist. Auf beiden Enden des

Quecksilberfadens schwimmen Eisenstäbchen, die sich mit leichter Reibung in der Thermometerkapillare bewegen. Fällt die Temperatur, so steigt das Quecksilber im einen, etwa im linken Schenkel und fällt im rechten Schenkel; bei steigender Temperatur ist die Bewegung umgekehrt. In jedem Falle schiebt die steigende Quecksilbersäule den Eisenstift vor sich her, während die fallende ihn liegen läßt; die Lage des Stiftes im linken Schenkel wird also die tiefste, diejenige im rechten Schenkel die höchste vorgekommene Temperatur anzeigen. — Nach der Ablesung werden die Eisenstäbchen durch einen Magneten wieder an die Quecksilberkuppen heranbewegt.

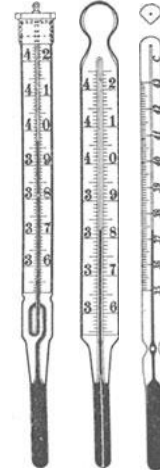


Fig. 1. 2. 3.
Maximum-
vorrichtungen an
Fieber-
thermometern

Eine besondere Art der Maximumthermometer bilden die Fieberthermometer; hier benutzt man drei verschiedene Vorrichtungen. Die älteste, jetzt nur noch wenig verwendete Form ist diejenige mit Indexfaden, der durch eine kleine Luftblase von dem übrigen Quecksilberfaden getrennt ist (Fig. 1). Die Herstellung dieser Art Thermometer erfordert besondere Mühe, weil der untere Teil des Kapillarrohrs zu einer Schleife gebogen werden muß, um zu verhindern, daß der abgetrennte Indexfaden in den Hals des Thermometers gelangt.

Das zweite Mittel, die Maximumwirkung zu erzielen, ist das Einschmelzen eines Glasstiftes in das Quecksilbergefaß (Fig. 2). Der Glasstift hat je nach der Dicke des Gefäßes eine Stärke von 0,2 bis 0,6 mm und wird so weit in den unteren erweiterten Teil der Kapillare (Hals des Thermometers) eingeführt, daß an seinem oberen Ende nur ein ganz kleiner ringförmiger Raum in dem Kapillarrohr frei bleibt, durch den das Quecksilber beim Ansteigen der Temperatur wohl hindurchtreten, sich aber nach dem Abkühlen des Thermometers ohne weiteres nicht wieder zurückziehen kann. Die Quecksilbersäule trennt sich daher an dieser Stelle und zeigt an ihrem oberen Ende das erreichte Temperaturmaximum an. Um das Thermometer für eine neue Messung vorzubereiten, muß der Quecksilberfaden durch kräftiges Schleudern des ganzen Instrumentes heruntergeschlagen, d. h. durch die enge Öffnung im Hals des Thermometers zurückgetrieben werden.

In ähnlicher Weise funktioniert die dritte, die Hickssche Maximum-Vorrichtung (Fig. 3). Diese Vorrichtung wird hergestellt, indem zuerst im unteren Ende des Kapillarrohrs eine Erweiterung

geblasen wird, die man dann vor der Stichflamme so einfallen läßt, daß sie in der Mitte geschlossen ist und nur zu beiden Seiten feine Kanäle übrigbleiben. Die Kanäle müssen so fein sein, daß das Quecksilber bei langsamem Ansteigen der Temperatur nicht mehr zusammenhängend, sondern einer Perlenchnur vergleichbar in kleine Teile getrennt durchfließt. Daher gehen diese Art Thermometer ebenso wie die Thermometer mit Stiftvorrichtung beim Ansteigen der Temperatur sprungweise vor. *Scheel*. Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Experimentalphysik; über Fieberthermometer im besonderen; *Wiebe*, Deutsche Mechaniker-Zeitung 1911. S. 77—79.

Maxwell. Einheit des magnetischen Flusses im elektromagnetischen CGS-System (vgl. elektrische Einheiten). Die elektrostatische CGS-Einheit des magnetischen Flusses ist rund gleich $3 \cdot 10^{10}$ Maxwell. *W. Jaeger*.

Maxwell-Boltzmannsches Gesetz. Boltzmann hat das Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz (s. d.) in der Richtung erweitert, daß er auch den Einfluß äußerer Kräfte auf die Verteilung der Geschwindigkeiten der Molekeln in Betracht zog. Das so erhaltene Gesetz läßt sich in der Form schreiben $N = \frac{4 N_0}{\sqrt{\pi} a^3} c^2 e^{-\frac{1}{a^2}(c^2 + 2\chi)} dc$. Es bedeutet N die Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit, die eine Geschwindigkeit zwischen c und $c + dc$ haben, wenn N_0 die Gesamtzahl der Molekeln in der Volumeneinheit an einem Punkt ist, für den das Potential der äußeren Kräfte gleich Null gesetzt wird. χ ist dann das entsprechende Potential an einem beliebigen anderen Punkt.

Das Maxwell-Boltzmannsche Gesetz findet überall dort Anwendung, wo die äußeren Kräfte, die auf das Gas wirken, nicht vernachlässigt werden können. Als äußere Kraft kann aber auch die Kraft angesehen werden, die eine Gasmolekel auf die Molekeln ihrer Umgebung ausübt. Ist es eine Anziehungskraft, die auf endliche Entfernung wirkt, so ist die Folge, daß eine Molekel von den Nachbarmolekeln häufiger gestoßen wird, als wenn keine Kräfte vorhanden wären, was sich auf die Änderung der inneren Reibung (s. d.) eines Gases mit der Temperatur anwenden läßt, u. a.

G. Jäger.

Näheres s. *G. Jäger*, Handb. d. Phys. IX., 379, 382, 421.

Maxwellsche Formel für Kapazitäten s. Kapazität.

Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung. In einem Gase haben die einzelnen Moleküle zwar verschiedene Geschwindigkeiten c , aber sie häufen sich um einen Mittelwert und befolgen ein (dem Gaußschen Exponentialgesetz verwandtes) Verteilungsgesetz. Dabei ist die Anzahl z der Moleküle, deren Geschwindigkeitskomponenten zwischen den Grenzen u bis $u + \Delta u$, v bis $v + \Delta v$, w bis $w + \Delta w$ liegen, gegeben durch

$$z = f(u, v, w) \Delta u \Delta v \Delta w.$$

Nach Maxwell ist nun für einatomige Gase, wenn keine äußeren Kräfte wirken, die Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$f = A e^{-\frac{m}{2kT}(u^2 + v^2 + w^2)}$$

(m = Masse des Moleküls, T = Temperatur, k = Boltzmannsche Konstante, A = Konstante).

Man kann diese Funktion auffassen als *Verteilungsdichte im Geschwindigkeitsraum*, dessen drei Achsen den drei Geschwindigkeitskomponenten

u, v, w entsprechen und dessen Volumelement = $\Delta u \cdot \Delta v \cdot \Delta w$ ist. Durch Integration über die Kugelschale vom Radius c ($c^2 = u^2 + v^2 + w^2$) erhält man die Verteilungsfunktion $f(c)$, die durch $f(c) \Delta c$ bestimmt, wieviel Moleküle einen Absolutwert der Geschwindigkeit zwischen c und $c + \Delta c$

haben; es wird $f(c) = A 4\pi c^2 \cdot e^{-\frac{m}{2kT}c^2}$.

Boltzmann hat diesen Ansatz verallgemeinert, so daß er auch bei äußeren Kräften und für kompliziertere Moleküle anwendbar wird. In den Exponenten tritt dann die Energie des Moleküls, in welche außer der kinetischen Energie der Translation auch die äußere potentielle (z. B. im Schwerfeld) und die innere Energie (Rotation und innere Schwingungsenergie) eingeht; zu den Geschwindigkeiten treten dann noch andere Parameter hinzu. Man kann diese Ansätze auf allgemeinere Wahrscheinlichkeitsannahmen zurückführen, insbesondere läßt sich aus dem *Stoßzahlansatz* beweisen, daß diese Verteilung die einzige stationäre ist. Vielfach wird aber gerade die Boltzmannsche Form als *Boltzmannsches Prinzip* (s. d.) axiomatisch an die Spitze der kinetischen Gastheorie gestellt. *Reichenbach*.

Zur Vereinfachung der Rechnung nimmt man in der kinetischen Gastheorie häufig an, alle Molekeln haben dieselbe Geschwindigkeit. Dem kann in Wirklichkeit natürlich nicht so sein; denn hätten tatsächlich einmal alle Molekeln diesen Zustand, so müßte er infolge der Zusammenstöße, die ja nur in Ausnahmefällen zentral erfolgen, sofort gestört werden. Wir müssen vielmehr annehmen, daß sich die Geschwindigkeit einer Molekel von Stoß zu Stoß ändert, daß jedoch bei einem stationären Zustand des Gases die verschiedenen Geschwindigkeiten gesetzmäßig verteilt sind. Es wird also z. B. eine gewisse Wahrscheinlichkeit geben, daß die Geschwindigkeit einer Molekel zwischen c und $c + dc$ liegt. Das diesbezügliche Gesetz wurde von J. Cl. Maxwell gefunden und sagt etwa folgendes aus. Ein Gas enthalte n Molekeln, dann ist die Zahl jener, die eine Geschwindigkeit zwischen c und $c + dc$ haben,

$$dZ = \frac{4n}{\sqrt{\pi} a^3} c^2 e^{-\frac{c^2}{a^2}} dc.$$

a bedeutet dabei nichts anderes als die wahrscheinlichste Geschwindigkeit. Die meisten Molekeln werden also Geschwindigkeiten haben, die nahe bei a liegen. Je kleiner oder je größer die Geschwindigkeit gegenüber a ist, desto seltener wird sie vorkommen. Geschwindigkeiten Null und unendlich sind unendlich selten.

Mit Hilfe des Maxwellschen Gesetzes läßt sich die mittlere Geschwindigkeit \bar{c} und das mittlere Geschwindigkeitsquadrat \bar{c}^2 berechnen. Letzteres läßt sich aus der Formel für das Boyle-Charlessche Gesetz (s. d.) zahlenmäßig finden.

Da $\bar{c}^2 = \frac{3a^2}{2}$, so läßt sich auch die wahrscheinlichste

Geschwindigkeit a und aus der Beziehung $\bar{c} = \frac{2a}{\sqrt{\pi}}$

auch \bar{c} numerisch berechnen. So findet man z. B. für Sauerstoff im Normalzustand ($0^\circ, 1 \text{ at}$) $\sqrt{\bar{c}^2} = 461 \text{ m}$, $a = 377 \text{ m}$, $\bar{c} = 425 \text{ m}$.

Mit Berücksichtigung des Maxwellschen Verteilungsgesetzes werden die Rechnungen der kinetischen Gastheorie häufig viel komplizierter, als wenn man von vornherein für alle Molekeln gleiche Geschwindigkeiten annimmt, ohne daß die schließlichen Formeln wesentlich voneinander abweichen.

Man ersieht dies schon aus den Größen \bar{c} und $\sqrt{c^2}$, die sich etwa wie 12:13 verhalten. Die Formel für die mittlere Weglänge (s. d.) wird $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} N \pi \sigma^2}$,

während die einfachere Rechnung $\lambda = \frac{3}{4 N \pi \sigma^2}$ ergibt. Der Unterschied ist der von $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707$ und $\frac{3}{4} = 0,75$. Ähnlich geringfügige Abweichungen ergeben die Formeln für die innere Reibung, Wärmeleitung usw.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX, 356, 375.

Maxwellsche Grundgesetze der Elektrodynamik. Zwei von J. Cl. Maxwell aufgestellte, die gesamte Elektrodynamik beherrschende Gesetze. Sie lauten:

1. Die Liniensumme eines magnetischen Feldes auf einer geschlossenen Kurve (gerechnet in Amperewindungen) ist gleich dem ganzen elektrischen Strom, der durch ein von der Kurve umschlossenes Feldstück hindurchgeht (d. h.: Leitungsstrom und Verschiebungsstrom zusammengenommen, beide gerechnet in Coulomb pro Sekunde).

2. Sind im Äther elektrische Spannungen vorhanden, die sich nicht das Gleichgewicht halten, so findet eine Veränderung des magnetischen Zustandes statt, und zwar ist der Zuwachs des ein Flächenstück durchsetzenden Kraftflusses pro Sekunde gleich der Liniensumme des elektrischen Feldes auf der Begrenzungskurve des Flächenstückes.

Güntherschulze.

Maxwellsche Methode s. Photometrie im Spektrum.
Maxwellsche Theorie. Versuche Faradays über den Einfluß des Dielektrikums (s. d.) auf die Induktionserscheinungen (s. d.) führten ihn zu der Anschauung, daß die Felder, welche elektrische Ladungen und Pole in ihrer Umgebung hervorrufen, eine gewisse Zeit zu ihrer Ausbreitung bedürfen. Es gelang ihm aber noch nicht, diese Ideen mathematisch zu formulieren; erst Maxwell vermochte diesen Ideen zu folgen, indem er Gleichungen aufstellte, welche die Wechselwirkung zwischen elektrischer und magnetischer Kraft zum Ausdruck bringen.

Die grundlegenden Behauptungen, die Maxwell aus diesen Gleichungen folgerte, führten ihn (1867) schließlich zur Aufstellung einer Theorie, die heute unter dem Namen der elektromagnetischen Lichttheorie allgemein bekannt ist. Später gelang es Heinrich Hertz, die von Maxwell vorausgesagten elektromagnetischen Wellen experimentell nachzuweisen, und sie mit den optischen und thermischen Wellen zu identifizieren. Vom Standpunkte der elektromagnetischen Lichttheorie aus ist die Lichtstrahlung nichts anderes als nur ein Teilgebiet der Elektrizität, wobei der Äther nicht mehr wie bei der Wellentheorie (Fresnel) ein elastischer Körper, sondern ein Medium für die Ausbreitung elektromagnetischer Zustandsänderungen ist. In der elektromagnetischen Theorie schwingt nicht mehr das Ätherteilchen hin und her, sondern die elektrische und magnetische Feld-

stärke. Über die Natur des elektromagnetischen Äthers wurde eine große Anzahl von Hypothesen aufgestellt, die aber viel zu kompliziert wurden, um eine vernünftige Erklärung geben zu können. Das führte schließlich zu der Notwendigkeit, elektrische und magnetische Feldstärken als neue Grundbegriffe einzuführen, solange man den Äther als Kontinuum auffassen wollte. Auf die Vorstellung eines hypothetischen Äthers kann man auch verzichten, wenn man in der fortschreitenden Welle (Lichtstrahl) eine sich wellenförmig mit Lichtgeschwindigkeit fortplanzende periodische Änderung der elektrischen und magnetischen Kraft, oder des sog. elektrischen und magnetischen Vektors erblickt.

Heinrich Hertz bezeichnete die Maxwellsche Theorie mit den Worten: Die Maxwellsche Theorie ist das System der Maxwellschen Gleichungen. Diese Gleichungen besagen, daß mit jeder zeitlich veränderlichen Verschiebung, die im freien Äther rein hypothetisch ist, die Entstehung eines elektromagnetischen Feldes verknüpft ist.

Man kann die Gleichungen in zwei Gruppen aufstellen, wobei die erste die zeitliche Änderung der magnetischen Kraft mit der räumlichen Änderung der elektrischen verbindet, während die zweite umgekehrt die zeitliche Änderung der elektrischen Kraft mit der räumlichen der magnetischen verknüpft, wie nachstehend formuliert:

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial y} \right) \\ \mu \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} \right) \\ \mu \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \text{1. Gruppe}$$

$$\left. \begin{aligned} D \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} \right) \\ D \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} \right) \\ D \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \text{2. Gruppe}$$

Hierbei ist;

μ = Permeabilität (s. d.)

D = Dielektrizitätskonstante (s. d.)

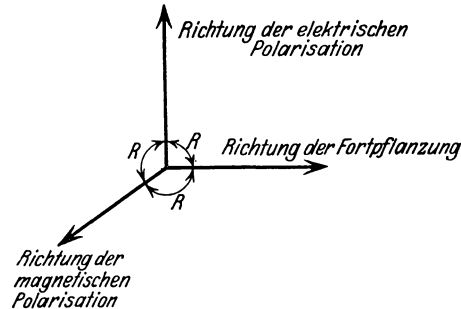
\mathfrak{E} = elektrische } Feldstärke

\mathfrak{H} = magnetische }

$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec⁻¹ = Konstante des Ver-

hältnisses der elektrostatischen und elektromagnetischen Stromstärken (siehe absolutes Maßsystem).

Die Fortpflanzung einer ebenen elektromagnetischen Welle kann man sich durch folgende Zeichnung dargestellt denken:



Zur Maxwell'schen Theorie.

Legt man für den so dargestellten Fall die z-Achse der Gleichung in die Fortpflanzungsrichtung der Welle, so ist durch \mathcal{E}_x und \mathcal{H}_y die ganze elektrische und magnetische Kraft ausgedrückt, und die Gleichungen reduzieren sich auf:

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial t} &= -c \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial z} \\ D \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial t} &= -c \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z}\end{aligned}$$

Ist λ die Länge der Welle und T die Periode der Schwingung, so können diese Gleichungen befriedigt werden durch Ansätze von der Form:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \\ \mathcal{H}_y &= b \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)\end{aligned}$$

wenn $\lambda/T = c/\sqrt{D \cdot \mu}$ und $a/b = \sqrt{\mu/D}$ gesetzt wird.

Somit ist λ/T die Geschwindigkeit der Fortpflanzung, die gleich $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec⁻¹ wird, wenn $D = \mu = 1$ ist (im reinen Äther).

Die Amplituden a und b sind die maximalen Werte der elektrischen und magnetischen Kraft; sie sind im reinen Äther gleich, in Gasen kaum verschieden. Nach den obigen Definitionen ist also die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\lambda/T = v = c/\sqrt{D \cdot \mu}$. Für die überwiegende Mehrzahl der Körper kann aber $\mu = 1$ gesetzt werden; man erhält also für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung in einem Körper $v = c/\sqrt{D}$, oder $c/v = \sqrt{D}$. Da aber, wie vorausgesetzt, die elektromagnetischen Wellen identisch mit den Lichtwellen sind, so stellt c/v das Brechungsverhältnis dar (vgl. Fermatsches Prinzip) und man kommt zu dem Satz: „Das absolute Brechungsverhältnis eines Körpers ist gleich der Quadratwurzel aus seiner Dielektrizitätskonstanten. Der Zusammenhang zwischen dem Brechungsverhältnis und der Dielektrizitätskonstanten wurde zuerst von Boltzmann (1873) untersucht. Es zeigt sich, daß die aufgestellten Beziehungen in fast allen festen und flüssigen Körpern sehr schlecht mit der Erfahrung übereinstimmen, wenn man das Brechungsverhältnis für den Bereich mißt, der diesseits des ultraroten Spektralgebietes liegt. Die Maxwell'schen Gleichungen gelten nämlich nur für Kontinua, die weder selektive Absorption (vgl. anomale Dispersion) noch Farbenzerstreuung besitzen. Für eine atomistische Struktur der Materie muß die selektive Absorption durch elektrische Resonanz erklärt werden, indem durch eine einfallende elektrische Schwingung die Elektronen der Moleküle oder Atome ins elektrische Mitschwingen geraten sollen. So können die viel größeren errechneten Brechungsverhältnisse eine Erklärung finden.“

Sind die einfallenden Wellen viel zu lang (jenseits des roten Spektralgebietes), als daß molekulare Gebilde elektrisch resonieren könnten, ist also die atomistische Struktur ohne Einfluß, so zeigt die Theorie wider sehr gute Übereinstimmung mit der Erfahrung, wie Rubens (1915) es für 35 feste Körper nachgewiesen hat. Komplizierter aber gestaltet sich der Nachweis bei den meisten Flüssigkeiten, was Debye auf die Existenz von festen, unveränderlichen Momenten im Molekül zurückführt.

v. Staal.

Maxwellscher Satz von der Vertauschbarkeit der Verschiebungen s. Reziprozitätstheorem der Elastizitätstheorie.

Maxwellsches Kriterium s. Sättigungsgebiet.

Mechanische Gleichrichter.

1. **Pendelgleichrichter.** Ein durch den gleichzurichtenden Wechselstrom gesteuertes schwingendes Kontaktsystem wird genau im Takte des Wechselstromes für die eine Hälfte der Periode geschlossen, für die andere geöffnet, so daß die eine Stromrichtung unterdrückt wird. Läßt man das System zwischen zwei festen Kontakten hin- und herspielen, so können durch geeignete Schaltungen beide Stromrichtungen in die gleiche Richtung gebracht werden. Wegen der Trägheit des beweglichen Systems muß der die Schwingungen steuernde Teil des Stromes gegen den gleichzurichtenden durch Kapazitäten verschoben werden. Diese Kompensation läßt sich jedoch immer nur für eine bestimmte Frequenz einregulieren. Die Pendelgleichrichter sind also gegen stärkere Frequenzschwankungen oder Verwendung bei anderen Frequenzen als die, für die sie abgeglichen sind, empfindlich. Ihr Anwendungsgebiet beschränkt sich auf kleine Ströme von einigen Ampere und niedrige Spannungen, also etwa die Ladung der Hezbatterien der Radioapparate.

2. **Der Quecksilberstrahlgleichrichter.** Das Pendel ist durch einen elektrisch hin- und hergesteuerten Quecksilberstrahl ersetzt.

3. **Der Gleichrichter mit schwingender Flamme.** Die Höhe einer Flamme wird durch eine elektrisch gesteuerte, von dem die Flamme speisenden Gas durchflossene Membrankapsel im Takte des Wechselstromes verändert. Hat die Flamme ihre größte Länge, so berührt sie zwei einander gegenüberstehende Kontakte, so daß hochgespannter Strom zwischen ihnen übergehen kann.

Die Gleichrichter 2 und 3 haben noch keine wesentliche praktische Anwendung gefunden.

Güntherschulze.

Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, Kösel & Pustet, München 1924.

Mechanische Wärmetheorie s. Thermodynamik.

Mechanische Zünder s. Sprenggeschosse.

Mechanisches Lichtäquivalent s. Äquivalent des Lichtes, mechanisches.

Mechanisches Wärmeäquivalent s. Wärmeäquivalent.

Meer. Das Meer bedeckt 361 Mill. qkm oder 70,8% der Erdoberfläche; davon entfallen auf die nördliche Halbkugel 154,5, auf die südliche 206,5 Mill. qkm. Noch größer, nämlich 231 Mill. qkm, ist der Meeresanteil der sog. Wasserhalbkugel, deren Pol in 47° 25' Süd, 177° 23' Ost liegt.

Horizontale Anordnung. Im Gegensatz zum Lande (s. d.), das in einzelne Teile aufgelöst ist, stehen alle Meere der Erde miteinander in Verbindung. Sie reichen bis zum Nordpol, dessen Lage im Meere Dr. F. Cook am 21. April 1908 zuerst feststellte. Wie weit das Meer südwärts reicht, ist nicht bekannt. Auf dem Meridian von 165° West scheint es sich bis 85° Süd auszudehnen, doch bedeckt von etwa 78½° Süd ab eine gewaltige schwimmende Eistafel, das Roß-Barriere-Eis (s. Barriere-Eis) den südlichsten Teil des Weltmeeres, so daß dessen Südgrenze sich wohl niemals genau feststellen lassen wird. Man unterscheidet drei große Ozeane, denen sich verschiedene Nebenmeere angliedern, von denen man die größeren Einbuchtungen als Randmeere, dagegen abgeschlossene, nur durch Meeresstraßen mit dem offenen Ozean in Verbindung stehende Meeresteile als Mittelmeere bezeichnet.

Die Polarmeere werden vielfach als unselbständige Teile der großen Ozeane betrachtet und dementsprechend das Nördliche Eismeer als Mittelmeer zum Atlantischen Ozean gerechnet, während das Freie Südmeer als südliche Fortsetzung der drei Ozeane unter diese zur Aufteilung gelangt.

Vertikale Gliederung. Die Tiefenverhältnisse der Meeresräume sind nur von wenigen Meeresteilen genauer bekannt, doch steht die Tatsache fest, daß die Tiefsee gegenüber der Flachsee weitaus vorherrscht, wie folgende Tabelle zeigt:

Tiefe	Mill. qkm	Prozent der Erdoberfläche
0—200 m	29	5,7
200—1000 m	13	2,5
1000—2000 „	19	3,7
2000—3000 „	36	7,1
3000—4000 „	79	15,5
4000—5000 „	113	22,5
5000—6000 „	67	13,1
über 6000 „	5	1,0
	361	70,8

Die Kontinente sind fast überall von einem mehr oder weniger breiten Gürtel seichten, bis etwa 200 m Tiefe hinabreichenden Flachseebodens, dem sog. Schelf, umgeben, an dessen Rande, oft ziemlich plötzlich, der Absturz zu den Tiefseeregionen erfolgt (s. hypsographische Kurve). Dieser Kontinentalabhang, der vom Schelfrande bis in die Tiefsee reicht, hat einen ziemlich großen Böschungswinkel (s. Böschung), der 5° und mehr erreichen kann. Auf dem Tiefseeboden dagegen herrschen weite, fast ebene Flächen vor, in welche allerdings mitunter rinnenförmige Gräben eingesenkt sind, in denen die größten Meerestiefen erreicht werden. 1927 hat man als tiefste Stelle 10800 m in dem sog. Philippinen-Graben östlich dieser Inselgruppe gelotet. Vielfach werden die Meerestiefen noch in englischen Faden (= 1,82877 m) angegeben. Bei den Nebenmeeren unterscheidet man die meist durch Einbrüche des Meeresbodens geschaffenen Ingressionsmeere (s. Ingression), deren Tiefen in der Regel mehrere tausend Meter betragen, von den flachen Transgressionsmeeren (s. Transgression), deren tiefste Stellen einige hundert Meter nicht überschreiten.

Die folgende Tabelle enthält die wichtigsten morphologischen Werte für die drei großen Ozeane:

	Fläche Mill. qkm	Mittl. Tiefe m	Größe Tiefe m	Mittl. GröÙter Küstenabstand km	GröÙter km
Atlantischer Ozean	106	3300	8526	606	2050
Pazifischer Ozean	180	3850	10800	765	2265
Indischer Ozean	75	3900	7000	621	1700
Weltmeer	361	3700	10800	695	2265

Das gesamte, aus Areal und mittlerer Tiefe berechnete Volumen aller Meeresräume beträgt 1336 Mill. cbkm.

Strittig ist zur Zeit noch die Frage nach der Permanenz der Meeresräume, mit der sich die Paläogeographie (s. diese) beschäftigt. Sowohl vom geophysikalischen und geologischen wie vom biogeographischen Standpunkt aus hat die Annahme einige Wahrscheinlichkeit für sich, daß wenigstens die mehr als 4000 m tiefen ozeanischen Becken von jeher Meeresräume gewesen sind, und daß es sich bei den Änderungen der Verteilung von Land und Meer im Wechsel der geologischen Zeiträume

meist nur um verhältnismäßig seichte Überflutungen gehandelt hat.

Immerhin werden durch tektonische Vorgänge aller Art (s. Dislokationen) räumliche Veränderungen der Meeresbecken (eustatische Bewegungen nach E. Suess) verursacht, die sich an der Oberfläche des ganzen Weltmeeres gleichzeitig durch eine Änderung von dessen Niveau bemerkbar machen müssen.

O. Baschin.

Näheres s. H. Wagner, Lehrbuch der Geographie. I. Bd., 10. Aufl. 1920.

Meereis. Das im Meere schwimmende Eis besteht aus Süßwassereis, das ihm durch die Flüsse zugeführt wird, Eisbergen (s. d.) und den Eisfeldern des eigentlichen Meereises. Das erstgenannte kommt nur stellenweise in geringen Mengen vor und spielt keine wesentliche Rolle. Nur die Eisfelder sind gefrorenes Meerwasser, dessen Gefrierpunkt mit zunehmendem Salzgehalt sinkt. Die optische Hauptachse der Eiskristalle steht senkrecht zur Oberfläche des gefrierenden Meerwassers, so daß Meereis eine stengelige Struktur besitzt. Bei dem Gefrierprozeß wird das Meersalz ausgeschieden, und zwar dessen einzelne Bestandteile in bestimmter Reihenfolge.

Salzgehalt Promille	Gefrierpunkt
1	—0,055
2	—0,108
3	—0,161
4	—0,214
5	—0,267
6	—0,320
7	—0,373
8	—0,427
9	—0,480
10	—0,534
15	—0,802
20	—1,074
25	—1,349
30	—1,627
35	—1,910
40	—2,196

Bei sehr niedrigen Temperaturen gefriert auch der Rest der Mutterlauge zu einem Konglomerat von Eis und Salzkristallen, dem sog. Kryohydrat. Die Meereisschollen schließen häufig auch kleinere Mengen von Luft und Meerwasser ein, und Spalten werden durch Schnee ausgefüllt, so daß solche Eisfelder sehr verschiedenartig zusammengesetzte Gebilde darstellen. Dementsprechend ist auch ihre Dichte in hohem Maße abhängig von den Entstehungsbedingungen und zu verschiedenen Werten zwischen 0,85 und 0,96 festgestellt worden. Man darf jedoch als brauchbaren Durchschnittswert 0,92 annehmen, also nur wenig verschieden von dem des reinen Eises. Die Schmelzwärme des Meerwassereises dagegen ist viel geringer als die des reinen Eises, und zwar um so kleiner, je salzhaltiger das Seewasser war.

Salzgehalt (Promille)	0	10	20	30	35	40
Schmelzwärme (cal.)	77	67,5	60,5	54,5	52	49,5

Die Eisfelder können mehrere Meter dick werden. Wenn sie aber durch Eispressungen übereinandergeschoben oder senkrecht aufgetürmt werden, so entsteht das sehr unebene, sog. Packeis, das Höhen von 10 m erreichen kann. An Festigkeit steht das Meerwassereis dem Süßwassereise erheblich nach.

Aus Seewasser von 33 Promille Salzgehalt entstandenes Eis gab einer Zerquetschung nach bei einem Druck von 19 kg pro qcm (Süßwassereis erst bei 29), einer Biegung bei 4 kg pro qcm (Süßwassereis bei 12).

Die geographische Verbreitung des Meereises ist eine recht ausgedehnte. In strengen Wintern hat sich selbst im Mittelländischen Meere an einzelnen Stellen eine Eiskecke von kurzer Dauer gebildet. Das frei im Meere schwimmende Treibeis dagegen erreicht in Form von Eisbergen seine mittlere Grenze in den westlichen Teilen der großen Ozeane bei etwa 40° Nord, während die mittlere Treibeisgrenze auf der Südhalbkugel bis nahe an die Südspitze Afrikas (35° Süd) heranreicht.

O. Baschin.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. 2. Aufl. Bd. I. 1907.

Meeresfläche (Meeresspiegel, Mittelwasser). Darunter versteht man im allgemeinen die mittlere Höhenlage der Meeresoberfläche. Als solche bildet sie den Nullpunkt für die Zählung der See- oder Meereshöhen. Da sich diese mittlere Lage des Meeresspiegels nicht hinlänglich genau bestimmen läßt, führt man als Nullpunkt für die Höhenmessung eine feste Landmarke ein, für welche eine bestimmte den Tatsachen möglichst entsprechende Höhe festgesetzt wird. So wird ein theoretischer Meeresspiegel (Normalnull) eingeführt, der dann als Nullpunkt für die Höhenmessung gilt.

Die Bestimmung der mittleren Lage des Meeres ist dann eine Aufgabe, die von der Höhenmessung ganz getrennt ist. Sie wird mit Flutmessern (s. d.) durchgeführt.

Auch die aus langen Beobachtungsreihen abgeleitete Lage des Mittelwassers wird nicht mit dem Geoid (s. d.) zusammenfallen müssen. Mit anderen Worten, es müssen nicht alle Störungen periodischer Natur sein; so kann eine vorherrschende Windrichtung leicht eine ständige Ansammlung des Wassers und damit ein bleibendes Höherstehen des Wasserspiegels verursachen.

Ein genauer Vergleich der Mittelwasser in den einzelnen Küstenpunkten ist daher sehr wichtig; zu diesem Zweck werden die Nullpunkte (Pegel) der Flutmesser durch ein Präzisions-Nivellement miteinander verbunden. Bei kurzen Distanzen erhält man so sehr verlässliche Resultate; die Verbindung der großen Meere aber durch lange Nivellements, welche die Kontinente überqueren, liefert weniger sichere Ergebnisse, nicht nur wegen der Anhäufung der Beobachtungsfehler auf der langen Strecke, sondern auch wegen systematischer Einflüsse, wie Unsicherheit in der Länge der Meßlatten usw.

Die neuesten Untersuchungen stimmen darin überein, daß der Unterschied in den Mittelwässern kaum mehr als 3—4 Dezimeter beträgt, während man früher viel größere Unterschiede vermutet hat.

A. Prey.

Näheres s. G. H. Darwin, Report on tide gauges: Generalbericht der XVI. Konferenz d. internat. Erdmessung 1909, II. Teil. Annex B. IX.

Meereshöhe ist die Höhe eines Punktes über der theoretischen Meeresfläche, dem Geoid (s. auch Meeresfläche; über die Bestimmung s. Höhenmessung).

Meereshorizont s. Geoid.

Meeresniveau s. Geoid.

Meeresspiegel s. Meeresfläche.

Meeresströmungen. Andauernde Verschiebungen verhältnismäßig mächtiger Schichten des Meerwassers in bestimmter, gleichbleibender oder periodisch wechselnder Richtung nennt man Meeresströmungen. Man unterscheidet sie in der Praxis von den oberflächlichen, ihre Richtungen schnell mit dem jeweiligen Winde wechselnden Winddriften, obgleich auch die eigentlichen Meeresströmungen im wesentlichen durch die Akkumulierung solcher Windwirkung erzeugt werden.

Ursachen. Die innere Reibung des Meerwassers (s. d.) teilt bei länger andauerndem Impulse die Bewegung des Oberflächenwassers auch den tieferen Schichten mit, und der Wind (s. d.), dessen kinetische Energie auf das Wasser übertragen wird, ist somit als die Hauptursache der Meeresströmungen anzusprechen. Daneben kommen auch Dichteunterschiede im Meerwasser, Gezeiten (s. d.) und andere Störungen des Gleichgewichtes in geringerem Maße in Betracht. Die Richtung der Meeresströmungen wird in erheblichem Maße durch die Ablenkung verändert, welche fast alle Bewegungsrichtungen auf der Erde durch deren Rotation erfahren (s. Erdrotation). Das Zusammenwirken dieser verschiedenen Kräfte führt zur Ausbildung bestimmter Stromsysteme, deren Einzelheiten durch die Verteilung von Wasser und Land sowie die Tiefenverhältnisse der Meere stark beeinflußt werden.

Messung. Die Messung der Meeresströmungen nach Größe und Richtung erfolgt nur selten in exakter Weise durch direkte Beobachtung an Instrumenten auf verankerten Schiffen. Häufiger ist schon ihre Ermittlung aus den Wegen von Driftkörpern aller Art, unter denen leere verschlossene Flaschen mit eingelegten Schriftstücken (Flaschenposten) den Herkunftsort genau angeben, der bei anderen Driftkörpern, wie Pflanzenteilen, Schiffstrümmern usw. nur angenähert bestimmt werden kann. In der Regel aber geschieht die Feststellung der Strömung durch den Unterschied zwischen dem durch astronomische Ortsbestimmung bestimmten Schiffsorte (astronomisches Besteck) und der durch Kursrichtung und Geschwindigkeit des Schiffes bestimmten Position (geißtes Besteck). Den sich aus dieser Differenz ergebenden Vektor nennt man die Stromversetzung. Aus dieser kann man unter gewissen, durch die Erfahrung bestätigten Annahmen über die Abdrift, die das Schiff durch den Wind erfährt, und unter Berücksichtigung einiger anderer Fehlerquellen den Vektor der Strömung selbst mit einer gewissen Genauigkeit konstruieren. Diese Genauigkeit ist aber ziemlich gering, so daß es auf solche Weise nur gelingen kann, verhältnismäßig kräftige und in Richtung wie Geschwindigkeit wenig veränderliche Meeresströmungen zuverlässig festzustellen. Auch ist diese Methode natürlich bei vertikalen und Tiefenströmungen nicht anwendbar, für welche nur die direkte, instrumentale Messung zuverlässige Resultate ergibt.

Erscheinungsform. Sieht man von den zahllosen Einzelheiten in dem Verlaufe der Meeresströmungen ab, so besteht der typische Verlauf im freien Ozean in zwei Stromkreisen, von denen der auf der nördlichen Halbkugel gelegene in der Richtung des Uhrzeigers, der auf der südlichen Halbkugel gelegene in entgegengesetzter Richtung verläuft. Die Wassermassen bewegen sich in breitem Gürtel mit Geschwindigkeiten, die recht beträchtlich werden können. Beim Golfstrom (s. d.) zwischen der

Halbinsel Florida und den Bahama-Inseln werden im Jahresmittel drei Knoten (s. d.), zeitweise sogar fünf Knoten erreicht. Die Mächtigkeit der horizontal bewegten Wasserschicht mit merkbarer Geschwindigkeit ist im allgemeinen nicht sehr groß und erreicht höchstens wenige hundert Meter. Nach der Tiefe nimmt die Geschwindigkeit in geometrischer Progression ab, die Ablenkung durch die Erdrotation dagegen zu, so daß in einer bestimmten Tiefe, der Reibungstiefe (D), die Strömungsrichtung entgegengesetzt verläuft wie an der Oberfläche. Die Geschwindigkeit beträgt in D nur noch 4,32% der oberflächlichen.

Bezeichnet man mit w die Windgeschwindigkeit in m pro sec und mit φ die geographische Breite,

so ist die Reibungstiefe $D = \frac{7,5 w}{\sqrt{\sin \varphi}}$ in Metern.

Die Reibungstiefe ist also der Windgeschwindigkeit proportional, nimmt aber polwärts ab. Ein Wind von 12 m pro sec ergibt z. B. in 10° Breite $D = 216$ m, in 50° nur $D = 102$ m. Den Zuwachs der Reibungstiefe in Metern für jeden Meter Windgeschwindigkeit zeigt die folgende Tabelle:

Breite φ 2½° 5° 10° 15° 30° 50° 70° 90°
Zuwachs 35,8 25,3 18,0 14,7 10,6 8,5 7,7 7,5 m

Die Strömungen in größeren Tiefen, vor allem am Boden der Ozeane, sind noch nicht erforscht. Neben der horizontalen besteht auch eine vertikale Zirkulation im Meere. Besonders deutlich machen sich diese vertikalen Strömungen in den Tropen an den Westküsten der Kontinente bemerkbar, wo als Ersatz für das von den Passaten (s. d.) von der Küste fortgetriebene warme Oberflächenwasser kaltes Auftriebwasser aus der Tiefe emporsteigt und das Klima dieser Küstenstriche wesentlich beeinflußt. Strömungen, die durch Dichtedifferenzen des Wassers verursacht werden, nennt man Ausgleichsströmungen. Sie treten häufig an den Eingangspforten zu Mittelmeeren (s. Meere) auf. Die Strömungen an den Südküsten Asiens stehen unter dem Einfluß der Monsune und wechseln daher ihre Ausdehnung und Richtung mit den Jahreszeiten. Die Gezeitenströme dagegen „kernern“ normalerweise in einer Periode von etwa 12 Stunden.

Wirkung. Die Meeresströmungen transportieren gewaltige warme Wassermassen aus niederen in hohe Breiten, ebenso aber kaltes Wasser und polares Treibeis in niedere Breiten, so daß sie bei der hohen Wärmekapazität des Meerwassers von größter Bedeutung für den gesamten Wärmehaushalt der Erde sind. Sie wirken, namentlich an den Küsten, aber auch am Meeresgrunde, erodierend (s. Erosion) und sind in hervorragendem Maße an dem Transport von Schlamm und Sand beteiligt. Der Typus der Ausgleichsküsten (s. Küsten) ist vornehmlich auf ihre Tätigkeit zurückzuführen.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. 2. Aufl., Bd. 2. 1911.

Meereswellen. Die Meereswellen entstehen in der Regel durch die Einwirkung des Windes auf die Wasseroberfläche, ausnahmsweise auch durch Erdbeben (s. d.). Infolge der verschiedenen Geschwindigkeit der beiden Medien, Luft und Wasser, muß an deren Grenzfläche eine Wogenbildung eintreten, bei welcher die Energie der bewegten Luft auf das Wasser übertragen wird. Die Dimensionen der Wellen wachsen so lange, bis ein

der Windstärke entsprechender Gleichgewichtszustand erreicht ist, der sich als ein stationäres Wogensystem darstellt, das in einer regelmäßigen störungsfreien, periodischen Schwingung der Grenzfläche von Wasser und Luft besteht. Die allgemeinen physikalischen Gesetze über Formen und Ausbreitung der Wasserwellen gelten natürlich auch für die Meereswellen. In der Natur wird jedoch die reine Wogenform meist durch Unregelmäßigkeiten der Windstärke und durch Interferenzen der Wellenzüge gestört. Insbesondere findet häufig ein Aufschäumen der Wellenkämme statt, wenn diese eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben als die Hauptmasse des Wellenzuges. Man unterscheidet Brandungsschaum, Windschaum, Schaummähen, Spritzschaum und Orkanschaum. In der Nähe von Flachküsten wird die Geschwindigkeit der Wellen durch zunehmende Reibung am Untergrunde des immer seichter werdenden Küstenwassers ständig vermindert, so daß Wellenzüge, die sich parallel zur Küste bewegen, eine Umbiegung nach dieser hin erfahren, und schließlich auf die Küste zu laufen. Hat der Wind aufgehört, oder sind die Wellen dem Windgebiet entlaufen, so pflanzen sie sich als Dünung in Form sehr langgestreckter Wellenzüge, deren Profil der theoretischen Trochoidenkurve nahekommt, oft über sehr weite Entfernungen hin mit großer Geschwindigkeit fort.

Die Höhe der Meereswellen übersteigt wohl nur in Ausnahmefällen 12 m, während man Längen von mehreren hundert Metern gemessen hat. Auch die Geschwindigkeiten können in tiefem Wasser recht beträchtlich werden. So hat eine Oberflächenwelle, die in Japan durch ein Erdbeben entstand, die ganze Breite des Stillen Ozeans mit einer Geschwindigkeit von 185 m pro sec durchquert.

Die geographische Wirksamkeit der Meereswellen besteht vor allem in der Zerstörungsarbeit, die sie beim Branden gegen Steilküsten verrichten (s. Abrasion). Der Druck der Brandungswellen ist bis zu 38000 kg pro qm gemessen worden.

Auch an der Grenzfläche zweier Wasserschichten von verschiedener Dichte können bei Geschwindigkeitsdifferenzen interne oder untermeerische Wellen entstehen, mit denen die Erscheinung des sog. Totwassers eng verknüpft ist. Wenn Schiffe mit langsamer Fahrt in eine Wasserschicht von wenigen Metern Mächtigkeit kommen, die in scharfer Abgrenzung über einer dichteren Wassermasse lagert, so erzeugt die Bewegung des Schiffes an der Grenzfläche beider Wasserschichten interne Wellen, deren Unterhaltung die lebendige Kraft der Schiffsbewegung aufzehrt und die Geschwindigkeit der Fahrt auf einen Bruchteil (z. B. 1/5) herabsetzen kann.

O. Baschin.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. 2. Aufl., Bd. II. 1911.

Meerwasser. Zusammensetzung. Das Meerwasser unterscheidet sich von dem Süßwasser der Erde in erster Linie durch seinen Gehalt an Mineral-salzen. Die Gesamtmenge der im Meerwasser gelösten Salze hat man zu $4,84 \times 10^{19}$ kg berechnet. Nach völligem Austrocknen des Weltmeeres würde somit eine Salzkruste von 60 m mittlerer Dicke zurückbleiben. Im Meerwasser hat man 32 chemische Elemente nachweisen können, unter denen das Chlornatrium weitaus überwiegt. Die Hauptbestandteile sind:

Salz	g in 1 kg
Na Cl	27,2
Mg Cl ₂	3,8
Mg SO ₄	1,6
Ca SO ₄	1,3
K ₂ SO ₄	0,9
Ca CO ₃	0,1
Mg Br ₂	0,1
	35,0

Das Verhältnis der einzelnen Bestandteile zu einander ist in allen Zonen und Tiefen außerordentlich konstant. Für die Beziehung zwischen Salzgehalt (S) und Chlorgehalt (Cl) gilt daher die einfache Formel $S = 0,03 + 1,805 Cl$, so daß eine Chlorbestimmung durch Titrierung mit Silbernitrat zur Ermittlung des Salzgehaltes ausreicht.

An der Oberfläche der offenen Ozeane ist im Mittel $S = 35$ Promille, doch zeigen sich in der Gegend der Wendekreise ausgedehnte Gebiete mit höherem Salzgehalt, während dieser nach den Polar-meeren zu wieder abnimmt. In abgeschlossenen Meeren, die eine starke Verdunstung aufweisen, erreicht S höhere Beträge und steigt z. B. im Roten Meere stellenweise über 40 Promille. Dagegen ist S in Mittelmeeren mit reichlicher Süßwasserzufuhr sehr gering, z. B. im Schwarzen Meere 18—15, in der Ostsee 8—2 Promille. Linien gleichen Salzgehaltes nennt man Isohalinen.

Das Salz ist ein ursprünglicher Bestandteil des Meerwassers, gehört demselben seit Urzeiten an und entstammt wahrscheinlich dem Magma. Daß es nicht, wie man früher vielfach annahm, erst durch die Flüsse (s. d.) dem Meere zugeführt wurde, geht daraus hervor, daß beim Flußwasser die Karbonate etwa 80% (beim Meerwasser 0,2), die Chloride dagegen nur 7% (beim Meerwasser 89%) des Salzgehaltes ausmachen.

Das Meerwasser übt eine selektive Absorption auf die Gase der Atmosphäre aus, so daß in der von ihm absorbierten Luft ein höherer Prozentsatz von Sauerstoff vorhanden ist als in der Atmosphäre, was für die Lebensbedingungen der Meerestiere von größter Bedeutung ist. Bei 0° ergibt sich $N = 61,8\%$, $O = 34,6\%$. Von anderen Gasen sind namentlich Kohlensäure und Schwefelwasserstoff von Wichtigkeit für die Meeresorganismen.

Dichte. In engem Zusammenhange mit dem Salzgehalt steht die Dichte des Meerwassers (σ). Bei 0° und einem Salzgehalt von 35 Promille ist $\sigma = 1,02812$. In welcher Weise sich die Dichte des Meerwassers von verschiedenem Salzgehalt mit der Temperatur ändert, ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich:

Die Dichte wird in der Regel mit dem Aräometer gemessen, doch ist es in der ozeanographischen Literatur vielfach üblich, nicht die Dichte, sondern das spezifische Gewicht anzugeben und zwar bezogen auf reines Wasser von 17,5°. Das Maximum der Dichte liegt bei einer um so tieferen Temperatur, je höher der Salzgehalt ist. Die Beziehungen zwischen Salzgehalt S, Temperatur des Dichtemaximums Θ und Dichte σ bei dieser Temperatur zeigt die folgende Tabelle:

S	Θ	σ
Promille	°C	
0°	3,947	1,00000
5°	2,926	1,00415
10°	1,860	1,00818
15°	0,772	1,01213
20°	—0,310	1,01607
25°	—1,398	1,02010
30°	—2,473	1,02415
35°	—3,524	1,02822
40°	—4,541	1,03232

Die Dichte, und damit der Salzgehalt, lassen sich auch durch Bestimmung des Brechungsindex des Meerwassers mittels des Refraktometers ermitteln, was besonders dann zu empfehlen ist, wenn nur eine kleine Probe zur Verfügung steht, weil zur Messung ein einziger Wassertropfen hinreicht. Für die D-Linie des Spektrums ergibt sich bei einer Temperatur von 18°:

Salzgehalt (Promille)	0	10	20
Brechungsindex	1,33308	1,33502	1,33694
Salzgehalt (Promille)	30	40	
Brechungsindex	1,33885	1,34077	

Temperatur. Das Meerwasser hat an seiner Oberfläche im Jahresmittel etwa die gleiche Temperatur wie die über ihm lagernde Luft, doch sind die täglichen und jährlichen Schwankungen weit geringer. Die erstere ist sehr klein und erreicht selten 10°. Die jahreszeitlichen Extreme werden mit zeitlicher Verspätung von etwa einem Monat erreicht. Der Grund für dieses Verhalten liegt in der großen Wärmekapazität des Wassers (s. d.). Die geographische Verbreitung der Oberflächen-Temperatur des Meerwassers schließt sich daher im allgemeinen derjenigen der Lufttemperatur an. Man hat für die einzelnen Breitenzonen die folgenden Mitteltemperaturen berechnet:

	90°	80°	70°	60°	50°
	bis	bis	bis	bis	bis
	80°	70°	60°	50°	40°
Nördl. Breite	—1,7	—1,0	3,1	6,1	11,0
Südl. Breite	—	—1,7	—1,4	3,0	9,8

	Destilliertes Wasser	Meerwasser				
0°	0,999868	1,004000	1,008000	1,016000	1,024000	1,032000
4°	1,000000	4060	7993	15863	23741	31627
5°	0,999992	4036	7953	15794	23644	31503
10°	0,999727	3700	7549	15258	22982	30720
15°	0,999126	3040	6834	14434	22053	29690
20°	0,998230	2096	5844	13355	20887	28441
25°	0,997071	0896	4604	12041	19503	26991
30°	0,995673	0,999460	3135	10508	17914	25352
33°	0,994729	8494	2149	09488	16865	24282

	40°	30°	20°	10°
	bis	bis	bis	bis
	30°	20°	10°	0°
Nördl. Breite	18,4	23,7	26,5	27,3
Südl. Breite	17,0	21,7	25,1	26,4

Als Gesamtmittel ergibt sich für den Atlantischen Ozean 16,9°, den Indischen Ozean 17,0°, den Pazifischen Ozean 19,1° und das ganze Weltmeer 17,4°. Zwischen 40° Nord und 40° Süd ist das Meerwasser im allgemeinen im Osten, jenseits dieser Breitenkreise im Westen kälter. Die höchste Wassertemperatur wird im Sommer mit mehr als 35° im Persischen Golf erreicht.

Nach der Tiefe zu nimmt die Temperatur im allgemeinen ab, wie Messungen mit dem Umkehrthermometer ergeben haben, und in großen Tiefen nähert sie sich 0°. Nur in solchen Meeresteilen, bei denen wegen ihrer Beckenform der Wasseranstauch mit dem offenen Ozean lediglich auf die Oberflächenschichten beschränkt ist, können sich höhere Temperaturen bis in große Tiefen hinab erhalten. So herrscht z. B. im Mittelländischen Meere, dessen Eingangspforte in der Straße von Gibraltar eine Maximaltiefe von 350 m aufweist, unterhalb dieses Niveaus eine ziemlich konstante Temperatur von etwa 13° bis zur größten Tiefe von 4000 m. Im offenen Atlantischen Ozean dagegen finden sich unter dem Äquator in den verschiedenen Tiefen die folgenden Temperaturen:

Tiefe	0	50	100	150	200
Temperatur	26,1°	21,9°	15,9°	13,8°	12,5°
Tiefe	400	600	1000	2000	4000 m
Temperatur	7,9°	5,3°	4,4°	3,3°	2,2°

Das kalte Wasser der Meerestiefen stammt aus den Polargebieten und zwar wahrscheinlich im

wesentlichen aus der Antarktis. Unter Berücksichtigung der niedrigen Tiefentemperaturen berechnet sich die Mitteltemperatur der gesamten Wassermasse des Meeres zu 3,8°.

Der Wärmegehalt des Meerwassers ist bei seiner hohen Wärmekapazität für den gesamten Wärmehaushalt der Atmosphäre von größter Bedeutung, zumal die Fläche des Meeres diejenige des Landes erheblich überwiegt (s. Meer), und die wärmsten Wasserschichten fast stets an der Oberfläche liegen. Über die Eisbildung im Meerwasser s. Meereis.

Farbe. Die Farbe des Meerwassers ist ein Blau, das um so reiner und tiefer ist, je weniger das Wasser durch Beimengungen, namentlich solche organischer Natur, verunreinigt ist. Durch Beimengung kleiner tierischer und pflanzlicher Lebewesen (Plankton) geht die blaue Färbung vielfach in die grüne über. Außergewöhnliche Meereseinfärbungen, wie milchig, rot, braun, grau usw. treten nur örtlich begrenzt auf und sind, ebenso wie das Meeresleuchten, auf massenhaft auftretendes Plankton zurückzuführen.

Zur Bestimmung der Farbe bedient man sich einer aus farbigen Lösungen oder Glasplatten hergestellten Skala, welche besonders die verschiedenen Übergänge von Blau durch Grün zum Gelb zu vergleichen gestattet.

In engem Zusammenhang mit der Farbe steht die Durchsichtigkeit des Meerwassers, die man durch Bestimmung der Tiefe ermittelt, in der eine weiße Scheibe noch eben zu erkennen ist. In dem reinen Wasser der tropischen Ozeane und im Mittelländischen Meere steigt die Sichttiefe bis über 50 m, während sie in trüben Küstengewässern oft nur wenige Meter beträgt.

Sonstige physikalische Eigenschaften des Meerwassers:

Salzgehalt	0	10	20	30	40	Promille
Wärmekapazität für 17,5°	1,000	0,968	0,951	0,939	0,926	Relativzahlen Dyn
Oberflächenspannung für 0°	77,09	77,31	77,53	77,75	77,97	
Innere Reibung bei	0°	100,0	101,7	103,2	104,5	Relativzahlen
	10°	73,0	74,5	75,8	77,2	
	20°	56,2	57,4	58,6	59,9	
	30°	44,9	46,0	47,0	48,1	
Kompressionskoeffizient	$490 \cdot 10^{-7}$	$478 \cdot 10^{-7}$	$466 \cdot 10^{-7}$	$455 \cdot 10^{-7}$	$442 \cdot 10^{-7}$	Bruchteile des Anfangsvolumens
Elektrische Leitfähigkeit bei	0°	0,0000	0,0092	0,0176	0,0254	Reziproke Ohm
	10°	0,0000	0,0122	0,0231	0,0332	
	20°	0,0000	0,0154	0,0292	0,0420	
	30°	0,0000	0,0187	0,0354	0,0510	

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. 2. Aufl., Bd. I. 1907.

Megabar s. Bar.

Megaphon s. Schalltrichter.

Megohm, gleich 1 Million Ohm (10⁶ Ohm), s. Ohm.

Mehrdecker nennt man eine Flugzeugkonstruktion, bei der das Tragwerk aus mehreren übereinander angeordneten Flügeln besteht. Weit verbreitet sind nur Doppeldecker (s. d.).

L. Hopf.

Mehrfachpunkt. Besteht ein System aus a unabhängigen Bestandteilen, so können nach der Phasenregel höchstens $a + 2$ verschiedene Phasen vorhanden sein. Die Thermodynamik lehrt, daß im Falle der gleichzeitigen Existenz aller dieser Phasen Druck und Temperatur des Systems eindeutig bestimmt sind. Dieser, den $a + 2$ Phasen

O. Baschin.

gemeinsame Punkt heißt der Mehrfachpunkt des Systems. Ist $a = 1$, so handelt es sich um den Tripelpunkt, $a = 2$ den Quadrupelpunkt usw. (s. koexistierende Phasen).

Henning.

Mehrfachröhre (Verstärkung elektr. Ströme), eine Röhre enthaltend in einem gemeinsamen Kolben mehrere vollständige Systeme von Verstärkerrohren, die in Gegentak- oder Kaskadenschaltung verwendet werden können. Üblich sind die Bezeichnungen: Gegentakröhre, Doppelröhre, Zweifachröhre, Dreifachröhre. Manche solcher Mehrfachröhren enthalten auch noch die Koppelungsorgane für Kaskadenverstärkung in dem gemeinsamen Kolben.

H. Rukop.

Mehrfachtelephonie und -Telegraphie längs Leitungen mit hohen Frequenzen. An demselben Leitungssystem (zwei Parallelleitungen bzw. eine Leitung gegen Erde) wird gleichzeitig mit mehreren Frequenzen (100000—20000 ~) gesendet und empfangen. Legt man auf eine solche Leitung eine sinusförmige EMK, so wirkt die Leitung so, als ob sie für die EMK einen einfachen Widerstand vorstellt, dessen Wert gleich ist $Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$ z. B. ist Z für eine Freileitung ca. 600 OHM, für ein Kabel = 70—150 OHM. Demnach ist die Spannung am Anfang der Leitung gleich $V = J \cdot Z$. Die Formel gilt, wenn die Leitung lang ist, d. h. Reflektionserscheinungen am Ende nicht auf den Anfang zurückwirken. Die Spannung bzw. Strom nimmt ab entsprechend $e^{-\beta l}$, β hängt ab vom Ohmschen Widerstand der Leitung (W) und der Ableitung (A) nach $\beta = \frac{W}{2Z} + \frac{A}{2Z}$ (näheres s. Ausbreitung der Wellen längs Drähten). W und A hängen stark von der Frequenz ab. A kommt nur für Kabel in Betracht. Für Freileitungen gilt demnach $\beta = \frac{W}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$. Es kann gemessen werden, indem man die Leitung am Ende über einen Widerstand angenähert gleich dem Leitungswiderstand kurz schließt und den Strom der Leitung am Anfang (J) und Ende (i) (Länge l) mißt; dann ist $e^{\beta l} = \frac{J}{i}$ in Fig. 1 ist der Wert $\beta/1 \text{ km} =$ spezifische Dämpfung für eine Freileitung (Abstand 20 cm $\rho = 2 \text{ mm}$,

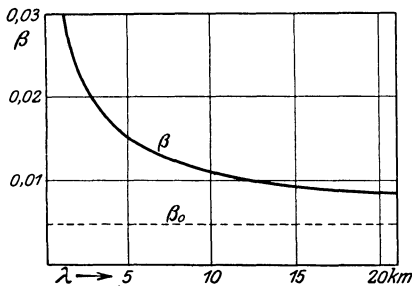


Fig. 1. Spezifische Dämpfung für eine Freileitung.

Selbstinduktion $L = 1.8 \cdot 10^6 / \text{km}$, $Z = 550 \text{ OHM}$ bei zunehmender Welle gegeben. β_0 ist der Wert für die Sprachfrequenzen.

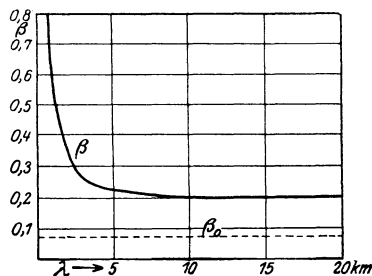


Fig. 2. Spezifische Dämpfung für ein Kabel.

Fig. 2 zeigt dieselben Werte für ein Kabel ($d = 0,8 \text{ mm}$ $C = 0,036 \mu\text{F}/\text{km}$, $L = 1,2 \text{ mH}/\text{km}$, $Z = 180 \text{ OHM}$).

Die für die Telegraphie und Telephonie längs Leitungen verwendeten Apparate und Schaltungen sind identisch mit denjenigen der normalen drahtlosen Technik. Nur werden hier, da Sender und Empfänger an derselben Leitung liegen und da vom Detektor zur Vermeidung von störenden Interferenztönen jede Spur des eigenen Senders abgehalten werden muß, starke Selektionsmittel (Abstimmung in mehreren Kreisen hintereinander, Kettenleiter) verwendet.

Als Sender kommen in der Hauptsache Röhrensender (Wellen 6—20 km) mit Zwischenkreis in Anwendung.

A. Meißner.

Mehrgitterröhre s. Raumladungsgitter und Schutzgitter.

Mehrkesselschalter s. Schalter.

Mehrkörperproblem s. n-Körperproblem.

Mehrphasen-Wechselstromsysteme. Als Mehrphasensysteme bezeichnet man die Kombination mehrerer (Einphasen-) Wechselstromsysteme, die elektrisch und magnetisch miteinander verketten sind.

Ordnet man n voneinander isolierte Wicklungen in gleichem Winkelabstande kreisförmig an (s. Fig. 1) und läßt zwischen ihnen einen Magneten mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotieren, so wird in jeder Wicklung eine Spannung e induziert. Die Spannungen haben, gleiche Dimensionierung der Spulen vorausgesetzt, gleiche Größe und Frequenz, sind aber in der Phase gegeneinander verschoben. Der Winkelabstand der Spulen ist je $\frac{2\pi}{n}$, für die einzelnen Spannungen ergeben sich also bei Voraussetzung einwilliger Spannungen die Gleichungen (s. Wechselströme)

$$e_1 = E_m \sin \omega t$$

$$e_2 = E_m \sin \left[\omega t - \frac{2\pi}{n} \right]$$

$$e_n = E_m \sin \left[\omega t - (n-1) \frac{2\pi}{n} \right].$$

Den n-Spannungen entsprechen n-Ströme gleicher Frequenz, deren Größe und Phasenwinkel natürlich von der Größe und Art der „Belastungen“ abhängen.

Von den Mehrphasensystemen hat heute nur noch das Dreiphasensystem praktische Bedeutung; wir

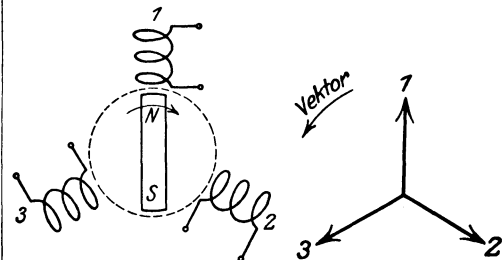


Fig. 1. Schema des Dreiphasen-Generators. Fig. 2. Spannungsdiagramm des Dreiphasen-Generators.

beschränken daher die weiteren Betrachtungen auf dieses. Fig. 1 stellt das Schema eines Dreiphasengenerators dar; entsprechend den vorstehenden Ausführungen sind die Spannungen der drei Wicklungen um je 120° gegeneinander in der Phase verschoben. Sie können daher durch drei Vektoren nach Fig. 2 dargestellt werden. Vereinigt man nach Fig. 3 die drei Enden der Wick-

lungen zu einem Knotenpunkt, so sind zur Fortleitung der Ströme im allgemeinen vier Leitungen erforderlich, in denen die Ströme i_1, i_2, i_3, i_0 fließen. Die Summe ihrer Momentanwerte muß nach dem Kirchhoffschen Gesetz gleich Null sein, da sie in einem Punkte zusammenfließen: $i_0 = -(i_1 +$

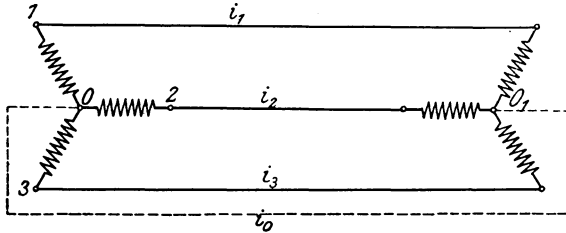


Fig. 3. Sternschaltung des Generators und der Belastung.

$i_2 + i_3)$. Setzt man die Vektoren der Ströme im Diagramm nach Fig. 4 zusammen, so schließt der Vektor des Stromes i_0 das Stromviereck.

Sind die Ströme ihrer Größe und ihrer Phasenverschiebung gegen die zugehörigen Spannungen nach gleich (*symmetrische* Belastung), so wird $i_0 = 0$; die Vektoren der Ströme i_1, i_2, i_3 schließen sich zu einem gleichseitigen Dreieck. Der die Punkte 0 und 0_1 verbindende Leiter kann fortfallen.

Die Schaltung nach Fig. 3 nennt man Sternschaltung, die Knotenpunkte 0 und 0_1 heißen Sternpunkte oder auch neutrale Punkte. Der Leiter zwischen den Sternpunkten wird neutraler Leiter oder Nulleiter genannt. Die Spannung zwischen dem Sternpunkt und dem anderen Ende einer Wicklung bezeichnet man als Phasen- oder Sternspannung, die Spannungen E_{12}, E_{23}, E_{31}

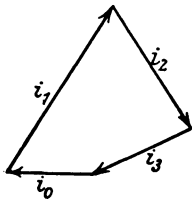


Fig. 4. Stromdiagramm.

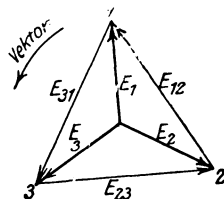


Fig. 5. Diagramm der verketteten und der Sternspannungen.

zwischen den Enden zweier benachbarter Spulen als verkettete Spannungen, Linienspannungen oder schlechthin als Spannungen. Das Vektordiagramm (Fig. 5) stellt die Spannungen eines Dreiphasengenerators ihrer Größe und gegenseitigen Lage nach dar. Die verketteten Spannungen ergeben sich als die geometrischen Differenzen der Phasenspannungen; für die Momentanwerte gilt daher

$$\begin{aligned} e_{12} &= e_1 - e_2 \\ e_{23} &= e_2 - e_3 \\ e_{31} &= e_3 - e_1. \end{aligned}$$

Aus dem Diagramm folgt weiter für die Effektivwerte die Beziehung

$$E_V = \sqrt{3} E_P \quad (E_V = \text{verkettete Spannung, } E_P = \text{Phasenspannung}).$$

Die Summe der Momentanwerte der drei Spannungen der Wicklungen ist gleich Null. Diese Tatsache gibt die Möglichkeit, die Wicklungen nach Fig. 6 hintereinander zu schalten (Ring- oder Dreiecksschaltung), ohne daß Ausgleichsströme in ihnen fließen. Für die Momentanwerte der

Ströme ergibt sich dann eine analoge Beziehung, wie für die Spannungen bei Sternschaltung, nämlich $i_{12} = i_1 - i_2; i_{23} = i_2 - i_3; i_{31} = i_3 - i_1$. Bei symmetrischer Belastung gilt ferner für die Effektivwerte

$$I_1 = I_2 = I_3; I_{12} = I_{23} = I_{31}; I_2 = \sqrt{3} I.$$

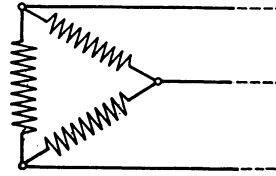


Fig. 6. Dreiecksschaltung des Generators.

Die vorgenannte Bedingung, daß die Summe der drei Spannungen gleich Null ist, trifft nur zu bei einwelliger Kurvenform. Andernfalls resultiert eine elektromotorische Kraft von der dreifachen Frequenz der Grundschiwingung, die einen Ausgleichsstrom von ebensolcher Frequenz hervorruft. Die Sternschaltung des Generators ist daher der Ringschaltung überlegen; sie ist die übliche Schaltung. Die verketteten Spannungen können bei Sternschaltung die 3., 9., 15. usw. Oberwellen nicht enthalten; diese sind in allen drei Spannungen der Wicklungen gleichphasig, fallen also bei der Differenzbildung $e_1 - e_2 = e_{12}$ usw. fort.

Die Leistung eines Mehrphasensystems ist gleich die Summe der Leistungen der einzelnen Phasen, für das Dreiphasensystem daher $e_1 i_1 + e_2 i_2 + e_3 i_3$ oder in Effektivwerten

$$N = E_1 I_1 \cos \varphi_1 + E_2 I_2 \cos \varphi_2 + E_3 I_3 \cos \varphi_3.$$

Bei symmetrischer Belastung wird

$$N = 3 E_P I \cos \varphi \quad \text{oder, da } E_P = \frac{\sqrt{3}}{3} E_V$$

$$= N \sqrt{3} E_V I \cos \varphi.$$

In dieser Form wird in der Regel die Leistung eines Dreiphasensystems angegeben. Eine einfache Rechnung lehrt, daß der Augenblickswert der Leistung eines Dreiphasensystems bei symmetrischer Belastung konstant gleich dem obigen Ausdruck ist, während die Leistung des Einphasensystems um einen konstanten Mittelwert pendelt (s. Wechselströme).

Leitet man durch die drei Wicklungen eines nach Fig. 1 gebauten Stators dreiphasigen Wechselstrom von der Kreisfrequenz ω , so erzeugt dieser ein mit konstanter Amplitude rotierendes magnetisches Drehfeld (s. Drehfeld). Der Dreiphasenstrom wird daher in der Praxis meistens Drehstrom genannt.

R. Schmidt.

Näheres s. A. Fraenkel, Theorie der Wechselströme. Berlin 1921.

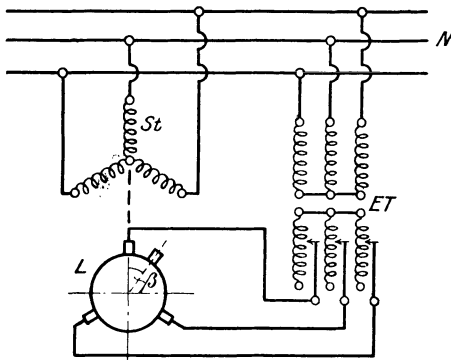
Mehrphasige Wechselstrom-Kommutatormotoren.

Obwohl im Prinzip schon 1890 durch die Versuche Görges bekanntgeworden, hat diese Maschinen-gattung erst seit der Jahrhundertwende praktische Bedeutung erlangt. Immerhin stellt sie auch heute noch eine Spezialbauart der allgemeinen, mehrphasigen Drehfeldmaschine dar, die im Wettbewerb mit den gewöhnlichen Asynchronmotoren (s. d.) nur in solchen Fällen bestehen kann, wo eine dauernde feinstufige Tourenregulierung bei möglichst hohem Leistungsfaktor und Wirkungsgrad verlangt wird; dies trifft zu vornehmlich für mittelgroße Motoren in der Schwerindustrie (Walzwerk-antriebe, Schachtbewetterung u. a. m.), sowie für kleinere Motoren in Textilfabriken. Für ganz hohe Leistungen ist die Bauart nicht geeignet.

Wie unter „Asynchronmotoren“ dargelegt wurde, ist deren Blindstromaufnahme, bzw. die zur Auf-rechterhaltung des Drehfeldes notwendige Blind-

leistung, ein heute als schwerwiegend erkannter Nachteil, der um so sinnfälliger in Erscheinung tritt, je größer der betreffende Asynchronmotor und je niedriger seine Normal Tourenzahl, d. h. je größer seine Polzahl ist. Eine Maschine von 100 kW Nutzleistung läßt sich z. B. zweipolig (synchrone Umlaufzahl 3000 p. M.) unschwer mit einem Leistungsfaktor $\cos \varphi = 0,92$ bei Vollast bauen, während bei 48-poliger Ausführung (synchrone Umlaufzahl 125 p. M.) nur etwas $\cos \varphi = 0,72$ erreichbar ist. Da der Blindstrom bzw. die Blindleistung dem $\sin \varphi$ proportional ist, so müssen in ersterem Falle nur rd. 40%, im zweiten dagegen rd. 70% des Totalstromes bzw. der totalen KVA aufgewendet werden, um das Drehfeld aufrecht zu erhalten.

Eine einfache Überlegung zeigt nun, daß bei konstanter Klemmenspannung der Magnetisierungsstrom, d. h. der Blindstrom, eines Drehstrommotors proportional der Frequenz des Netzes ist bei gleichzeitig ungeänderten magnetischen Verhältnissen. Leider ist dieses Mittel zur Verbesserung des $\cos \varphi$ nicht ohne weiteres anwendbar, da sich auch die Nutzleistung einer Asynchronmaschine ungefähr proportional der Frequenz ändert. Man muß demnach versuchen, die Wattleistung mit relativ hoher, die Blindleistung mit relativ niedriger Frequenz zuzuführen. Einen Grenzfall dieses Strebens stellt der Synchronmotor (s. d.) dar, dessen Ständer mit normaler Frequenz gespeist wird, während der Läufer mit Gleichstrom, d. h. einem Strom der Frequenz 0, erregt wird.



N = Netz L = Läufer
St = Ständer ET = Erreger-Transformator
Schaltschema eines Nebenschlußmotors.

Auf den Asynchronmotor übertragen, würde das bedeuten, daß die Erregung des Drehfeldes zweckmäßig vom Läufer aus zu geschehen hat, der ja (s. „Asynchronmotoren“) prinzipiell genau eine solche Mehrphasenwicklung enthält wie der Ständer, in der aber bei normalem Lauf Ströme sehr niedriger Frequenz und damit auch Spannung fließen. Stünde also außer dem die Wattleistung liefernden Netz normaler Frequenz ein besonderes Netz sehr niedriger Frequenz zur Verfügung, so könnte aus diesem der Läufer über seine Schleifringe mit Blindleistung gespeist werden, die bei ungeändertem Kraftfluß doch sehr klein ausfällt, weil, wie schon oben erwähnt, bei ungeändertem Strom verglichen mit der Statorspannung die Läufer Spannung sehr klein ist. Da nun aber, von Ausnahmefällen abgesehen, ein solches Niederfrequenznetz nie vorhanden ist,

mußte die Technik nach einem Frequenztransformator suchen, der die beliebige Periodenzahl des den Stator speisenden Netzes auf die des Läufers umwandelt und damit seinen direkten Anschluß an ersteres gestattet. Ein solcher Frequenztransformator ist der Kommutator, wie ihn jede Gleichstrommaschine aufweist. Diese Überlegung führte zum Mehrphasen-Kommutatormotor, der außer einem sehr hohen Leistungsfaktor auch noch weitgehende Regelbarkeit der Umlaufzahl besitzt, wovon weiter unten zu sprechen sein wird. Die Figur gibt das prinzipielle Schaltschema eines Nebenschlußmotors, der seiner leichteren Verständlichkeit wegen allein besprochen werden soll, wengleich er technisch nicht einfacher ist als der mehrphasige Serienkommutatormotor.

Der unmittelbar an das Netz angeschlossene Ständer eines solchen Motors unterscheidet sich in nichts von dem eines gewöhnlichen Asynchronmotors. Dasselbe trifft zu für den Läufer verglichen mit dem Anker und Kommutator einer Gleichstrommaschine, nur schleifen auf dem letzteren bei Betrieb mit dem meist verbreiteten Dreiphasenstrom pro Polpaar nicht zwei sondern drei Bürsten, die um je 120° el. versetzt sind.

Wie unter „Klemmenspannung“ und „Wechselstromgeneratoren“ des näheren auseinandergesetzt ist, stellt jede Gleichstromtrommelwicklung eine sehr brauchbare Mehrphasenwicklung dar, die nur in der vorliegenden Kombination mit einem Kommutator die weitere Eigentümlichkeit hat, nach außen zum Teil wie eine stillstehende Wicklung zu wirken. Dies ist leicht einzusehen, wenn man sich das Magnetgestell einer Gleichstrommaschine rotierend, den Anker und die Bürsten ruhend denkt. Es liegt dann zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Bürsten abwechselnd stets ein Nord- oder ein Südpol, der auf eine konstante Leiterzahl wirkt; man könnte also einer solchen Vorrichtung einphasigen Wechselstrom entnehmen, dessen Periodenzahl durch die sekundliche Umlaufzahl und die Polzahl des Feldgestells in bekannter Weise gegeben ist. An dieser Sachlage würde ein Mitrotieren des Ankers in gleicher Richtung wie das Feld nur insofern etwas ändern, als sich die Größe der meßbaren induzierten Wechselspannung mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Feld und Leitern ändert, nicht aber die an den ruhenden Bürsten auftretende Frequenz, da die Anzahl der in einer Sekunde zwischen ihnen hindurchlaufenden Pole ungeändert bleibt, trotzdem in jedem Leiter am Ankerumfang selbst nur die der verminderten Relativgeschwindigkeit entsprechende verminderte Frequenz herrscht.

Genau die entsprechende Überlegung führt zu dem Schluß, daß man den Läufer eines mehrphasigen Kommutatormotors unabhängig von seiner Umdrehungszahl an die Netzfrequenz anschließen kann, wenn man nur dafür sorgt, daß mittels eines gewöhnlichen Spannungswandlers, hier meist Erregertransformator genannt, die Netzspannung auf die durch die jeweilige relative Induktionsgeschwindigkeit gegebene Bürstenspannung herabgesetzt wird. In Fig. 1 ist diese Schaltung dargestellt, welche die Aufgabe löst, das Drehfeld mit beliebig niedriger Frequenz unmittelbar vom Netz aus zu unterhalten, den $\cos \varphi$ also auf sehr hohe Werte zu bringen.

Durch den Anschluß des Läufers ans Netz über einen regelbaren Transformator ist aber des weiteren, wie schon erwähnt, die Möglichkeit gegeben, einen

Drehstrommotor verlustlos, d. h. ohne Vermehrung der physikalisch unvermeidlichen Verluste einer jeden technischen Energieumwandlung, regulieren zu können. Bei dem gewöhnlichen Asynchronmotor mit Schleifringläufer ist das im allgemeinen nicht möglich, denn aus den (Gl. 5 und 6) dieses Stichwortes folgt die Beziehung für die Umdrehungszahl bei konstantem Drehmoment:

$$n = c \cdot f \cdot \frac{1}{s} - k \cdot f_s,$$

d. h. man muß bei gegebener Netzfrequenz f die Schlüpfungsfrequenz f_s ändern, um eine Änderung der Läufer Touren n zu erreichen. Meist geschieht dies durch Einschalten von regelbaren Widerständen zwischen die Schleifringe entsprechend Fig. 1 unter „Asynchronmotoren“, wodurch die Resistanz des Läuferkreises natürlich steigt. Der Rotor muß dementsprechend mehr schlüpfen, um den dem Lastmoment entsprechenden Strom in jeder Phase erzeugen zu können. Die vom Stator auf den Rotor übertragene Leistung bleibt hierbei ungeändert, und ihr Überschuß über die mechanisch abgegebene wird in den Widerständen nutzlos in Wärme umgesetzt. Natürlich ist ferner auf diese Weise nur eine Tourenverminderung möglich, da eine Tourensteigerung negatives f_s verlangt.

Beim Kommutatormotor dagegen kann dem Läufer mittels des Erregertransformators eine ganz beliebige Spannung vom Netz her aufgedrückt werden in voller Gegenphase zu der vom Ständerfeld in jeder Phase induzierten Schlüpfung-EMK. Sind beide Spannungen gleich groß, so fließt im Läufer überhaupt kein Strom, die Maschine steht. Wird die äußere Spannung vermindert, so beginnt der Läufer zu rotieren und wird so lange beschleunigt, bis das Gleichgewicht der EMK infolge der abnehmenden Schlüpfung wieder hergestellt ist. Mit abnehmender Bürstenspannung wächst also die Umlaufzahl und kann durch Zuführung negativer Spannung sogar über den Synchronismus hinaus gesteigert werden (negative Schlüpfung!). Auch Rückwärtslauf ist möglich durch Erhöhung der Bürstenspannung über den Stillstandswert. Theoretisch erlaubt also diese Motorgattung die Einstellung jeder beliebigen positiven oder negativen Umdrehungsgeschwindigkeit. Die Wirkung einer (evtl. beschränkten!) Spannungsregulierung vom Transformator her kann unterstützt werden durch eine räumliche Verschiebung der Bürsten auf dem Kollektor (s. Fig.), die gleichbedeutend ist mit einer Phasenverdrehung zwischen induzierter und aufgedrückter Spannung. Die Zusammensetzung erfolgt dann nicht mehr algebraisch, sondern geometrisch. Diese Doppelregulierung ist nicht nur beliebig feinstufig, sondern gestattet auch durch Drehung der Phase des Läuferstromes gegenüber der Ständerspannung den $\cos \varphi$ nicht nur auf die volle Einheit zu bringen, sondern darüber hinaus zu negativen Werten, d. h. eine kapazitive Wirkung zu erzielen, die auch noch den Blindstrom des relativ kleinen Erregertransformators deckt.

Für eine festeingestellte, mithin näherungsweise konstante Transformatorspannung und eine bestimmte Bürstenstellung verhält sich der mehrphasige Kollektormotor genau wie ein gewöhnlicher Asynchronmotor, d. h. seine Umdrehungszahl sinkt nur wenig mit zunehmender Belastung (Nebenschlußcharakteristik!), die jeweilig zugehörige Leerlauf-tourenzahl aber ist gegeben durch das Verhältnis der aufgedrückten zur induzierten Läufer-

spannung bei Stillstand und unbelasteter Maschine. Wie aus dem Vorhergehenden ersichtlich, kann hier ein besonderer Anlasser fortfallen und durch die Wirkung des regelbaren Erregertransformators ersetzt werden.

Die größte Schwierigkeit beim Bau der mehrphasigen Kommutatormotoren ist genau wie bei den einphasigen die Beherrschung des mehr oder weniger auftretenden Kommutatorfeuers. Sobald die Läufer-tourenzahl wesentlich von der synchronen abweicht, schneidet das Drehfeld mit der Schlüpfungsfrequenz die von den Bürsten kurzgeschlossenen Leiter und induziert entsprechend hohe Spannungen bzw. Kurzschlußströme. Hauptsächlich hierdurch wird der Bereich der dauernd zulässigen Geschwindigkeitsregulierung nach oben und unten begrenzt auf etwa $\pm 60\%$ vom Synchronismus an gerechnet. Daß Kommutatorwicklungen ganz allgemein für hohe Spannungen nicht betriebssicher zu bauen sind, fällt hier nicht stark ins Gewicht, da ein Erregertransformator prinzipiell vorgesehen werden muß. In neuester Zeit haben die mehrphasigen Kommutatormaschinen ihr wichtigstes Anwendungsgebiet in den sog. Kaskadenschaltungen gefunden, deren Grundprinzip ist, die infolge einer Drehzahlverminderung an den Schleifringen eines gewöhnlichen, großen Asynchronmotors, des sog. Vordermotors, freiwerdende Schlupfenergie nicht wie oben erwähnt in Widerständen zu vernichten, sondern mit Hilfe einer mechanisch oder elektrisch mit dem Vordermotor gekuppelten Kollektormaschine, des sog. Hintermotors, mechanisch oder elektrisch nutzbar zu machen. (Schaltungen nach Scherbius, Heyland u. a. m.). Auch übersynchroner Lauf des Vordermotors ist erreichbar.

E. Rother.

Näheres s. u. a. Niethammer, „Die Elektromotoren“.

Bd. II.

Mehrstufiger Verstärker s. Verstärkerröhre.

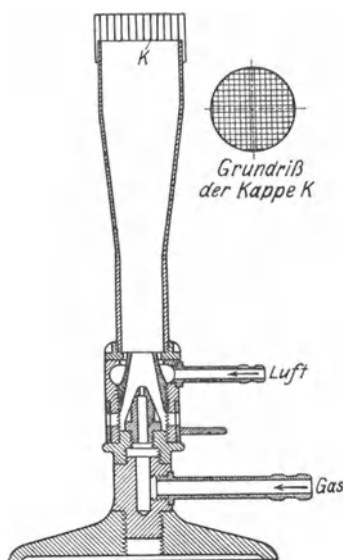
Meidinger-Element. Eine zweckmäßige Form der Daniellschen Kette (s. d.) bildet das von Meidinger konstruierte Element, bei welchem unter Vermeidung einer porösen Tonzelle Zink in Magnesiumsulfatlösung, Kupfer in gesättigter Kupfervitriollösung sich befindet. Die Trennung der Flüssigkeiten wird durch die Verschiedenheit ihrer spezifischen Gewichte ermöglicht. Auf dem Boden eines großen, in der Mitte sich erweiternden Glasgefäßes befindet sich ein kleines Glasgefäß mit ganz konzentrierter Kupfervitriollösung und einer zylinderförmigen Kupferelektrode, welche durch einen isolierten, angeschmolzenen Draht die metallische Verbindung nach außen vermittelt. Ein großer hohler Glasdeckel, dessen untere Öffnung in die Kupfervitriollauge reicht, ist gleichfalls mit konzentrierter Kupfersulfatlösung gefüllt und sorgt für die konstante Sättigung der im unteren Glasgefäße befindlichen Lösung. Auf der Erweiterung des großen Glasstroges sitzt die Zinkelektrode, welche von der auf die untere Kupfervitriollösung vorsichtig aufgegossenen Bittersalzlösung umgeben ist.

H. Cassel.

Meile s. Längeneinheiten.

Mékerbrenner. Ein für Luftansaugung und Druckluft gebauter Gasbrenner (s. Figur), bei dem ein konisch erweitertes Brennerrohr durch einen Nickelrost K mit langen Kanälen verschlossen ist. Durch den Nickelrost K wird ein Zurückschlagen der Flamme in das Brennerrohr auch bei starker Luftzumischung verhindert, ferner eine gewisse Vor-

wärmung des hindurchtretenden Gasgemisches erzielt und eine Auflösung des langen kalten blauen Innenkegels des gewöhnlichen Bunsenbrenners in eine



Mekerbrenner.

große Anzahl kleiner kurzer Flämmchen erreicht, so daß sich eine über den ganzen Querschnitt gleichmäßig heiße Flamme von gesteigerter Temperatur bildet. (Bei Luftansaugung 1100° , bei Druckluftzuführung 1500° .) *Carl Müller.*

Meldometer. Ein Instrument zur Untersuchung hoher Schmelztemperaturen, im wesentlichen aus einem ca. 10 cm langen und 1 mm breiten Platinband, das elektrisch regulierbar geheizt werden kann, bestehend, dessen Temperaturänderungen mikrometrisch nach der Verlängerung beurteilt werden können. *v. Staal.*

Membran ist ein Körper von zwei vorwiegend ausgebildeten Dimensionen, der einer Biegung keinen Widerstand entgegensetzt und somit keine Biegungs- (Transversal-)Schwingungen ausführen kann, solange die Membran nicht durch eine äußere Kraft gespannt wird. Sie ist das zweidimensionale Analogon zur Saite (s. d.) und verhält sich zu dieser wie eine Platte (s. d.) zu einem Stab (s. d.). Sie kann demgemäß auch definiert werden als eine Platte, deren Dicke so gering ist, daß sie im natürlichen Zustande nur geringe und im idealen Grenzfalle gar keine Steifigkeit besitzt. S. auch Membranschwingungen. *E. Waetzmann.*

Membranen. Es sind dünne Gebilde, die in ihrem Bau im wesentlichen mit dem der Gele übereinstimmen, sie bestehen also aus aneinandergereihten Teilchen, deren Zwischenräume von einer flüssigen Phase ausgefüllt sind.

Bezüglich ihrer Durchlässigkeit für gelöste Stoffe muß wegen der Feinheit der kapillaren Zwischenräume die Adsorption seitens der Teilchen beachtet werden. Positiv adsorbierbare Stoffe werden demnach durchgelassen, negativ adsorbierbare nicht, da sie gar nicht in die Membrane eindringen können. Auf diese Weise ist z. B. die Halbdurchlässigkeit (Undurchlässigkeit für Salze oder Zucker) zu erklären (z. B. bei der Ferrozyankupfermembran), oder auch die Durchlässigkeit von

Plasmamembranen für fettlösliche Stoffe. Diese Auffassung macht die Lipoidtheorie, wonach die Plasmahäute aus Lipoiden bestünden, überflüssig.

Halbdurchlässige Membranen finden bei Osmometern Verwendung. Da für Kolloide die meisten Membranen undurchlässig sind, so werden sie als Dialysatoren, als Ultrafilter, ferner als Trennungswände zur Messung des osmotischen Druckes kolloider Lösungen verwendet.

Wichtig sind sie bei der technischen Elektrodialyse. Manche Membranen bewirken infolge spezifischer Adsorption und dadurch verursachte verschiedene Diffusionsgeschwindigkeit der Kationen und Anionen Auftreten von saurer bzw. basischer Reaktion an beiden Seiten während der Endomose. Ist für das zu reinigende Kolloid Aufrechterhaltung bestimmter Reaktionen erforderlich, so ist eine passende Wahl dieser Membranen von Belang.

Befindet sich an einer Seite einer Membran ein Kolloid, für das die Membran undurchlässig ist, so stellt sich eine Potentialdifferenz zwischen beiden Seiten ein: Donnan-Potential (s. Donnan'sches Gleichgewicht). *A. Gemant.*

Membrankapsel s. Manometrische Flammen.

Membranschwingungen (s. Membran). Um der theoretischen Forderung, daß keine Biegeelastizität vorhanden sein soll, möglichst nahe zu kommen, werden die Membranen so dünn wie möglich gemacht. Da sie der Definition nach nur im gespannten Zustande (Transversal-)Schwingungen ausführen können, muß ihr Rand festliegen. Als Material eignen sich sehr gut Papier, Pergament und Kautschuk; es werden aber auch vielfach dünne Metallplättchen benutzt. In praxi ist die Grenze zwischen Membran- und Plattenschwingungen (s. d.) oft schwer zu ziehen.

Die Schwingungszahlen der einzelnen Partialtöne sind nicht, wie bei der Saite, harmonisch zum Grundton, sondern bei der kreisförmigen Membran sämtlich und bei der quadratischen Membran zum großen Teil unharmonisch. Wird die Schwingungszahl des Grundtones der Membran mit Eins bezeichnet, so beginnt die theoretische Reihe der Partialtöne bei der kreisförmigen Membran mit den Zahlen 1,00—1,59—2,14—2,30—2,65—2,92 und bei der quadratischen Membran mit den Zahlen 1,00—1,58—2,00—2,24—2,55—2,92.

Besonders wichtig sind die erzwungenen Membranschwingungen, zumal im allgemeinen wegen der geringen Masse die Luftdämpfung groß ist. Man benutzt die Membranen deshalb in ausgedehntem Maße für die Registrierung von Schallschwingungen (s. Schallregistrierung). Eine andere Anwendung von fundamentaler Wichtigkeit stellt das Trommelfell (s. Ohr) dar. In Orchesterinstrumenten finden sie außer in der Trommel und Pauke (Tonumfang: F bis fis) kaum Verwendung. S. auch Grammophon und Phonograph. *E. Waetzmann.*

Näheres s. A. Kalähne, Grundzüge der Mathem.-physikal. Akustik, II. Bd. Leipzig u. Berlin 1913.

Menge, elektrische s. Coulomb.

Meniskus s. Oberflächenspannung.

Meridianapparate von Blondel, Krüß, Matthews s. Lichtstrommesser.

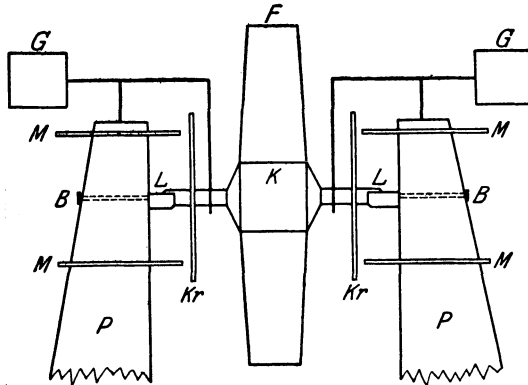
Meridianbogen s. Abplattung.

Meridianellipse ist der Meridianschnitt eines Ellipsoides, welches als Näherungsfigur für die Erde angesehen werden kann (s. Abplattung).

A. Prey.

Meridiankreis. Wichtigstes astronomisches Meßinstrument zur Bestimmung der Sternkoordinaten. Es besteht aus einem mäßig großen Fernrohr, das eine feste ostwestliche horizontale Achse drehbar ist und infolgedessen nur Beobachtungen im Meridian gestattet.

Das Fernrohr F ruht vermittels zweier sorgfältig gearbeiteter Zapfen auf den in die beiden Pfeiler PP fest eingemauerten Achsenlagern LL.



Meridianinstrument.

Um die Abnutzung der Zapfen durch die häufige Drehung des Instrumentes zu vermeiden, ist der größte Teil des Fernrohrgewichtes durch die Gegengewichte GG kompensiert. Mit dem Fernrohr sind zwei meist in Intervalle von 2 Bogenminuten geteilte Kreise KrKr fest verbunden, die mittels mehrerer Ablesemikroskope (meist auf jeder Seite 2—6 MM abgelesen werden. Die Rektaszension (Durchgangszeit) mißt man jetzt mit dem unpersönlichen Mikrometer. Die Feldbeleuchtung wird dadurch erzeugt, daß die Pfeiler in Verlängerung der Achsenlager eine Durchbohrung haben, ebenso der eine Zapfen. Durch eine elektrische Lampe B wird dann Licht in das Mittelstück des Fernrohres, den sog. Kubus K, geworfen, von wo es durch einen kleinen schräggestellten Spiegel das Gesichtsfeld erhellt. Die drei möglichen Aufstellungsfehler des Instrumentes, Neigung der Drehungsachse, Azimut oder Abweichung der Drehungsachse aus der Ostwestrichtung, und Kollimation oder Abweichung der Senkrechtstellung von Fernrohrachse zu Drehungsachse müssen bestimmt und ihr Einfluß an die einzelnen Beobachtungen differenziell angebracht werden. Die Neigung wird mittels eines großen Niveaus, das an die Zapfen des Instrumentes angehängt wird, das Azimut aus Durchgangsbeobachtungen polnaher Sterne, die nur eine langsame Bewegung machen, bestimmt. Die Kollimation wird dadurch gemessen, daß man das Fernrohr aus den Zapfenlagern heraushebt und unter Vertauschung des Ost- und Westendes der Achse wieder hineinlegt; in beiden Lagen wird ein zu diesem Zweck in horizontaler Lage angebrachter Lichtpunkt (Mire oder Kollimator) anvisiert und sein Lagenunterschied bestimmt.

Um den Nullpunkt der Teilkreise festzulegen, macht man die Nadirbestimmung, d. h. man erzeugt senkrecht unter dem Fernrohr einen Quecksilberspiegel und bringt das direkte und das gespiegelte Bild des Fadenkreuzes zur Deckung.

Der Meridiankreis eignet sich vorzüglich für absolute Koordinatenbestimmungen (in diesem Falle

muß man die Sterne an die Sonne anschließen), als auch für Relativmessungen. Wenn es sich darum handelt, von einer großen Menge von Sternen nicht allzu genaue Koordinaten zu erhalten, so beobachtet man sie zwischen eine Reihe von Sternen mit gut bekannten Koordinaten eingeschaltet, die sog. Fundamentalsterne und interpoliert gewissermaßen ihre Örter.

Bottlinger.

Näheres s. Ambronn, Handb. d. Astronomischen Instrumentenkunde.

Merkur s. Planeten.

Merkur, Hinweis auf die Bewegung des Merkurperihels s. Relativitätstheorie, astronomische Prüfungsmöglichkeiten.

Mesothorium s. Thorium.

Meßdüse s. Düse.

Meßei, Kruppsches s. Pulvergasdruck.

Meßmaschinen dienen zur Vergleichung von Endmaßstäben (s. d. Artikel Längenmessungen). Die Maßstäbe ruhen in Lagern auf einem soliden Unterbau und können schnell nacheinander zwischen zwei Anschläge gebracht werden, einen festen und einen durch eine Schraube verschiebbaren. Der bewegliche Anschlag trägt ein Mikroskop, durch welches man auf eine feste Skale neben dem Anschlag visiert und auf dieser die Längenunterschiede der Stäbe ablesen kann. Der bewegliche Anschlag wird vielfach durch eine Meßschraube (Mikrometerschraube; s. d.) ersetzt.

Die Meßmaschinen sind in der Regel mit einer Vorrichtung versehen, welche die Gleichmäßigkeit des Druckes auf die Endflächen der Maßstäbe zu regeln gestattet. Die Vorrichtung kann z. B. eine mit dem festen Anschlag verbundene Sperrung sein, die bei einem gewissen Druck selbsttätig den Fall eines Körpers auslöst. Bei anderen Meßmaschinen drückt der feste Anschlag rückwärts auf ein Metallreservoir, welches mit Flüssigkeit gefüllt ist; die Flüssigkeit steigt in einer mit dem Metallgefäß verbundenen Kapillare in die Höhe und zeigt den Druck an.

Bei neuen, verbesserten Meßmaschinen vermeidet man die mechanische Berührung mit dem beweglichen Anschlag. Man bringt die Maßstäbe gewissermaßen in eine Lehre mit konstanter Öffnung und ermittelt mit Hilfe von Interferenzerscheinungen die Anzahl Wellenlängen einer bestimmten Strahlenart, um welche jedes Endmaß kürzer ist als die Weite der Lehre. Aus dem Aussehen der Interferenzerscheinung gewinnt man zugleich ein Urteil darüber, ob die Endflächen des Maßstabes genügend plan geschliffen sind oder nicht.

Scheel.

Meßnabe ist eine Vorrichtung, mit Hilfe deren die Zugkraft einer Luftschaube und das zu ihrem Betrieb nötige Drehmoment im Fluge gemessen werden können. Die Motorwelle überträgt bei diesen Anordnungen ihr Drehmoment nicht unmittelbar auf die Luftschaubennabe, sondern durch Vermittlung über Meßdosen; ebenso wird der Zug der Schraube auf dem Umweg über Zugdosen auf die Welle und somit auf das Flugzeug übertragen.

L. Hopf.

Meßtransformator. Bei den zu Meßzwecken benutzten Transformatoren (Meßwandler, Präzisionstransformator) verwendet man möglichst verlustfreies Eisenblech (meist Siliziumblech), um den Magnetismusstrom möglichst klein zu machen. Ferner soll der magnetische Widerstand und die Streuung klein sein, weshalb alle Stoßfugen nach

Möglichkeit vermieden und die primäre und sekundäre Wicklung zweckmäßig direkt übereinander angebracht werden. Durch Anbringung mehrerer Wicklungen können Transformatoren für verschiedene Meßbereiche hergestellt werden. Das Übersetzungsverhältnis und die Phasenverschiebung müssen genau bekannt sein, wenn der Transformator zu Meßzwecken dienen soll.

W. Jaeger.

Meßwandler s. Meßtransformator.

Meßwehr s. Überfall.

Metallabscheidung s. Abscheidung von Metallen.

Metallblasinstrumente s. Zungeninstrumente.

Metalldampfboogenlampe s. Quecksilberdampf-lampe und Amalgamlampe.

Metallfadenlampe. Vakuumlampe und gasgefüllte Lampe „Farbtemperatur“ (s. d.); Flächenhelle s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4; „Lebensdauer“ s. d.; räumliche Lichtverteilung s. Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 6; Wirtschaftlichkeit s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Metallglanz s. Anomale Dispersion.

Metallkristalle s. Kristallklassen.

Metallkunde, Metallographie. Die Metallographie ist die Lehre vom inneren Aufbau der metallischen Körper und von seinen Beziehungen zu ihren Eigenschaften und zu ihrer Zusammensetzung. Unter dem Aufbau wird hierbei sowohl die mikroskopisch wahrnehmbare Kristallstruktur als auch die Gitterstruktur und die molekulare Beschaffenheit verstanden. Außerhalb ihres Gebietes liegt die Lehre von der Gewinnung der Metalle (Metallurgie).

Die wichtigste Methode der Metallographie ist die mikroskopische Untersuchung von Metallschliffen (s. d.) in auffallendem Licht, an die sich die thermische Analyse und die Untersuchung anderer Eigenschaften anschließen.

G. Masing.

Metallmanometer s. Manometer.

Metallographie s. Metallkunde.

Metallreflexion. Die Lichtreflexion an Metallen unterscheidet sich von derjenigen an durchsichtigen Körpern schon äußerlich dadurch, daß die gebrochenen Strahlen ungeheuer stark absorbiert werden. Selbst wenn linear polarisiertes Licht auffällt, ist das reflektierte im allgemeinen nicht linear, sondern elliptisch polarisiert, woraus folgt, daß zwei Komponenten reflektiert werden, die eine gegenseitige Phasendifferenz und eine ungleiche Schwächung erleiden. Die Intensität der Komponenten und ihr Gangunterschied hängen vom Polarisationsazimut und Einfallswinkel ab und lassen sich allgemein berechnen, sobald man für den betreffenden reflektierenden Metallspiegel den Haupteinfallswinkel φ' und das Hauptazimut ψ' bestimmt hat. Es möge linear polarisiertes Licht einfallen, dessen Polarisationsebene unter 45° gegen die Einfallsebene geneigt ist. Haupteinfallswinkel heißt dann derjenige Einfallswinkel φ , für welchen der relative Phasenunterschied Δ der beiden Hauptkomponenten den Wert $\frac{\pi}{2}$ (entsprechend einer viertel

Wellenlänge) annimmt. Wird das reflektierte Licht mit Hilfe eines Kompensators wieder linear polarisiert gemacht, so nennt man das Azimut dieser Polarisationsebene gegen die Einfallsebene das Azimut ψ der wiederhergestellten linearen Polarisation. Das Azimut ψ für den Haupteinfallswinkel φ ist sodann das Hauptazimut ψ' . Für

senkrechte und für streifende Inzidenz verschwindet die relative Phasendifferenz im reflektierten Lichte, also auch seine Elliptizität.

Bedeutet λ_0 die Wellenlänge des Lichtes in Luft, λ diejenige im Metall, so ist sein Brechungsverhältnis $n = \frac{\lambda_0}{\lambda}$. Nimmt nun im absorbierenden

Körper die Lichtamplitude nach Durchheilen der Strecke λ im Verhältnis $e^{-2\pi\kappa}$ ab, so wird κ als der Absorptionsindex der Substanz bezeichnet. Die Größe $k = \kappa n$ heißt Absorptionskoeffizient. Mit großer Annäherung ist alsdann

$$\sin \varphi' \operatorname{tg} \varphi' = n \sqrt{1 + \kappa^2}$$

$$\kappa = \sin \Delta \operatorname{tg} 2 \psi$$

$$n = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \frac{\cos 2 \psi}{1 + \cos \Delta \sin 2 \psi}$$

$$n^2 (1 + \kappa^2) = \sin^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi \frac{1 - \cos \Delta \sin 2 \psi}{1 + \cos \Delta \sin 2 \psi}$$

Nach diesen Gleichungen lassen sich daher aus den beobachtbaren Größen φ , Δ und ψ im reflektierten Lichte die optischen Konstanten κ und n eines Metalls berechnen, und weiter auch φ' und ψ' , da ja noch $\kappa = \operatorname{tg} 2 \psi'$ wird.

Umgekehrt kann man auch aus den optischen Konstanten leicht für einen beliebigen Einfallswinkel φ die Werte Δ und ψ finden, wenn man

$$\operatorname{tg} Q = \kappa \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} P = \frac{n \sqrt{1 + \kappa^2}}{\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}$$

setzt. Dann wird nämlich einfach

$$\operatorname{tg} \Delta = \sin Q \operatorname{tg} 2 P$$

$$\cos 2 \psi = \cos Q \sin 2 P.$$

Versteht man unter dem Reflexionsvermögen R eines Metalls das Verhältnis der reflektierten Lichtintensität zu der auffallenden beim Einfallswinkel $\varphi = 0$, so ergibt sich

$$R = \frac{n^2 (1 + \kappa^2) + 1 - 2n}{n^2 (1 + \kappa^2) + 1 + 2n}$$

Licht von einer gewissen Wellenlänge λ_0 wird also um so stärker reflektiert, je größer der Absorptionsindex κ des Metalls für diese Farbe λ_0 ist. Läßt man daher gemischtes Licht aller Wellenlängen an spiegelnden Flächen der gleichen Substanz wiederholt reflektieren, so wird die Farbe mit dem größten κ zum Schluß viel weniger geschwächt sein als die anderen Farben. Hierauf beruht auch die Methode der Reststrahlen, d. i. die Herstellung ziemlich homogener Wärmestrahlen von sehr großer Wellenlänge mit Hilfe von Körpern, die auswählend absorbieren. So z. B. liefert nach Rubens das Licht eines Auerbrenners (ohne Zugglas) nach viermaliger Reflexion an Jodkalium (durch eine 0,8 mm dicke, senkrecht zur Achse geschliffene Quarzplatte filtrierte) Strahlen von der Wellenlänge $\lambda_0 = 94,1 \mu$.

Die optischen Konstanten der Metalle sind schwierig zu bestimmen, weil sie in starkem Maße von der augenblicklichen Oberflächenbeschaffenheit der Metallspiegel abhängen. Diese ist verschieden je nach der Art des Schleifens und Polierens und ändert sich hernach auch noch allmählich mit der Zeit. Der Einfluß der Luft ist am geringsten bei Gold und Nickel, während Kupfer- und Zinkflächen schon eine merkliche Änderung zeigen, selbst wenn sie nur eine Stunde lang einer sehr trockenen Atmosphäre ausgesetzt werden. Für eine Substanz kann man denjenigen Spiegel als den reinsten ansehen, der das kleinste n aufweist.

Wegen dieser Schwierigkeit, Metallspiegel mit wirklich reinen Oberflächen herzustellen, lassen sich die wahren Werte der Konstanten für die Metalle wohl höchstens mit einer Genauigkeit von etwa zwei Prozent ermitteln. Dagegen hängt die Gestalt der Dispersionskurve der optischen Konstanten zumeist in weniger starkem Maße von der Oberflächenbeschaffenheit der Spiegel ab. Die folgende Tabelle enthält einige Zahlenwerte, die von Drude für Natriumlicht gefunden wurden.

Metall	κn	n	φ'	ψ'	R
Gold	2,82	0,37	72,3°	41,6°	0,85
Kupfer	2,62	0,64	71,6	39,0	0,73
Quecksilber ..	4,96	1,73	79,6	35,7	0,78
Silber	3,67	0,18	75,7	43,6	0,95
Stahl	3,40	2,41	77,0	27,8	0,58

Das auffallende Resultat, daß bei manchen Metallen n kleiner als 1 ist, sich also in ihnen das Licht schneller fortpflanzt als in Luft, wird durch direkte Ermittlung von n aus der Brechung an sehr dünnen Metallprismen von weniger als einer Minute Prismenwinkel bestätigt.

Bemerkenswert ist noch eine Beziehung, welche sich aus der elektromagnetischen Lichttheorie zwischen dem Reflexionsvermögen und der elektrischen Leitfähigkeit eines undurchlässigen Körpers ergibt. Bezeichnet σ die absolute elektrische Leitfähigkeit in elektrostatischem Maße, ferner T die Schwingungsdauer des Lichtes von der Wellenlänge λ_0 und c die Lichtgeschwindigkeit in der Luft (also $\lambda_0 = cT$), so verlangt die elektromagnetische Theorie die Beziehung

$$n^2 \kappa = \sigma T.$$

Hieraus folgt, wenn für dasselbe λ_0 und dieselbe hohe Temperatur bedeutet A das Absorptionsvermögen, E das Emissionsvermögen des Körpers und E_s das Emissionsvermögen des theoretisch schwarzen Körpers (also $A = E : E_s = 1 - R$), für hinreichend große Werte von σT die einfache Beziehung

$$A = 1 - R = \frac{2}{\sqrt{\sigma T}} = 2 \sqrt{\frac{c}{\sigma \lambda_0}}.$$

Unter σ ist natürlich die Leitfähigkeit des Metalls bei der gleichen Temperatur zu verstehen, bei welcher die Größen R bzw. E und E_s gemessen werden.

Hagen und Rubens haben die vorstehende Beziehung für genügend lange Wellen quantitativ bestätigt gefunden, wobei zum Teil E und E_s gemessen wurden. Bei allen untersuchten Metallen war mit Ausnahme von Wismut die Übereinstimmung eine sehr gute von ungefähr $\lambda_0 = 10 \mu$ aufwärts, während sich weiter unterhalb große Abweichungen zeigten. Schönrock.

Näheres s. P. Drude, Lehrbuch der Optik. Leipzig.

Metallschliffe werden im Gegensatz zu den Dünnschliffen der Kristallographie in auffallendem Licht untersucht. Das Schleifen zu ihrer Herstellung geschieht auf Schmirgelpapier zunehmender Feinheit, dem das Polieren, meistens mit wässrigen

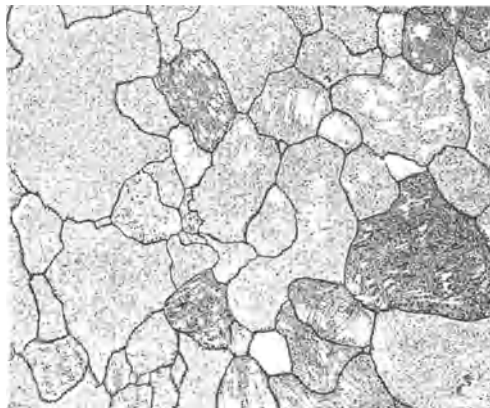


Fig. 1. Kristallgrenzenätzung, reines Eisen (nach Guertler). (Lin. Verg. 560).

Aufschlämmungen fein disperser Körper, folgt. Die Struktur wird meistens durch Ätzen bloßgelegt.

Ätzen der Metallschliffe geschieht meistens mit Flüssigkeiten, seltener mit Gasen (Anlaufenlassen). Bei Stücken, die aus mehreren Kristallarten (Phasen) bestehen, hat es den Zweck, mit Hilfe des verschiedenen Angriffs des Ätzmittels auf die verschiedenen Kristallarten ihre Unterscheidung zu ermöglichen. Da der Ätzvorgang ferner von der kristallographischen Orientierung der Schlißoberfläche abhängt, so können bei geeigneter „Kornfelderätzung“ (Fig. 1) die einzelnen Kristallite, insbesondere in schräg auffallendem Licht, auf

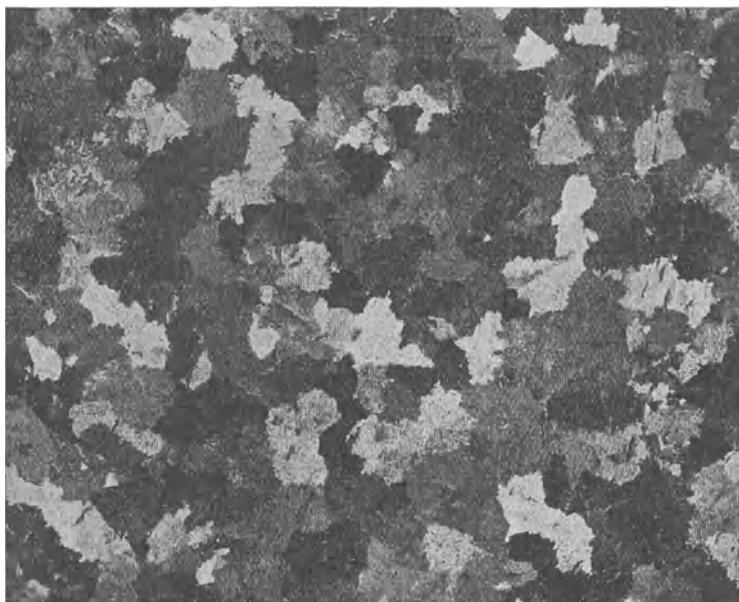


Fig. 2. Kristallfelderätzung; Gußaluminium. Ätzung: Flußsäure-Salzsäure. (Etwa nat. Größe).

Grund der verschiedenen Orientierung der Ätzfiguren und der damit zusammenhängenden Helligkeit voneinander unterschieden werden. Gewisse Ätzmittel machen die Kristallgrenzen sichtbar (Korngrenzenätzung, Fig. 2). *G. Masing.*

Metallspritzverfahren. Das von Schoop ausgearbeitete Metallspritzverfahren besteht im Prinzip darin, daß fein zerteilte, z. B. unter Verflüssigung zerstäubte Metalle mit großer Geschwindigkeit auf eine zu metallisierende Unterlage geschleudert werden, wobei die hohe Geschwindigkeit beim Aufprall die Metallteilchen zu festhaftender Vereinigung mit der Unterlage und miteinander bringt. Die ausgedehnteste Verwendung hat z. Z. das Drahtspritzverfahren erlangt, das mit einer Spritzpistole (auch Metallisator genannt) ausgeübt wird. In einer solchen Spritzpistole wird von einer kleinen Preßluftturbine ein Metalldraht axial in ein mit Brenngasüberschuß arbeitendes Gebläse eingeschoben, dort in der reduzierenden Flamme zum Schmelzen gebracht und unmittelbar darauf durch einen Preßluftstrahl zerstäubt und auf den zu metallisierenden Gegenstand aufgeschleudert. Wegen der Plötzlichkeit der Erhitzung, der Kürze der Erhitzungsdauer und der momentanen Wiederabkühlung der aufgeschleuderten Teilchen kann man überraschenderweise neben Edelmetallen auch unedle Metalle, wie Blei, Zink, Aluminium, Kupfer, Nickel, Eisen und technische Legierungen oxydfrei auf sehr temperaturempfindlichen Flächen, wie Papier, festhaftend aufbringen. Bei neueren Metallisierungsverfahren erfolgt die Metallzerstäubung durch einen elektrischen Kurzschlußlichtbogen zwischen zwei gegeneinander geschobenen Drähten unter gleichzeitiger Einwirkung eines intensiven Preßluftstrahls, bei dem der Lichtbogen vor allem bei Wechselstrom eine auffallende Stabilität bewahrt. *Carl Müller.*

Metallstrahlung s. Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 3.

Metallthermometer. Die Metallthermometer beruhen auf der Verschiedenheit der Wärmeausdehnung zweier verschiedenartiger Metalle, durch die eine Veränderung der Krümmung zweier an den Längsseiten miteinander verlöteter Metallstäbe, Metallspiralen u. a. hervorgerufen wird. Wird das eine Ende einer solchen Kombination festgehalten, so führt das andere Ende bei einer Temperaturänderung eine Bewegung aus, die mittels Hebelübertragung durch einen Zeiger sichtbar gemacht wird. Mit dem Zeiger kann eine Schreibvorrichtung verbunden werden, welche die Temperaturänderungen auf einem Papierstreifen aufzeichnet (Thermograph). Die Metallthermometer müssen durch Vergleichung mit einem Normalthermometer geeicht werden. *Scheel.*

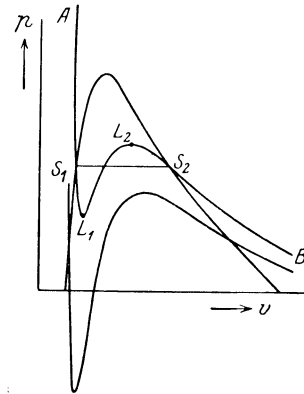
Metamagnetismus. Als Metamagnetismus wurde die von Overbeck zuerst gefundene Eigenschaft bestimmter Legierungen bezeichnet, daß sie in schwachen Feldern positiven Magnetismus zeigen, der mit wachsender Feldstärke ein Maximum erreicht, um dann wieder abzunehmen und schließlich in negativen Magnetismus überzugehen. Die Erscheinung erklärt sich durch das Vorhandensein von Verunreinigungen durch Eisen oder dgl. bei diamagnetischer Grundsubstanz. *Gumlich.*

Metamerie s. Isomerie.

Metastabil. In dem von Thomson ergänzten Andrewsschen Diagramm (s. d.) sind diejenigen

isothermen Zustände des Sättigungsgebietes, bei denen das Volumen mit abnehmendem Druck zunimmt, unter gewissen Bedingungen realisierbar. Sie umfassen auf der in der Figur dargestellten Isotherme die Strecken S_1L_1 und L_2S_2 und liegen also zwischen den stabilen Gebieten AS_1 und S_2B einerseits und dem labilen Gebiet L_1 bis L_2 (in dem das Volumen bei konstanter Temperatur gleichzeitig mit dem Druck wächst) andererseits. Nach Ostwald heißen die Zustandsgebiete S_1L_1 und L_2S_2 metastabil.

Das Stück S_1L_1 ist verhältnismäßig leicht zu verwirklichen. Bringt man eine von fremden Gasen freie Flüssigkeit in den einen Schenkel eines u-förmig gebogenen Glasrohres, das im übrigen mit Quecksilber gefüllt ist, so gelingt es bei lang-



Darstellung des metastabilen Zustandsgebietes.

samer Verringerung der Quecksilberhöhe des offenen Schenkels leicht, die Flüssigkeit unter einen Druck zu bringen, der unterhalb ihres Dampfdruckes liegt. Man kann auch gelegentlich beobachten, daß das Quecksilber in einem gut ausgekochten Barometerrohr kein Vakuum bildet, sondern am Glase haften bleibt, obwohl die zu höchst gelegenen Teile des Quecksilbers in diesem Falle sogar einen negativen Druck besitzen. Damit sind also auch die theoretisch geforderten Teile der Isotherme verwirklicht, welche unterhalb der v -Achse gelegen sind. Helmholtz beschreibt einen Versuch, bei dem für Wasser ein negativer Druck von mehr als einer Atmosphäre beobachtet wurde.

Auch die Siedevorzüge gehören in das Kapitel der metastabilen Zustände, soweit sie dem Gebiet S_1 bis L_1 entsprechen. Eine von gelösten Gasen freie Flüssigkeit, bei der die Bildung von Dampfblasen erschwert wird, kann man leicht über den normalen Siedepunkt erhitzen. Ihr spezifisches Volumen ist dann größer als dem Sättigungszustand entspricht. Tritt nach beträchtlicher Überhitzung die Dampfbildung ein, so erfolgt diese explosionsartig. Auf diese Erscheinung sind die Siedestöße zurückzuführen, die besonders lebhaft bei Quecksilber und in ziemlich starkem Maße bei flüssigem Sauerstoff auftreten.

Dem metastabilen Stück S_2L_2 der Isotherme gehören die Erscheinungen der Übersättigung von Dämpfen an, bei denen die Dampfdrucke höher und die Dichten größer sind, als sie dem gesättigten Dampf entsprechen. Übersättigungserscheinungen müssen vorübergehend auftreten, wenn Schallwellen durch gesättigte Dämpfe treten, da diese eine ab-

wechselnde Verdichtung und Ausdehnung des Mediums bewirken.

Luft läßt sich mit Wasserdampf übersättigen, wenn man alle Kondensationskerne fernhält.

Gelegentlich wird als metastabil auch der Zustand unterkühlter Flüssigkeiten bezeichnet. Die hierher gehörigen Erscheinungen werden durch die Figur nicht zur Darstellung gebracht. *Henning.*

Metastabile Quantenzustände. Energiestufen eines abgeschlossenen Atomsystems, von welchen aus keine spontanen Übergangsprozesse zu Quantenzuständen geringerer Energie, insbesondere zum Normalzustand des Atomsystems möglich sind. Die Lebensdauer (s. d.) eines metastabilen Zustandes wäre unendlich, wenn nicht Zusammenstöße mit anderen Atomsystemen eine Überführung in andere, nicht metastabile Zustände unvermeidlicherweise herbeiführen würden. Immerhin kann die tatsächliche mittlere Lebensdauer dann noch um sehr viel größer sein als jene der gewöhnlichen Quantenzustände, so daß ein Nachweis metastabiler Quantenzustände z. B. durch die Absorptionseigenschaften der in ihnen befindlichen Atomsysteme möglich ist.

Metastationäre Zustände, hypothetische, von den gewöhnlichen stationären Quantenzuständen verschiedene, nichtquantenhafte Zustände eines Atomsystems von äußerst geringen Lebensdauern (10^{-13} sec), welche bei der quantenhaften Zerstreuung der Strahlung (s. Quantenoptik) verwirklicht zu sein scheinen.

Metathese. Unter diesem Ausdruck faßt man doppelte Umsetzungen (s. d.) und Substitutionen (s. d.) zusammen, weil beide einen Platztausch von Atomen oder Gruppen bedeuten. *Schwab.*

Metazentrum. Ein an der Oberfläche einer Flüssigkeit schwimmender Körper taucht nach dem Archimedesschen Prinzip (s. d.) im Gleichgewichtszustand soweit in die Flüssigkeit ein, daß der dem Gewicht der verdrängten Flüssigkeit gleich große Auftrieb (Displacement, s. Auftrieb und Displacement) gleich dem Gewicht des Körpers ist. Die Verbindungslinie SF des Angriffspunktes F des Auftriebs (Displacementsschwerpunkt) und des Körperschwerpunktes S heißt Schwimmachse und fällt bei Gleichgewicht mit der Richtung des Auftriebs bzw. des Gewichtes zusammen, ist also vertikal gerichtet. Die in Höhe des Wasserspiegels durch den Körper gelegte Ebene, die den eingetauchten Teil vom übrigen Körper trennt, heißt Schwimmbene. Die Untersuchung der Stabilität der Gleichgewichtslagen eines schwimmenden Körpers ist auf eine aus geometrischen Eigenschaften der Schiffsform und der Massen- bzw. Gewichtsverteilung (Displacementsverteilung) abzuleitende Theorie (Dupin, Pollard und Duplebout, Guyon) zurückführbar. Bei verschiedenen durch Neigung des Körpers zur Wasseroberfläche aufeinanderfolgenden Lagen der Schwimmbene (sie umhüllen die sog. Wasserlinienhüllfläche oder kurz W-Fläche) beschreibt der Formschwerpunkt F die F-Fläche; Gleichgewichtslagen sind sonach alle diejenigen, bei denen die Normale zur F-Fläche durch S hindurchgeht. Allgemein läßt sich die Aufeinanderfolge der Schwimmlagen des Körpers als Rollbewegung der mit dem Körper fest verbunden gedachten W-Fläche auf der Wasseroberfläche deuten. Die Mittelpunkte der beiden Hauptkrümmungskreise der F-Fläche in jedem Punkte F

sind die beiden Metazentren M_1 und M_2 der zu F als Displacementsschwerpunkt gehörigen Schwimmlage. Zwischen den Flächen M und der F-Fläche besteht daher evolutorischer Zusammenhang. Liegen beide Metazentren höher als der Körperschwerpunkt S, so ist die Gleichgewichtslage stabil (Bouguersche Regel), dagegen labil, wenn auch nur einer der M-Punkte tiefer liegt. Der Abstand MS heißt metazentrische Höhe; für diese gilt die Beziehung:

$$MS = \frac{\text{Trägheitsmoment der zugehörigen Wasserlinienfläche}}{\text{Volumen der Wasserverdrängung}} \cdot FS.$$

Die metazentrische Höhe ist ein Maß für die Anfangsstabilität des Körpers, d. h. für die Stabilität bei einer unendlich kleinen Neigung aus der Gleichgewichtslage heraus. Man kann sich die Stabilität aus Form- und Gewichtsstabilität zusammengesetzt denken, wobei erstere von dem Moment des Kräftepaares herrührt, welches durch Ein- bzw. Austausch der zwischen den beiden benachbarten Schwimmbenen gelegenen Keilstücke wachgerufen wird, letztere von dem Moment des Kräftepaares, welches durch das Gewicht und den im Displacementsschwerpunkt der Ausgangslage angreifend gedachten Auftrieb gebildet wird. Die Gewichtsstabilität, die sonach bei Zusammenfallen von S mit F verschwindet, ist bei normalen Schiffen in der Regel negativ.

Die Einteilung in Gewichts- und Formstabilität kann man auch beim Übergang zu endlichen Neigungen aufrecht erhalten, wobei der Anteil der Gewichtsstabilität unverändert bleibt, während bei der Formstabilität zu dem durch das Anfangsmetazentrum gegebenen Anteil weitere Formanteile hinzutreten.

Nach anderen Gesichtspunkten unterscheidet man statische Stabilität, bei welcher man sich das auf Überneigen wirkende Moment (Krängungsmoment s. Krängung) allmählich anwachsend denkt, derart, daß in jedem Augenblick der Überneigung Gleichgewicht zwischen dem Krängungsmoment und dem aufrichtenden Moment des Schiffes besteht, und dynamische Stabilität, die bei plötzlich auftretenden überneigenden Momenten z. B. durch Windstoß auf Segel, Seegang u. a. in Frage kommt und die Arbeit bedeutet, die durch das statische Stabilitätsmoment bis zu dem jeweiligen Überneigungswinkel geleistet wird. Sie wird somit durch die Integrationskurve der über dem Winkel aufgetragenen statischen Stabilitätskurve dargestellt. Näheres, sowie über die Bedingungen des Kenterns (s. d.), ferner über die Stabilität beim Leckwerden, bei Roll- und Stampfbewegungen (s. Schiffsschwingungen) s. Horn: Theorie des Schiffes, in Hort und Auerbach, Handbuch der Mechanik, Bd. 3; ferner Kriloff: Theorie des Schiffes, Enzykl. der Math. Wiss. IV, 22. *Eisner.*

Meteore, auch Feuerkugeln genannt, sind aus dem Weltraum mit großer Geschwindigkeit in die Erdatmosphäre eindringende Steine, die durch den Luftwiderstand gebremst, zur Glut erhitzt und damit sichtbar werden.

Die kleineren, bis wenige Gramm schweren Gebilde, werden Sternschuppen genannt. Sie verdampfen völlig in der hohen Atmosphäre, wogegen die größeren als Meteorsteine zur Erde fallen. Die Geschwindigkeit, mit der die Meteore in die Erd-

atmosphäre eintreten, schwankt zwischen 10 und über 100 $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$. Infolge dieser großen Geschwindigkeit werden sie schon in Höhen von 200—120 km sichtbar und sind (als Sternschnuppen) in 100 bis 90 km bereits verdampft. Die Meteorsteine wiegen bis zu Tausenden von Kilogrammen. In Arizona befindet sich in gänzlich unvulkanischer Gegend der sog. Meteorkrater, der seine Entstehung wahrscheinlich einem Meteor von über 100 m Durchmesser verdankt.

Die Sternschnuppen treten zu gewissen Zeiten besonders häufig auf, so im August und November. Bei solchen Schwärmen scheinen dann alle Sternschnuppen von einem bestimmten Punkt des Himmels, dem Radianten zu kommen. Dieser ist der perspektivische Konvergenzpunkt paralleler Richtungen. Das periodische Auftreten dieser Sternschnuppen rührt davon her, daß ein Schwarm Meteoriten sich in langgestreckter Ellipse um die Sonne bewegt und daß die Meteoriten gleichförmig über die ganze Bahn verteilt sind. Wenn die Erdbahn einen solchen Schwarm schneidet, haben wir in den betreffenden Tagen alljährlich Sternschnuppenfall. Die Bahnen der verschiedenen Sternschnuppenschwärme sind sämtliche mit denen früher beobachteter und dann verschwundener Kometen identisch.

Die zu Boden fallenden Meteore bestehen aus bekannten Elementen. Die Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Elemente entspricht einigermaßen der irdischen Verteilung, nur fehlen die Elemente hohen Atomgewichtes nahezu vollständig. Man unterscheidet Eisen- und Steinmeteoriten. Erstere bestehen aus metallischem Eisen mit Nickel und Kobalt, letztere sind meistens Silikate.

Die Zahl der täglich die Erde treffenden Sternschnuppen muß Hunderttausende übersteigen, wogegen Meteorsteine nur wenige täglich niedergehen.

Bottlinger.

Meteorograph s. Aerologie.

Meteorologie. Die Lehre von den Erscheinungen in der Lufthülle der Erde, die als Physik der Atmosphäre meist von der Klimatologie (s. d.) unterschieden wird, bei welcher mehr der geographische Gesichtspunkt im Vordergrunde steht.

Die wichtigsten Grundlagen der meteorologischen Wissenschaft werden durch regelmäßige Beobachtungen geliefert, die täglich zu den gleichen Zeitterminen angestellt werden müssen, um brauchbares Material zu liefern. Die Erfahrung hat nun gezeigt, daß man ein annähernd richtiges Tagesmittel der Lufttemperatur (s. d.) errechnen kann, wenn man drei bestimmte Punkte der durch Registrierung während eines Tages erhaltenen Temperaturkurve kennt. Da nun die tägliche Periode der meisten meteorologischen Elemente in engem Zusammenhange mit der Lufttemperatur steht, so pflegt man an den Stationen höherer Ordnung in der Regel nur dreimal am Tage Beobachtungen anzustellen. Bei der Festsetzung geeigneter Beobachtungstermine muß auch in weitgehender Weise Rücksicht auf die Zeiteinteilung des bürgerlichen Lebens genommen werden, und deshalb haben sich als bequemste Beobachtungstermine für die Landstationen in Deutschland die Stunden 7a, 2p und 9p eingebürgert.

Als meteorologische Elemente, die an diesen Terminen oder an einem derselben beobachtet

bzw. gemessen werden, seien genannt: Luftdruck, Lufttemperatur, Bodentemperatur, Luftfeuchtigkeit, Bewölkung, Niederschlagsmenge, Windrichtung und Windstärke. Zu diesen regelmäßigen Beobachtungen kommen andere, nicht an Termine gebundene, über die Form und Zeit der Niederschläge (Regen, Schnee, Hagel, Graupeln, Tau, Reif, Raufrost usw.), das Auftreten von besonderen Erscheinungen wie Nebel und Gewitter, sowie von optischen Phänomenen, z. B. Sonnen- und Mondhöfen, Polarlicht, Elmsfeuer und sonstigen außergewöhnlichen Vorkommnissen, wie Staubfällen, akustischen Wahrnehmungen und dgl. mehr. Die meteorologischen Beobachtungen sind jetzt losgelöst, einerseits von den astronomischen, mit denen sie früher eng verknüpft waren, andererseits von den geophysikalischen, die neuerdings eine selbständige Organisation, vornehmlich in den erdmagnetischen und Erdbebenstationen, erhalten haben.

In allen Kulturländern besteht gegenwärtig ein mehr oder weniger dichtes Netz von meteorologischen Stationen. Als solche I. Ordnung bezeichnet man Observatorien, an denen Beobachtungen aller Art in möglichst großem Umfange von wissenschaftlichem Personal angestellt werden. Stationen II. Ordnung bilden den Hauptbestandteil des Netzes. An ihnen werden die wichtigsten Elemente nach einem international vereinbarten Schema beobachtet, und sie liefern die Grundlagen für den Wetterdienst. Stationen III. und IV. Ordnung führen nur ergänzende Beobachtungen über Temperatur, Niederschlag oder Gewitter aus.

Zu den Beobachtungen auf der Erdoberfläche treten neuerdings solche, die man in höheren Schichten der freien Atmosphäre mit Hilfe von Luftfahrzeugen verschiedener Art gewinnt (s. Aerologie).

Die Beobachtungen werden in Tabellen zusammengestellt und dem Zentralinstitut des Landes eingeschickt, das sie prüft, bearbeitet und zum Teil nach international vereinbartem Schema veröffentlicht. Die Bearbeitung der Beobachtungen erfolgt nach statistischen, mathematischen, physikalischen und geographischen Gesichtspunkten, wobei in weitgehendem Maße auf die Bedürfnisse der Praxis, insbesondere die verschiedenen Betätigungen des menschlichen Wirtschaftslebens Rücksicht genommen wird. So bildet z. B. die maritime Meteorologie, welche auf die besonderen Zwecke der Seeschifffahrt Bezug nimmt, einen Zweig der Meteorologie, der in Deutschland von der Deutschen Seewarte zu Hamburg gepflegt wird. Auch die Wetterkunde und ihre Organisation (s. Wetter) ist ein äußerst wichtiger Zweig der praktischen Meteorologie. Die dynamische Meteorologie beschäftigt sich hauptsächlich mit der Lehre von den Erscheinungen der Luftbewegung (s. Wind).

Internationale meteorologische Zeichen. Bei der Aufzeichnung und Veröffentlichung meteorologischer Beobachtungen sowie beim Entwerfen von Wetterkarten bedient man sich besonderer, international vereinbarter Zeichen. Es bedeuten:

Regen	☉	Graupeln	△
Schnee	✱	Nebel	≡
Gewitter	⚡	Reif	┌
Wetterleuchten	◁	Tau	⌒
Hagel	▲	Raufrost	∇

Glatteis	∞	Sonnenhof	⊙
Schneegestöber	→	Mondring	⊖
Eisnadeln	←	Mondhof	☾
Starker Wind	≡	Regenbogen	☾
Sonnenring	⊕	Nordlicht	⚡

Höhenrauch ∞.

Die Stärke der einzelnen Erscheinungen wird durch die Zahlen 0, 1 und 2 unterschieden, welche als Exponenten dem Symbol beigefügt werden. So bedeutet z. B. ☉⁰ schwacher Regen, ☉¹ mäßiger Nebel, ☉² starker Schneefall.

⊙ Windstille, ⊙ Nordwind Stärke 1 der Beaufort Skala (s. Wind), ⊙ Westwind Stärke 3, ⊙ Ostwind Stärke 8.

○ Wolkenlos, ☉ Heiter, ⊙ Halbbedeckt, ● Trübe, ● Ganz bedeckt. Bei der Bezeichnung der Himmelsrichtung bedeutet E = Osten. *O. Baschin*. Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Meter s. Längeneinheiten.

Meterkerze = frühere Bezeichnung für Lux (s. d.).

Metronom. Sehr laut tickendes („taktierendes“) Pendel mit veränderbarer Schwingungsdauer zur Festsetzung eines Vortragstempos für ein Musikstück.

Metronomie. Aufgabe der Metronomie genannten Wissenschaft ist es, Maßstäbe und Massenstücke an höhere Normale, letzten Endes an die im Bureau international des Poids et Mesures und bei den nationalen Aufsichtsbehörden für Maß und Gewicht aufbewahrten Urnormale (s. d. Artikel Längeneinheiten und Masseneinheiten) anzuschließen, d. h. die gegenseitigen Abweichungen mit größtmöglicher Genauigkeit festzustellen. Daneben hat die Metronomie nach Mitteln zu suchen, um die Fundamenteinheiten der Länge und Masse auf andere Weise sicherzustellen, als es durch Astronomie und Geodäsie geschehen kann. Dieser Zweig der Metronomie hat sich nach zwei Richtungen entwickelt. Einerseits ist es gelungen, die Längeneinheit auf die Wellenlänge bestimmter Strahlungen zurückzuführen (s. d. Artikel Längeneinheiten), andererseits ist durch umfangreiche Untersuchungen die wahre Beziehung der Massen- zur Längeneinheit festgestellt worden (s. d. Artikel Masseneinheiten). *Scheel*.

Michelsonscher Versuch (s. Artikel Optik bewegter Körper). Die Fresnelsche Theorie von der Nichtmitführung des Lichtes durch einen bewegten Luftstrom und der teilweisen Mitführung nach Maßgabe des Brechungsexponenten einer Substanz läßt erwarten, daß man aus der Beobachtung der optischen Erscheinungen relativ zu einem System, das sich mit der Geschwindigkeit v in bezug auf das Fundamentalsystem geradlinig gleichförmig bewegt, die Geschwindigkeit v dieser Bewegung nicht erkennen kann, soweit es sich um Beobachtungen von Effekten erster Ordnung im Aberrationswinkel $\frac{v}{c}$ handelt. Doch lassen sich auf Grund dieser Fresnelschen Theorie leicht Versuche ausdenken, bei denen man aus der Beobachtung von Effekten zweiter Ordnung die Geschwindigkeit v des Systems erkennen und berechnen kann.

Wir denken uns etwa einen starren Stab von der Länge L . Solange er im Fundamentalsystem ruht, braucht das Licht, um ihn zu durchlaufen und an seinem Ende von einem Spiegel reflektiert

wieder zum Anfangspunkt zurückzukehren, offenbar die Zeit

$$(1) \quad \tau = \frac{2L}{c}.$$

Wir nehmen nun an, der Stab befinde sich in einem mit der Geschwindigkeit v gegen das Fundamentalsystem geradlinig gleichförmig bewegten System und seine Achse falle mit der Bewegungsrichtung zusammen. Wenn das Licht jetzt vom Anfang des Stabes A bis zum Ende B gelangt ist, hat dieses Ende inzwischen den Weg $v\tau'$ zurückgelegt, wenn τ' die Zeit ist, die das Licht braucht, um vom Anfang zum Ende des Stabes zu gelangen. Nennen wir die Zeit, die das Licht braucht, um nach Reflexion in B wieder an den Stabanfang zu gelangen, τ'' , so kommt ihm der Stabanfang um das Stück $v\tau''$ entgegen; das Licht legt also nur den Weg $L - v\tau''$ im Fundamentalsystem zurück. Da nun die Geschwindigkeit relativ zum Fundamentalsystem nach Fresnel trotz der Erdbewegung immer noch c ist, so gelten die beiden Gleichungen:

$$(2) \quad L + v\tau' = c\tau' \quad L - v\tau'' = c\tau''.$$

Aus ihnen ergibt sich für die Zeit τ_1 des Hin- und Herganges des Lichtes an einem der Bewegungsrichtung parallel liegenden bewegten Stab

$$(3) \quad \tau_1 = \tau' + \tau'' = \frac{2L}{c \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}.$$

Liegt der Stab aber senkrecht zur Bewegungsrichtung des Systems, und nennen wir die Zeit, die das Licht zum Hin- und Hergang an einem solchen Stab braucht, τ_2 , so hat sich der Stab in dieser Zeit aus der Lage AB (Fig. 1) in die Lage A'B' verschoben, wobei $AA' = BB' = v\tau_2$.

Der Lichtweg im Fundamentalsystem ist dann der Streckenzug ACA', wobei $AC = CA' = \frac{1}{2}c\tau_2$ und $BC = CB' = \frac{1}{2}v\tau_2$ und wegen $AB = L$ nach dem pythagoraischen Lehrsatz

$$(4) \quad \tau_2 = \frac{2L}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

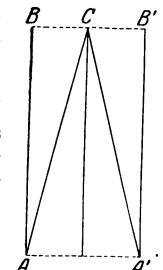


Fig. 1.

Aus dem Vergleich der Gleichungen 4) und 3) sehen wir, daß für den Hin- und Hergang des Lichtes an einem Stab von der Orientierung dieses Stabes gegen die Bewegungsrichtung des Systems abhängt, daß diese Abhängigkeit je nach der Geschwindigkeit v verschieden groß ausfällt und daher aus der Beobachtung dieser Abhängigkeit die Geschwindigkeit v des Systems berechnet werden kann.

Michelson stellte nun 1881 einen Versuch an, um zu prüfen, ob sich diese Folgerung aus der Fresnelschen Lichttheorie auch wirklich in der Erfahrung bestätigt. Um die Zeitdifferenz $\tau_2 - \tau_1$, die ja von zweiter Ordnung in $\frac{v}{c}$ ist, zu messen,

brachte er die an zwei senkrecht zueinander orientierten (auf der bewegten Erde festen) Stäben hin- und hergehenden Lichtstrahlen zur Interferenz und untersuchte, wie sich die Interferenzstreifen mit der Orientierung der Stäbe gegen die Richtung der Erdbewegung verändern.

Seine Versuchsanordnung war ungefähr die folgende: Er ließ (Fig. 2) paralleles Licht S unter 45° auf eine planparallele Platte P fallen. Ein Teil des Lichtes geht dabei in seiner ursprünglichen Richtung durch die Platte hindurch, wird an einem Spiegel S_1 reflektiert, geht zur Platte zurück,

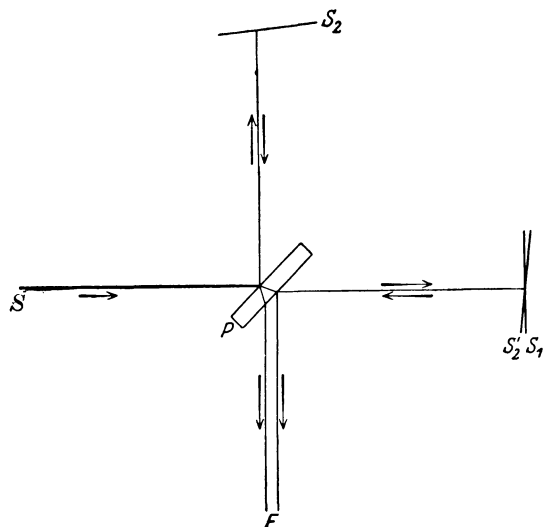


Fig. 2. Versuchsanordnung von Michelson.

und wird von ihr in die Richtung F reflektiert, wo es durch ein Fernrohr beobachtet wird. Der andere Teil des auf P einfallenden Lichtes wird von P reflektiert, fällt dann senkrecht auf den Spiegel S_2 , wird von ihm zurückgeworfen und gelangt durch die Platte P hindurch auch in das Fernrohr. Durch dieses kann man also die Interferenzen der beiden durch Teilung aus dem ursprünglichen Strahlenbündel entstandenen Bündel beobachten. Sehen wir zuerst von der Bewegung der Erde ab und nehmen wir an, daß die Entfernung der Spiegelmittelpunkte S_1 und S_2 vom Plattenmittelpunkt P genau gleich L sind und die Richtungen der beiden durch Teilung entstandenen Parallelstrahlenbündel aufeinander senkrecht stehen. Die ursprünglich an P reflektierten Strahlen würden offenbar ihre Lichtzeit nicht ändern, wenn sie anstatt an P reflektiert zu werden, auch wie die anderen hindurchgehen würden und an dem durch P entworfenen geometrischen Spiegelbild des Spiegels S_2 reflektiert würden. Bezeichnen wir dieses Spiegelbild mit S_2' , so können wir die ganze Erscheinung so auffassen, als würde ein paralleles Bündel S auf eine durchsichtige Platte mit den Flächen S_1 und S_2' auffallen und die durch Reflexion an der Vorder- und Hinterfläche entstandenen Interferenzbilder beobachtet. Wären die beiden Spiegel S_1 und S_2 genau senkrecht auf den Richtungen der Teilbündel, so würden S_1 und S_2' ganz zusammenfallen und es würde überhaupt keine Interferenzerscheinung zustandekommen. Nun stehen sie aber in Wirklichkeit nie vollkommen senkrecht und sind nie vollkommen eben, so daß auch S_1 und S_2' einen kleinen Winkel miteinander einschließen. Wir haben es dann mit den Interferenzerscheinungen zu tun, die durch Reflexion eines parallelen Bündels an zwei unter einem kleinen Winkel φ gegeneinander geneigten Flächen zustandekommen (ähnlich wie beim Newtonschen

Farbenglas). Man spricht dann von Interferenzstreifen konstanter Dicke, denn die Streifen sind den Kurven parallel, die wir uns etwa auf S_1 gezogen denken und die alle Punkte verbinden, die gleichen Abstand von S_2' haben. Sind die Spiegel eben, so sind diese Kurven gerade und wir sehen abwechselnd dunkle und helle geradlinige Streifen. Die dunklen Streifen haben folgende Lage (s. Artikel Interferenz des Lichtes). Betrachtet man ein derartiges keilförmiges Blättchen im senkrecht auffallenden und reflektierten Licht, so erscheint die Kurve der Dicke Null als dunkler Streifen und in regelmäßigem Abstand von $\delta = \frac{\lambda}{2 \operatorname{tg} \varphi}$ erscheinen parallele dunkle Streifen. Dieselbe Erscheinung wird nun beim Michelsonversuch beobachtet; nur wird das vom Keil S_1, S_2' zurückgeworfene Licht noch durch die Platte P um 90° abgelenkt, ehe es durch das Fernrohr aus der Richtung F her beobachtet wird.

Diese auch auf einer ruhenden Erde sichtbare Erscheinung wird nun durch die Erdbewegung insofern beeinflusst, als auf Grund der Annahme der Fresnelschen Theorie das im Sinne der Erdbewegung hin- und hergehende Licht hinter dem senkrecht zur Erdbewegung laufenden zurückbleibt und nach Gleichung 3) und 4) um den Betrag $\tau = \tau_1 - \tau_2$ mehr Zeit braucht, um zum Vereinigungspunkt P der interferierenden Bündel zu gelangen. Diese Zeitdifferenz ist von zweiter Ordnung

in $\frac{v}{c}$ und wenn wir Größen von höherer als der zweiten vernachlässigen, beträgt sie

$$\tau = \frac{2L}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = \frac{Lv^2}{c^3} \quad 5)$$

Bewegt sich nun die Erde anfangs in der Richtung PS_1 , so kommt das auf dasselbe hinaus, als wäre die Erde in Ruhe geblieben, aber der Weg PS_1 des einen Bündels sei jetzt im Verhältnis von $L + v\tau$ zu L größer als des senkrecht dazu laufenden, d. h. man muß sich den Spiegel S_1 um das Stück $v\tau$ parallel mit sich selbst von P weg verschoben denken. Dabei verschiebt sich offenbar die Schnittlinie von S_1 und S_2' von P aus gesehen nach rechts und mit dieser (der Kurve der Dicke Null unseres keilförmigen Blättchens) auch alle anderen Interferenzstreifen. Wenn sich umgekehrt die Erde in der Richtung PS_2 bewegt, so kommt das darauf hinaus, als würde die Fläche S_2' unseres Keiles parallel mit sich selbst um das Stück $v\tau$ von P weg in der Richtung PS_1 verschoben sein, womit offenbar eine Verschiebung der Schnittlinie und daher der Interferenzstreifen nach links verbunden ist.

Michelson stellte nun den Versuch so an, daß er den ganzen Apparat auf einem drehbaren Untergestelle anbrachte und die Interferenzstreifen erst in der Stellung beobachtete, wo der Arm PS_1 des Apparates in die Richtung der Erdbewegung (um die Sonne) fiel und dann nachsah, wie sich bei Drehung des Apparates um 90° die Streifen verschoben.

Nach der zugrunde gelegten Fresnelschen Theorie muß diese Verschiebung einer Differenz der Lichtzeiten entsprechen, die das Doppelte der in Gleichung 5) berechneten Zeit τ ist, weil dort nur die durch Übergang von ruhender zu bewegter Erde hervorgebrachte Differenz berücksichtigt ist,

während sich bei Michelson gleichgroße Verschiebungen der Streifen vom Zentrum nach rechts und links addieren.

Nennen wir die gesamte so erzeugte Streifenverschiebung x , so ist ihr Verhältnis zur Streifenbreite δ

$$\frac{x}{\delta} = \frac{2\tau}{T} \dots \dots \dots 6)$$

wo $T = \frac{\lambda}{c}$ die Periode des verwendeten Lichtes ist.

Aus 5) und 6) folgt also für die Verschiebung in Streifenbreiten ausgedrückt

$$\frac{x}{\delta} = 2 \frac{L}{\lambda} \frac{v^2}{c^2} \dots \dots \dots 7)$$

Wenn für v die Geschwindigkeit der Erde relativ zur Sonne eingesetzt wird, ist ungefähr $\frac{v}{c} = 10^{-4}$.

Für λ setzen wir die Wellenlänge der D-Linie des Natriums, also $\lambda = 5.3 \times 10^{-5}$ an. Die ersten Versuche machte Michelson mit einem Apparat von der Dimension $L = 1,2 \times 10^2$ cm. Dann ist $\frac{2L}{\lambda} = 4,5 \times 10^6$ und $\frac{x}{\delta} = 0,045$. Wenn man berücksichtigt, daß die Richtung der Lichtstrahlen beim Versuch nicht genau mit der Richtung der Erdbewegung übereinstimmte, war sogar nur eine Verschiebung von 0,024 Streifenbreiten zu erwarten. Da die wirkliche Beobachtung im Mittel eine Verschiebung von 0,022 ergab, für die Richtungen, in denen eigentlich gar keine Verschiebung entstehen sollte, aber 0,034, so konnte man aus dem Versuch nichts Sicheres entnehmen.

Um nach der Theorie einen größeren Effekt zu erzielen, wiederholte Michelson im Jahre 1887 gemeinsam mit Morley seinen Versuch unter Anwendung eines viel längeren Lichtweges. Durch wiederholte Reflexionen in einem riesigen Apparat erzielte er einen Weg von $L = 1,2 \times 10^8$ cm. Daraus ergab sich für $\frac{n}{\delta} = 0,4$, also eine Verschiebung von

fast einer halben Streifenbreite. Die beobachtete Verschiebung hatte aber einen Wert von höchstens $\frac{1}{20}$ der Streifenbreite und der wahrscheinlichste Wert war sogar nur $\frac{1}{40}$. Man kann also wohl sagen, daß die Michelsonschen Versuche die Fresnelsche Annahme von der Nichtmitführung des Lichtes durch die bewegte Erdatmosphäre nicht bestätigen. Da diese Annahme aber durch den Fizeauschen Versuch gestützt ist, mußte man zu der Annahme kommen, daß wohl die Fresnelsche Annahme richtig ist, aber dann gewisse andere Annahmen, unter denen man aus der Fresnelschen Hypothese auf den Wert der Verschiebung Gleichung 7) geschlossen hatte und die man ganz stillschweigend als selbstverständlich ansah, falsch seien. Als diese Annahme zeigte sich, wie Lorentz bemerkte, die Annahme der Unveränderlichkeit der Länge bei bewegten Körpern. Für unseren heutigen Standpunkt beweist also der Michelsonversuch nicht die Unrichtigkeit der Fresnelschen Theorie, sondern die Kontraktion bewegter Körper infolge der Bewegung.

Für die Größe v hatten wir die Geschwindigkeit der Erde relativ zur Sonne eingesetzt. Eigentlich sollte hier die Geschwindigkeit der Erde relativ zum Fundamentalsystem stehen. Wir hatten also stillschweigend angenommen, daß die Sonne im Fundamentalsystem ruht. Lassen wir aber, wie

es wegen der Übereinstimmung mit dem mechanischen Inertialsystem naheliegender ist, den Fixsternhimmel im Inertialsystem ruhen, so tritt zu v , wie wir es angenommen haben, noch die Relativgeschwindigkeit des Sonnensystems gegen den Fixsternhimmel hinzu. Auch wenn man diese berücksichtigt, findet man immer wieder eine Verschiebung der Interferenzstreifen, die mit den Versuchsergebnissen nicht vereinbar ist.

In den Jahren 1904 und 1905 wiederholten Morley und Miller den Versuch mit demselben negativen Ergebnis, genauer gesagt: ein Ätherwind von der Geschwindigkeit 3,5 km/sec war mit ihren Ergebnissen noch vereinbar, während die Geschwindigkeit der jährlichen Erdbewegung 30 km/sec beträgt.

Wenn man diese Ergebnisse im Anschluß an die Stokesche Theorie (s. Artikel Optik bewegter Körper) durch Haften des Äthers an der Erdoberfläche erklärt, so liegt es nahe zu versuchen, ob auf hohen Bergen der Michelsonversuch immer noch negativ ausfällt. In den Jahren 1921—1924 hat Miller den Versuch an mehreren Stellen des Mount Wilson (Seehöhe ca. 1800 m) angestellt und eine Verschiebung der Streifen erhalten, die einem Ätherwind von 9 km/sec entsprechen. Dieses Resultat kann nicht zugunsten der Stokeschen Äthertheorie gedeutet werden, da in so geringer Höhe nach ihr der Ätherwind noch nicht so stark sein könnte. Auch würde eine so rasche Zunahme dieses Windes mit den Beobachtungen über Abberation nicht vereinbar sein. Auch die Versuche von Tomaschek (s. Artikel Trouton-Noblescher Versuch) sprechen gegen das Vorhandensein eines Ätherwindes in solchen Höhen. Im übrigen scheinen die Streifenverschiebungen, die Miller beobachtete, auf Versuchsfehlern zu beruhen, da nach H. A. Lorentz und Thirring die durch die Erdbewegung relativ zur Erde entstehende Ätherströmung eine ganz andere Verteilung der Geschwindigkeitsrichtungen aufweisen mußte, als sie aus den Millerschen Ergebnissen hergeleitet werden kann.

Ferner wurde der von Michelson, Morley und Miller mit irdischen Lichtquellen ausgeführte Versuch von R. Tomaschek mit Fixsternlicht wiederholt. Es ergab sich ebensowenig wie bei Michelson eine Verschiebung der Streifen.

Philipp Frank.

Näheres s. Mascart, *Traité d'Optique*, Tome III. Paris 1893.

Miescher Oszillator, Erreger für kurze elektrische Schwingungen von 10 cm bis mehreren Metern Wellenlänge, bestehend aus einem Kreis mit relativ großer Kapazität, recht kleiner Selbstinduktion und symmetrisch liegender sehr kurzer Funkenstrecke, an die zwei parallele Stäbe angelegt sind (Antennen). Der erstgenannte Kreis mit Funkenstrecke bildet das Primärsystem, sekundär schwingen die beiden Antennen mit der Kreiskapazität in Serie ohne Funkenstrecke. Die Erregung ist reine Stoßerregung, sie gestattet um 20 cm Wellenlänge noch Dekremente von 0,020—0,030. Der Funken liegt in Petroleum, noch besser in Leuchtgas.

H. Rukop.

Näheres s. H. Rukop, *Ann. d. Phys.* 42, 489, 1913.

Mikroanalyse. Der Nachweis und die Bestimmung eines extrem verdünnten Bestandteils in einem Gemisch, von dem eine Menge von mehreren Zehntelgramm zur Untersuchung vorliegt, kann manchmal mit Hilfe einer physikalischen Methode (z. B.

spektroskopisch) und manchmal in unmittelbarer Anlehnung an den gewöhnlichen Analysengang durch besonders empfindliche Reaktionen in bestimmter Ausführungsform durchgeführt werden. Eine neuartige Aufgabe tritt aber dann auf, wenn nur eine Substanzmenge von einigen Milligramm zur Untersuchung vorliegt, die vollständig analysiert werden soll. Dies kann nach den mikroanalytischen Methoden geschehen, wie sie besonders von Behrens, Emich und Pregl ausgebildet worden sind. Ein besonderes Instrumentarium ermöglicht es, chemische Reaktionen direkt unter dem Mikroskop oder jedenfalls mit mikroskopischen Substanzmengen vorzunehmen. Die hierbei zur Analyse verwandten Reaktionen stimmen aber nur teilweise (z. B. elektrolytische Abscheidung) mit den bei der Untersuchung größerer Stoffmengen überein, weil mehr als in der gewöhnlichen Analyse das besondere Aussehen eines Niederschlages, wie er unter starker Vergrößerung erscheint, zu analytischen Schlüssen benutzt werden muß. Und meßtechnisch kommt außer der Verwendung der Mikrowaage noch die Ausmessung fester Partikel unter dem Mikroskop hinzu. Kleinste Mengen sehr unlöslicher, kolloidal ausgefallener Niederschläge werden nicht koaguliert und von der flüssigen Phase getrennt, sondern durch den Tyndalleffekt gemessen, den sie verursachen (Nephelometrie). Auch die organische Elementaranalyse kann als Mikroanalyse ausgeführt werden.

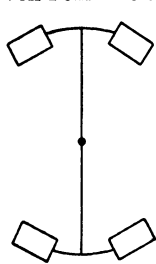
Günther.

Näheres s. F. Emich in dem Handbuch der Arbeitsmethoden in der anorganischen Chemie von Tiede und Richter. 2. Bd. Berlin und Leipzig 1925. Seite 655.

Mikroaufnahmen s. Mutungen, magnetische.

Mikrobarograph. Zur Aufzeichnung ganz geringer Druckschwankungen können die Bewegungen einer Aneroidbarometermembran mittels eines dünnen Fadens aus Phosphorbronze auf einen horizontal gelagerten Zylinder übertragen werden. Letzterer muß gut bearbeitet und sorgfältig gelagert sein. Die Drehungen des Zylinders, an dem ein Spiegel befestigt ist, werden mit Fernrohr und Skale beobachtet. Bei selbsttätiger Registrierung fällt der vom Spiegel reflektierte Lichtstrahl auf photographisches Papier, das auf eine drehbare Trommel gespannt ist. (Nagaoka und Ayabe, 1923). H. Ebert.

Mikrofarad. Da ein Farad (s. d.) eine außerordentlich große Kapazität darstellt, so wird die Kapazität meist in Mikrofarad = 1 Milliontel Farad (10^{-6} Farad, abgekürzt μF) gemessen, mitunter auch in Billiontel Farad (10^{-12} Farad, abgekürzt $\mu \mu F$), eine Größe, die nahe gleich der Kapazität von 1 cm im elektrostatischen Maß ist. W. Jaeger.



Mikrogalvanometer.

Mikrogalvanometer (Rosenthal).

Ein Nadelgalvanometer (s. d.), bei dem die Galvanometerfunktion dadurch sehr groß gemacht ist, daß die Windungen nahe an die Nadel herangebracht werden (s. die Figur); die Nadeln werden in die Windungen bei Stromdurchgang hineingezogen oder abgestoßen. Der Vorteil wird aber zum Teil dadurch wieder aufgehoben, daß die Form der Nadeln ungünstig ist. Auch von Gray und

Kollert sind ähnliche Instrumente konstruiert worden.

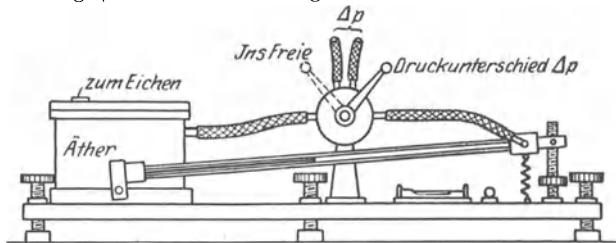
W. Jaeger.

Näheres s. Rosenthal, Wied. Ann. 23, 677; 1884.

Mikrokanonische Gesamtheit s. Ergodenhypothese.

Mikromanometer. Zur Messung kleiner Spannungs- oder Druckunterschiede bedient man sich besonders hergerichteter Apparate, zu denen im gewissen Sinne auch die unter Manometer am Schluß behandelten Flüssigkeitsmanometer mit verschiedenen Flüssigkeiten gehören. Wird nur eine Flüssigkeit verwendet, so müssen die Schenkel geeignet konstruiert werden. Dem einen gibt Recknagel einen großen Durchmesser, dem anderen, der geneigt ist, einen sehr kleinen (Fig. 1). Ein besonders konstruierter Hahn verbindet die beiden Schenkel mit der Außenluft und den Zuleitungen der Drucke, deren Differenz gemessen werden soll. Die Neigung des dünnen Schenkels bestimmt die Empfindlichkeit. Neigungen von 1:100 und 1:1000 sind nur bei sorgfältigster Ausführung von praktischer Bedeutung (Block).

Zur Feststellung des Gradwertes eines Intervalls d. h. des Wertes in Millimeter Flüssigkeitssäule, den ein Intervall der in gleichen Abständen unterteilten



Mikromanometer nach Recknagel.

Skale bei einer bestimmten Neigung bedeutet, wird eine genau bekannte Menge Flüssigkeit durch eine besondere Öffnung in das große Gefäß mit dem Querschnitt Q eingefüllt und der Anstieg der Flüssigkeit im schrägen Schenkel mit dem Querschnitt q um die Strecke n_0 beobachtet.

Ist das Volumen V_0 , vom Gewicht $\gamma V_0 = G_0$, eingefüllt, so ist $V_0 = Q \cdot h_0 + q \cdot n_0$, wo h_0 die Niveauerhöhung im großen Gefäß bedeutet. Ferner ist $h_0 = n_0 \cdot \sin \alpha$, da — senkrecht gemessen — in beiden Schenkeln der Flüssigkeitsspiegel gleich hoch steigt. Mithin wird

$$V_0 = Q \cdot n_0 \cdot \sin \alpha + q \cdot n_0 \text{ oder}$$

$$\frac{V_0}{Q} = n_0 \left(\sin \alpha + \frac{q}{Q} \right)$$

für eine beliebige Höhe h, der die Strecke n entspricht, ist $h = n \left(\sin \alpha + \frac{q}{Q} \right)$ d. h. $h = n \frac{V_0}{Q \cdot n_0}$ und, da der Druck $p = h \gamma$, γ also das spezifische Gewicht der Flüssigkeit, so ist

$$p = h \gamma = n \cdot \frac{V_0 \gamma}{Q \cdot n_0} = n \cdot \frac{G_0}{Q \cdot n_0}$$

Der zu n gehörige Druck ist bestimmt.

Um bei festem, schmalen Schenkel für alle Drucke mit gleicher Genauigkeit messen zu können, muß die Mittellinie dieses Schenkels die Form einer Traktrix haben (Zahn, 1924).

Levy benutzt zur Eichung von Mikromanometern eine Taucherglocke, die an einem Waagebalken austariert ist und in Wasser hineinragt. Durch Beschweren dieser Glocke, deren Inneres

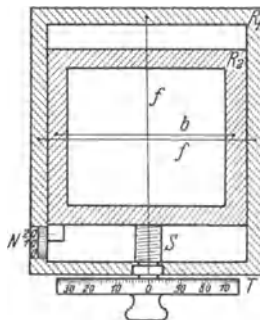
mit dem zu eichenden Instrument in Verbindung steht, mit Gewichten erzeugt man einen nach einer besonderen Formel zu errechnenden Überdruck. Eingestellt wird praktisch nach einer Nullmethode, indem durch geeignete Vorrichtungen Luft in die Glocke eingelassen wird, und so die Glocke selbst immer gleich tief taucht.

Ein neues Mikromanometer der Askanierwerke beschreibt Ewald: Es ist ein Wassersäulenminimeter, das $\frac{1}{100}$ mm Wassersäule genau messen soll. Von zwei kommunizierenden Gefäßen wird das eine so weit gehoben, bis der Höhenunterschied der Flüssigkeitsspiegel dem Meßdruck das Gleichgewicht hält. Da das Instrument mit Wasser gefüllt ist, muß die Hubhöhe auf $\frac{1}{100}$ mm genau eingestellt werden können. Das geschieht durch Anvisieren einer im Wasser befindlichen vergoldeten Spitze, deren Spiegelbild an der Wasseroberfläche mit der eigentlichen Spitze ein Kreuz bilden muß, s. A. Betz, Handb. f. Experimentalphysik Bd. IV.

H. Ebert.

Mikrometer dienen zum Ausmessen kleiner Distanzen, zumeist solcher innerhalb des Gesichtsfeldes eines Fernrohres. Es gibt sehr verschiedene Arten von Mikrometern, von denen die hauptsächlichsten angeführt seien.

Das Ringmikrometer besteht aus einem in der Brennebene des Objektivs angebrachten Stahlring. Bei feststehendem Fernrohr beobachtet man die Ein- und Austrittzeiten zweier Sterne an der Außen-



Das Fadenmikrometer.

und Innenseite des Ringes. Sind der innere und äußere Radius des Ringes bekannt, so läßt sich die Relativposition beider Gestirne einfach ableiten. Ist also die Position des einen bekannt, so erhält man die des zweiten Sternes durch Addition der beobachteten Differenzen. Ein Instrument mit Ringmikrometern bedarf keiner besonderen Aufstellung und hat ferner den Vorteil, daß man den breiten Ring auch ohne Feldbeleuchtung stets noch sieht. Es eignet sich besonders für lichtschwache, verwaschene Objekte, wie Kometen, zu deren Beobachtung es noch gelegentlich verwandt wird. Ähnlich ist das Kreuzstabmikrometer, bei dem statt des Ringes, zwei sich unter 90° schneidende Lamellen angebracht sind.

Das Fadenmikrometer bedarf künstlicher Beleuchtung, um die Fäden sichtbar zu machen. Für alle helleren Objekte benutzt man Feldbeleuchtung, bei der sich die Fäden dunkel abheben. Bei lichtschwachen Objekten beleuchtet man die Fäden. In der Brennebene des Objektivs sind rechtwinklig zueinander mehrere feinste Spinnfäden ausgespannt, von denen gewöhnlich einer an einem durch eine feine Schraube S verstellbaren Rahmen R_2 sitzt. An diesem beweglichen Rahmen ist eine Marke, an dem festen Teil N eine Skala (oder umgekehrt) angebracht, die die Zahl der Schraubenumdrehungen abzulesen gestattet. Unterhalb des Schraubenkopfes an der sog. Trommel ist ebenfalls eine Teilung angebracht, mit deren Hilfe man die Bruch-

teile der Umdrehung, je nach der geforderten Genauigkeit auf Hundertel oder Tausendstel ablesen kann. Der Umdrehungswert der Schraube muß dann in Bogenmaß verwandelt werden. Den Rektaszensionsunterschied mißt man oftmals als Unterschied der Durchgangszeiten durch einen festen Faden bei feststehendem Fernrohr, den Deklinationsunterschied mit dem beweglichen Faden. Oder das Mikrometer ist im Positionswinkel drehbar und man mißt bei mittels Uhrwerks nachgeführtem Fernrohr Positionswinkel und Distanz (s. Himmelskoordinaten).

Das Fadenmikrometer wird ferner benutzt bei den Ablesemikroskopen für geteilte Kreise (Meridiankreis, Vertikalkreis usw.). Man benutzt hier meist einen beweglichen Doppelfaden, den man bei der Messung so stellt, daß er eingestellten Strich der Kreisteilung genau in die Mitte nimmt. Anstatt der Skala zur Zählung der Schraubenumdrehungen hat man hier im Gesichtsfeld des Mikroskops neben der Kreisteilung eine gezahnte Platte, bei der jeder Zahn einer Umdrehung entspricht. Ferner soll der Abstand zweier Kreisstriche einer oder einer ganzen Zahl von Schraubenumdrehungen entsprechen. Ist dies nicht genau erfüllt, so hat das Mikroskop einen R u n, dessen Einfluß berechnet werden muß.

Zur Messung der Rektaszension gebraucht man neuerdings für alle exakten Messungen das unpersönliche Mikrometer von Repsold. Nach der ältesten Auge- und Ohrmethode schätzte man den Vorbeigang eines Sternes am Faden nach den Sekundenschlägen der Uhr auf Zehntelsekunden. Später gab man durch elektrischen Kontakt ein Signal auf den Chronographen (s. d.) (sog. Tastermethode). Neuerdings hat man einen in Rektaszension beweglichen Faden eingeführt und an der Schraubentrommel mehrere Kontakte angebracht. Der Beobachter hat nur noch die Trommel so zu drehen, daß der bewegliche Faden den Stern biseziert. Elektrische Signale, die einer bestimmten Stellung der Trommel und somit des Sternes entsprechen, werden auf dem Chronographen aufgezeichnet. Weil die persönlichen Fehler der Beobachter, vor allem die Reaktionszeit, die sog. persönliche Gleichung bei diesem Mikrometer gegen die früheren Methoden erheblich verkleinert sind, spricht man vom unpersönlichen Mikrometer. Neuerdings ist es an verschiedenen Orten noch dahin vervollkommen worden, daß man den beweglichen Faden durch ein Uhrwerk nachführen und den Beobachter nur noch kleine Korrekturen anbringen läßt. Die Geschwindigkeit ist verstellbar und kann verschiedenen Deklinationen angepaßt werden.

Die bisher beschriebenen Mikrometer messen alle am Okularende, sie heißen deswegen Okularmikrometer. Es gibt aber auch ein Objektivmikrometer, das Heliometer von Bessel. Wird ein Objektiv längs eines Durchmessers zerschnitten und beide Hälften in dieser Richtung gegeneinander verschoben, so entstehen von jedem Sterne zwei Bilder. Durch entsprechende Verschiebung und Drehung des Objektivs im Positionswinkel kann man das Bild 1 eines Sternes A mit dem Bild 2 eines Sternes B zur Deckung bringen und auf diese Weise Positionswinkel und Distanz messen. Die Heliometer haben vor allen Okularmikrometern den Vorteil, daß man sehr große Distanzen messen kann (bis zu 2°), trotzdem werden sie in neuerer Zeit nicht mehr gebaut, da die Distanz nicht völlig

proportional der Verschiebung ist und Konstruktion wie Rechnung schwierig sind.

Bottlinger.

Näheres s. Ambronn, Handb. d. Astronomischen Instrumentenkunde.

Mikrometerschrauben. Um z. B. die Lage des Schlittens einer Teilmaschine, oder des Fadenpaares in einem Okularmikrometer (s. d. Artikel Längenmessungen) genau zu fixieren, bedient man sich der Schraube. Zu diesem Zweck ist auf dem Schraubenkopf ein niedriger Zylinder, die Schraubentrommel, derartig aufgesetzt, daß die Zylinderachse mit der Achse der Schraube zusammenfällt. Ist die Schraubentrommel, wie das gewöhnlich geschieht, in 100 gleiche Teile geteilt, so entspricht einer Drehung der Schraube um einen Trommelteil eine Fortbewegung des Schlittens und damit des Beobachtungsmikroskops bzw. der Okularfäden um den hundertsten Teil eines Schraubenganges. Kennt man die Ganghöhe der Schraube, so läßt sich also leicht aus den Messungen an der Trommel die Verschiebung des Beobachtungsmikroskops oder der Fäden in jedem einzelnen Falle berechnen.

Jede Meßschraube ist eine Art Maßstab, eine Teilung. An die Stelle der Striche einer wirklichen Teilung treten hier die Stellungen des Schlittens bzw. des Fadenpaares, die durch die Ablesungen an der Schraubentrommel bestimmt sind. Dreht man die Schraube um genau eine Umdrehung, um 360° , so rückt auch der Schlitten oder das Fadenpaar um einen bestimmten Betrag, die Höhe eines Schraubenganges, weiter. Könnte man voraussetzen, daß die Schraube fehlerfrei geschnitten sei, so müßte bei einer Drehung der Schraube um 360° das Fadenpaar jedesmal um den gleichen Betrag fortschreiten, welche Stelle der Schraube auch benutzt wird. Das ist nun in der Regel durchaus nicht der Fall; die Ganghöhe der Schraube ändert sich meist — mehr oder weniger — von Gang zu Gang, und benutzt man die Schraube über mehrere Gänge, so treten Fehler in die Messungen ein, die man nur eliminieren kann, wenn man die Ganghöhe der Schraube an verschiedenen Stellen, oder wie man auch sagt, den fortschreitenden Fehler der Schraube, ermittelt hat und in Rechnung setzt. Die fortschreitenden Schraubenfehler entsprechen den inneren Teilungsfehlern eines Maßstabes (s. d. Artikel Teilungsfehler) und werden wie diese bestimmt.

Aber auch innerhalb einer und derselben Umdrehung ist die durch die Schraube bewirkte Verschiebung meist nicht genau der Größe des Drehungswinkels proportional. Es rührt das daher, daß die abgewinkelte Schraubenlinie in der Regel keine vollkommene gerade Linie ist. Mit Berücksichtigung der mechanischen Herstellungsweise der Schrauben kann man sich aber leicht vorstellen, daß Schraubenfehler dieser Art nicht regellos verlaufen. Die Erfahrung hat gelehrt, daß sich die gleichen Abweichungen bei den nächsten Schraubenumdrehungen nahezu in derselben Weise wiederholen und als periodische Funktion des Drehungswinkels darstellbar sind; man nennt darum auch diese Fehler periodische Schraubenfehler. Auch die periodischen Schraubenfehler werden wie die inneren Teilungsfehler eines Maßstabes ermittelt.

Als dritte Art der bei Meßschrauben auftretenden Fehler kann der sog. tote Gang der Schraube angesehen werden. Der tote Gang ist nicht eigentlich ein Fehler der Schraube, sondern er wird dadurch verursacht, daß aus mechanischen Gründen

Schraube und Mutter nicht scharf aufeinandergepaßt sein dürfen. Daher kommt es, daß beim Rückwärtsdrehen einer Schraube die Mutter nicht sofort mitgezogen wird, sondern die Schraube zunächst um einen gewissen Winkel leer gedreht werden muß, ehe sie die Mutter wieder angreift. — Man kann sich von dem toten Gang freimachen, wenn man sich daran gewöhnt, bei jeder Einstellung der Schraube zu einer Messung, die Schraube im selben Sinne, etwa stets im Sinne der wachsenden Bezeichnung zu drehen.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Prakt. Metronomie. Braunschweig 1911.

Mikron = 1μ (10^{-3} mm), Millimikron = $1 m\mu$ (10^{-6} mm).

Mikrophon. Ein Instrument, das einen Leiter enthält, dessen elektrischer Widerstand durch die von der Sprache hervorgerufenen Luftdruckschwankungen verändert werden kann. Die Widerstandsänderungen werden wiedergegeben durch Stromänderungen, hervorgerufen durch die mit dem Mikrophon in Serie liegende Gleichspannung.

a) Mikrophon aus festen Leitern. Eine lose Masse von festen Körnern zwischen zwei Elektroden, von denen die eine eine dünne Membran (Kohle) ist und besprochen wird, die zweite meist fest ist. Die Körner sind meist Kohle. Die Körner haben infolge der an den Stromübergangsstellen auftretenden Erhitzungen die Tendenz, zusammenzuckeln (Klopfen ans Mikrophon). Die Eigenschwingung der Membran ist entsprechend der starken Dämpfung der Membran schwach ausgeprägt. Sie liegt meist annähernd bei 800 (bei 2,5 cm Durchmesser und 0,5 mm Stärke). Es werden also die Frequenzen, die höher als 800 sind, stärker gedämpft. Neuere Mikrophone mit einem Durchmesser = 1 cm und einer Membranstärke $d = 0,2$ mm geben eine Eigenschwingung von 1900. Der Mikrophonwiderstand beträgt meist 10—50 Ohm (dort, wo die Mikrophone aus besonderen Batterien gespeist werden), bei Zentralbatterieschaltungen (Orts- und Fernämter) 100—500 Ohm. Die Widerstandsänderung geht bis 1:2.

b) Flüssigkeitsmikrophone s. Starkstrommikrophone.

c) Kondensatormikrophone. Die Membran, auf welche gesprochen wird, ist gleichzeitig eine Belegung eines Kondensators. Beim Besprechen treten ganz kleine Kapazitätsänderungen auf. Durch sie wird meist ein Hochfrequenzsystem kurzer Welle in seiner Abstimmung so geändert, daß man nach Verstärkung dieser Änderungen durch 3—5 Röhren ebenso starke Sprechstromschwankungen erhält wie bei einem Kohlemikrophon.

d) Piezomikrophone. Wirken Schallwellen auf piezoelektrische Flächen, so influenzieren sie noch andere Spannungen, die man durch Röhren verstärken kann. Am geeignetsten sind aus guten Isolierstoffen (Asphalt) durch Formieren hergestellte Platten. Die Empfindlichkeit des Piezomikrophons ist größer als die des Kondensatormikrophons.

A. Meißner.

Mikrophonsummer. Ein selbsterregendes Telefon zur Herstellung variabler Niederfrequenzen; die Selbstunterbrechung beruht auf dem Resonanzprinzip. Der Primärkreis des Instruments wird gebildet aus der Telefonmembran, an der ein mit Kohle gefülltes Beutelmikrophon befestigt ist und der Primärwicklung eines Transformators. Der Kreis wird durch zwei Akkumulatoren betrieben

Der Sekundärkreis, in dem sich noch ein abstimmbarer Kondensator befinden kann, besteht aus der Sekundärwicklung des Transformators und einer auf einem zylindrischen Eisenring angebrachten Spule. Der Eisenring wirkt als Elektromagnet für die Telephonmembran. Vom Sekundärkreis wird der nahe sinusförmige Wechselstrom abgenommen. Durch Anwendung verschieden dicker Membrane kann die Frequenz von etwa 300—650 variiert werden; doch ist sie nicht sehr konstant.

W. Jaeger.

Mikrophotographie. Für die Festhaltung des mikroskopischen Bildes auf der Platte haben optisch die gleichen Grundsätze zu gelten wie bei der Mikroprojektion (s. d.). Die verschiedenen Möglichkeiten, das mikroskopische Bild auf der Platte zu entwerfen, hat A. Köhler zusammengestellt und auf ihre Vorteile und Nachteile hingewiesen.

Man kann das Bild mit dem Objektiv allein herstellen, sei es im gewohnten Abstände, sei es — zur Erzielung einer stärkeren Vergrößerung — unter Verschiebung des Gegenstandes. Man kann die gewöhnlichen Okulare — unter Einstellung auf einen endlichen Bildabstand — oder an ihrer Stelle besondere Linsenfolgen (Projektionsokulare) am andern Ende des Mikroskops anbringen. Endlich sind dort auch zerstreute Linsenfolgen üblich, wodurch eine bessere Ebnung des Bildfeldes (s. sphärische Abweichung) möglich ist.

Die Benutzung ultraviolett Lichtes hat in der Mikrophotographie den Vorteil, das Auflösungsvermögen zu erhöhen (s. Mikroskop). Als Objektiv kann der Monochromat dienen: Schon Euler bemerkte, daß man durch eine Anzahl hintereinander geschalteter Sammellinsen gleicher Glasart eine Hebung der sphärischen Abweichung erreichen kann. Die Entdeckung fand keine praktische Anwendung, da die Farbenfehler nicht gehoben waren, und wurde vergessen.

100 Jahre später wurde dieselbe Tatsache neu durch M. v. Rohr und A. König wieder entdeckt und nun auf den Monochromaten angewendet; wobei zur Hebung der Koma eine Zerstreulinse hinzutritt. Es wird ultraviolettes Licht von einer Wellenlänge (gewöhnlich der Cadmiumlinie $0,275 \mu$) angewandt, das Objektiv ist aus geschmolzenem Quarz, als Immersionsflüssigkeit dient Glycerin; der Kondensator und die zweite, die Stelle des Okulars einnehmende Linsenfolge sind ebenfalls aus Quarz, jedoch in kristallinischem Zustande (Bergkristall).

Quellenangaben: Czapski-Eppenstein: Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth, 1924, S. 502, 530—536. A. Köhler: Mikrophotographische Untersuchungen mit ultraviolettem Licht, Zeitschr. wiss. Mikrosk., Bd. 21, S. 129—165 und 273—304; 1904. Übersicht über die optische Einrichtung des Projektionsmikroskops. Ebenda, Bd. 39, S. 225—248; 1922.

H. Boegehold.

Mikrophotometer dienen in der photographischen Photometrie (besonders der astronomischen, siehe Photometrie der Gestirne) zur Messung der Intensität der Schwärzung photographischer Bilder.

Das Hartmannsche Mikrophotometer verwendet ein Lummer-Brodhunsches Prisma in Verbindung mit einem photographischen Meßkeil, auf dem die Schwärzungsintensität stetig mit der Länge zunimmt. Das durchgehende Licht durchsetzt vor dem Durchgang durch das Prisma die Bildstelle, deren Schwärzung gemessen werden soll, das reflektierte Licht den Meßkeil und zwar bei Ein-

stellung auf gleiche Helligkeit an der Stelle, welche dieselbe Schwärzung wie das zu messende Bild hat (die Stellung des Keils ist an einer Millimeterskala abzulesen). Trägt außerdem die Platte eine Stufenfolge von Bildern, die bekannten Intensitäten entsprechen, so können die Keilablesungen in Helligkeitsdifferenzen umgewertet werden.

Das Kochsche selbstregistrierende Mikrophotometer mißt die Intensität des durch das Bild gegangenen Lichtes mittels einer lichtelektrischen Zelle. Der Ausschlag des Elektrometerfadens wird photographisch registriert. Das Kochsche Mikrophotometer leistet seine glänzendsten Dienste bei der Vermessung spektraler Aufnahmen. Die Originalplatte wird in der Längsrichtung des Spektrums durch das belichtende Strahlenbündel hindurchgeführt; gleichzeitig bewegt man die den Elektrometerausschlag registrierende Platte mit derselben oder einer größeren Geschwindigkeit. So wird das Spektrum in einen Kurvenzug übersetzt, dessen Ordinaten den Schwärzungsintensitäten der Platte entsprechen. Bei hinreichender Feinheit des belichtenden Bündels wird der Intensitätsverlauf so genau dargestellt, daß die Struktur selbst feiner Spektrallinien aufgedeckt wird. Unter der Voraussetzung einer sehr exakten und exakt gekuppelten Führung der beiden Platten können aus der Intensitätskurve auch die Wellenlängen der Spektrallinien entnommen werden. Das Kochsche Mikrophotometer ist in mehreren Modifikationen im Gebrauch. An Stelle der lichtelektrischen Zelle wird häufig ein Thermoelement verwendet.

Für die Schwärzungsmessung mit diesen Photometern sind durch extrafokale Aufnahmen oder besondere Maßnahmen herzustellende vergrößerte Sternbilder erforderlich, die für andere astronomische Zwecke nicht verwendbar sind. Zur Messung der Schwärzung auf den üblichen fokalen Aufnahmen eignet sich das von Schilt vervollkommnete Mikrophotometer, bei dem das der Messung unterliegende Lichtbündel nacheinander ein ungeschwärztes und ein teilweise von einem Sternbild eingenommenes Feld der Platte durchsetzt. Die Messung der Intensität erfolgt durch ein Thermoelement.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Mikroprojektion. Einem größeren Zuschauerkreis werden mikroskopische Gegenstände vorgeführt, indem man das mikroskopische Bild auf einen Schirm projiziert. Die optische Einrichtung besteht aus der Beleuchtungs- und der Projektionseinrichtung. Die erstgenannte (Kondensator) kann ähnlich wie beim Abbeschen Beleuchtungsapparat (s. Mikroskop) darin bestehen, daß die Lichtquelle durch den Kondensator auf den Gegenstand $O_1 O_2$ abgebildet wird (Fig. 1). Dies Verfahren hat den Nachteil, daß Ungleichmäßigkeiten der Lichtquelle auch im Bilde erscheinen. Man bildet daher, ähnlich wie beim Bildwerfer, die Lichtquelle in die Eintrittspupille des Projektionsobjektivs ab. Um aber auch eine Regelung der Apertur zu ermöglichen, hat A. Köhler von der Kondensatorlinse eine Linse (Kollektiv) getrennt, die die Lichtquelle in die Eintrittspupille des Kondensators (beim Abbeschen Beleuchtungsapparat in dessen vordere Brennebene) abbildet; die Austrittspupille des Kondensators dient als Eintrittspupille für den Bildwurf. Ein Übersichtsbild des Köhlerschen Verfahrens gibt Fig. 2.

Als Projektionsfolge werden entweder (für schwache Vergrößerungen) besondere Objektive oder die gebräuchlichen Mikroskopobjektive verwandt.

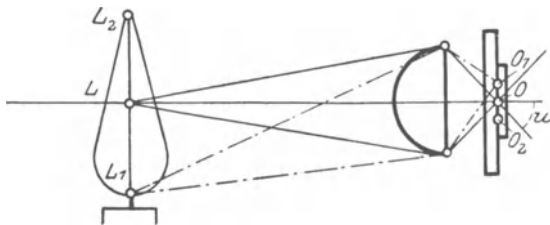


Fig. 1. Das Abbesche Beleuchtungsverfahren. Die Lichtquelle $L_1L_2L_3$ wird durch den Kondensator L_1L_2 in den Gegenstand O_1O_2 abgebildet.

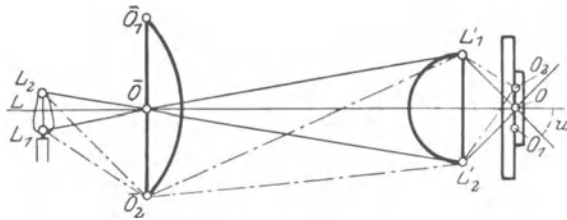


Fig. 2. Das Köhlersche Beleuchtungsverfahren. Die Lichtquelle wird durch den Kollektor O_1O_2 in die Eintrittspupille des Kondensators L_1L_2 abgebildet. Der Kondensator bildet die Kollektorröffnung im Gegenstande O_1O_2 ab.

Nach H. Erfle bei Czapski-Eppenstein. u ist beide Male der Öffnungswinkel der Beleuchtung, der den dingseitigen Öffnungswinkel der Projektion bestimmt, falls nicht die Projektions-einrichtung einen Teil abblendet.

Über die Möglichkeit, ein größeres Bildfeld zu erhalten, vgl. man den Artikel „Mikrophotographie“. Die mechanische Einrichtung der modernen Bildwerfer ist meist so, daß sie auch zur Mikroprojektion benutzt werden können.

Quellenangaben: Czapski-Eppenstein. Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth, 1924, S. 530—536. A. Köhler: Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke. Ztschr. f. wiss. Mikrosk., Bd. 10, S. 433—440, 1893. H. Boegehold.

Mikropyrometer. Pyrometer (s. d.) mit Mikroskop-Optik zur Bestimmung der Schmelzpunkte kleiner Metallmengen oder dünner Drähte. Gerlach.

Mikroradiometer = Thermogalvanometer (s. d.).

Mikroskop. Die Vergrößerungszahl einer Lupe

$$\mathfrak{N} = \frac{250}{f'} \text{ läßt sich nicht über einen gewissen Wert steigern, wenn nicht sowohl die Halbmesser der Flächen als auch der Arbeitsabstand (Abstand des Gegenstandes) unbequem klein werden, und starke sphärische und Farbenabweichungen in den Kauf genommen werden sollen. Die als „einfache Mikroskope“ bezeichneten starken Lupen sind daher von den (geschichtlich etwas älteren) zusammengesetzten Mikroskopen verdrängt worden. Man trennt die Linsenfolge in zwei, von denen die erste (Objektiv) ein vergrößertes (umgekehrtes) Bild des Gegenstandes entwirft, das man mit der zweiten (Okular), wie einen Gegenstand mit einer Lupe betrachtet. Für eine solche Zusammenstellung ist die Brennweite (s. den Artikel „Gaußsche Abbildung“, Gleichung VIII)}$$

$f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}$, also die Vergrößerung:

$$\mathfrak{N} = -\frac{250}{f_1'} \cdot \frac{\Delta}{f_2'} \quad (1)$$

\mathfrak{N} kann also bei genügend großem Δ ohne allzu starke Verkleinerungen von f_1' und f_2' beträchtliche Werte erhalten. Diese Zusammenstellung, die um 1600, man weiß nicht genau, von wem, erfunden wurde, wird als Mikroskop ($\mu\kappa\omicron\sigma\varsigma$ klein) bezeichnet.

Objektiv und Okular befinden sich an den Enden eines Rohres (Tubus), das gewöhnlich senkrecht an einem Ständer (Stativ) angebracht ist, das Objektiv ist unten hineinzuschrauben, das Okular oben hineinstecken. Auf diese Weise kann man durch Auswechslung der beiden Teilfolgen mit den nämlichen Nebenvorrichtungen verschiedene Vergrößerungen erhalten. Diese Maßnahme kann mit Hilfe besonderer Mittel (Revolver, Schlittenobjektivwechsler) leicht und schnell vorgenommen werden.

Die Länge des Rohres heißt die mechanische Tubuslänge T . Von ihr ist die optische Tubuslänge Δ zu unterscheiden. In Deutschland ist T meist 160 mm, Δ ist vom Objektiv und Okular abhängig, in der Regel größer als T .

Der Gegenstand liegt, gewöhnlich von zwei Glasplatten (Tragglas und Deckglas) eingeschlossen, auf einem Tischchen unterhalb des Objektivs, er wird durch eine Öffnung des Tischchens von unten mit Sonnenlicht oder künstlichem Licht beleuchtet. Die Einstellung erfolgt in der Regel durch Auf- und Abwärtsschieben des Tubus.

Wie in den dreißiger Jahren des 19. Jahrhunderts bemerkt wurde, ist die Erkennbarkeit feiner Einzelheiten nicht allein von der Güte der Objektive, sondern

in eigenartiger Weise von ihrer Öffnung abhängig. Das Gesetz und die Erklärung wurde 1873 von Abbe gefunden, diese liegt nicht auf dem Gebiete der geometrischen Optik, sondern der Beugung.

In den praktisch vorkommenden Fällen sind die Gegenstände der mikroskopischen Beobachtung nicht selbstleuchtend, sie werden in der Regel im durchfallenden, seltener im auffallenden Lichte beobachtet; die Bildungsgesetze sind in beiden Fällen dieselben.

Der Gegenstand sei ein Gitter von parallelen Streifen, die sich nur durch ihre größere oder geringere Durchsichtigkeit unter-

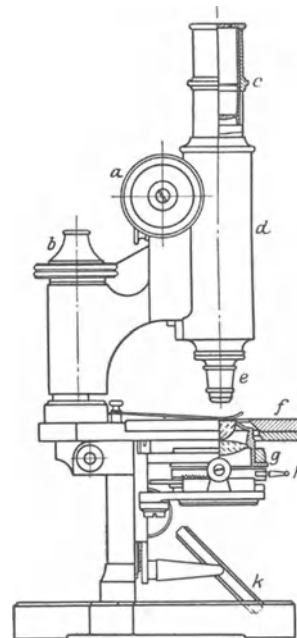


Fig. 1. Das Stativ des Mikroskops (nach M. v. Rohr). Die Schraube a dient zur groben, b zur feinen Einstellung, c ist das Okular, d der Tubus, e das Objektiv, f das Tischchen, g der Kondensator, h der Griff seiner Blende, k der Beleuchtungsspiegel.

scheiden (Spalte und Stäbe). Die Breite aller Spalte sei dieselbe, c , die aller Stäbe ebenfalls dieselbe, d , die Summe $c + d$ heißt die Gitterkonstante, e . Die Beleuchtung sei durch ein enges Bündel vermittelt, das zunächst parallel zur Achse einfallt. Es entsteht am Orte der Lichtquelle, d. h. in unendlicher Ferne eine Beugungerscheinung, deren Maxima unter folgenden Winkeln auf das Objektiv fallen (s. Formel 2 im Artikel „Beugung“).

$$\alpha = 0^\circ, \sin \alpha = \pm \lambda/e, 2\lambda/e, \dots \quad (2)$$

Die Maxima werden in der hinteren Brennebene des Objektivs abgebildet, dabei kann jedoch ein Teil durch die Objektivöffnung abgeblendet werden; wenn $e < \lambda$ ist, so kommt überhaupt kein Seitenmaximum zustande. Von dieser Erscheinung in der Brennebene ist die in der Bildebene des Objektivs entstehende abhängig, das Zwischenbild, das durch das Okular beobachtet wird. Abbe hat gezeigt, daß dann und nur dann wenigstens eine rohe Wiedergabe des Gegenstandes erscheint, wenn mindestens zwei aufeinanderfolgende Maxima durch die Objektivöffnung hindurchgehen. Ist $2U$ der Öffnungswinkel auf der Dingseite, so führt dies auf die Bedingung

$$U \geq \alpha_1, \text{ also } \sin U \geq \lambda/e,$$

oder

$$e \geq \lambda/\sin U.$$

Hier ist die Wellenlänge λ aber im dingseitigen Mittel zu messen nennt man λ_0 die Wellenlänge in Luft, so hat man

$$e \geq \lambda_0/n \sin U. \quad (3)$$

Fällt das Beleuchtungsbündel schief unter dem Winkel U_0 ein, so hat man statt der Reihe (2) zu setzen (Formel 4 im Artikel „Beugung“)

$$\alpha = U_0, \sin \alpha - \sin U_0 = \pm \lambda/e, \lambda/2e, \dots \quad (4)$$

Nimmt man den Winkel $U_0 = U$ (äußerste Schiefe der Beleuchtung), so geht (4) über in:

$$\alpha = U, \sin \alpha - \sin U = \pm \lambda/e, \lambda/2e, \dots \quad (4a)$$

Hier geht außer dem Hauptmaximum ($\alpha = U$) dann noch ein Seitenmaximum ($\alpha = -U$) durch, wenn

$$\sin U = 2\lambda/e,$$

oder auch wenn es größer ist; hier wird also die Bedingung

$$e \geq \lambda/2 \sin U = \lambda_0/2n \sin U. \quad (3a)$$

Bei einem anderen Gefüge des Gegenstandes hat der Grenzwert nicht denselben, aber keinen sehr verschiedenen Wert, so daß (3) oder (3a) einen Anhalt gewährt. Die Bedingung bleibt ferner dieselbe, wenn kein enges Beleuchtungsbündel, sondern ein solches von der Öffnung $2U$ benutzt wird; da jedenfalls Strahlen von schiefer Beleuchtung mitwirken. Der Minimalwert von e

$$e_0 = \lambda_0/2n \sin U \quad (3b)$$

gibt die Grenze der Auflösung für das Mikroskopobjektiv an.

Abbe hat seine Anschauung auch durch Versuche bestätigt, indem er in der hinteren Brennebene des Objektivs einen Teil der Beugungsmaxima abblendete und zeigte, daß das Bild dann ein Gefüge erscheinen ließ, wie es sein müßte, damit in der Brennebene die nicht abgeblendeten Maxima allein entstünden.

Es ist heute noch Gegenstand eines theoretischen Meinungs-austausches und praktischer Versuche, inwieweit die für nicht selbstleuchtende Körper abgeleiteten Gesetze auch für Selbstleuchter gelten

würden. Schon kurz nach Abbe und unabhängig von ihm hatte Helmholtz fast dieselbe Bedingung erhalten wie Abbe, indem er den Gegenstand als leuchtend annahm. Auch die Abbeschen Versuche gelangen unter besonderen Fällen bei Selbstleuchtern, doch sind nur in Grenzfällen alle Einzelheiten gleich, ob Selbstleuchter oder nicht.

Die Abbesche Lehre erklärt zunächst die Bedeutung der größeren Öffnung, beweist aber gleichzeitig, daß es nicht auf den Winkel U , sondern auf

$$n \sin U = \alpha \quad (5)$$

ankommt, eine Größe, die von Abbe als (numerische) Apertur bezeichnet wurde. Weiter zeigt sie im Einklang mit der Erfahrung, daß die Apertur auch dann wirksam ist, wenn die Apertur der Beleuchtung kleiner als α ist, für ein dünnes Beleuchtungsbündel freilich nur dann, wenn es gang schief einfällt.

Eine Untersuchung des Ausdrucks (3a) zeigt weiter, daß das Auflösungsvermögen gesteigert werden kann, wenn auf der Dingseite ein Mittel mit höherem Brechungsverhältnis verwandt wird, freilich ist zu beachten: Falls sich zwischen Gegenstand und Objektiv mehrere ebene Flächen befinden, und zwischen ihnen Mittel von verschiedenen Brechungsverhältnissen, von denen n das kleinste sei, so kann α nicht größer als n sein. Objektive, die darauf eingerichtet sind, daß sich zwischen dem Deckglase und der untersten Objektivlinse (Frontlinse) eine Flüssigkeit befinden soll, werden Immersionssysteme genannt (Gegensatz: Trockensysteme). Als Immersionsflüssigkeiten dienen: Wasser ($n = 1,33$), Zedernholzöl ($n = 1,51$), Monobromnaphthalin ($n = 1,66$). Ist das Brechungsverhältnis der Frontlinse nahezu dasselbe wie das des Immersionsmittels, so spricht man von einer homogenen Immersion; dies ist von Vorteil für die Hebung der sphärischen Abweichung.

Es hat keinen Zweck, bei einer gegebenen Apertur die Vergrößerung weiter zu steigern, als bis die kleinsten erkennbaren Einzelheiten gut sichtbar sind. Dazu genügt, daß \mathcal{N} das 500—1000fache der Apertur ist. Andererseits ist es meist zwecklos, die Apertur über $\mathcal{N}/500$ zu steigern.

Da e_0 von λ_0 abhängt, erkennt man, daß sich eine Steigerung des Auflösungsvermögens erreichen läßt, wenn man statt des sichtbaren Lichtes (Durchschnittswert $\lambda_0 = 0,55 \mu$) ultraviolettes anwendet; freilich ist dann die Anwendung der Photographie notwendig (s. auch Mikrophotographie).

Endlich kann man auf keine Weise unter den Wert $e_0 = \lambda_0/n$ heruntergelangen. Bei einer Immersion $n = 1,6$ und Anwendung weißen Lichtes hat man:

$$e_0 \geq (0,55/3,2) \mu = 0,162 \mu.$$

Andererseits hat man ultraviolettes Licht von der Wellenlänge $0,275 \mu$ verwandt, doch ist dann nicht jedes Immersionsmittel brauchbar; für Glycerin ist $n = 1,3$, also

$$e_0 \geq (0,275/2,6) \mu = 0,106 \mu.$$

Es handelt sich hierbei um die Möglichkeit, die kleinen Teile von einander zu trennen und ihre Gestalt zu beobachten, nicht aber um die Möglichkeit, sie zu sehen, die auch bei Teilen von viel geringerem Durchmesser vorhanden ist (s. Ultramikroskopie).

Es läßt sich nun kurz angeben, was von den verschiedenen Teilen des Mikroskops gefordert wird.

a) Die Beleuchtungsvorrichtung. Die Beleuchtung kann durch einen einfachen Spiegel vermittelt werden, der das von einer fernen Lichtquelle, etwa von einer Wolke kommende Licht auf den Gegenstand wirft. Wünschenswert ist eine Vorrichtung, die es gestattet, die Beleuchtung zu regeln, d. h. in der Achse oder von seitwärts, mit engen oder mit weiten Bündeln zu beleuchten. Hierzu dient der Abbesche Beleuchtungsapparat, der zwischen Spiegel und Tischchen eingeschaltet wird. Durch eine Linsenfolge — den Kondensor — wird die Lichtquelle mit weiter Öffnung in der Gegenstandsebene oder in deren Nähe abgebildet. Bei großen Lichtquellen kommt es auf die Güte der Abbildung nicht so sehr an, je nach den Umständen werden verschiedene Arten von Kondensoren angewandt. In der vorderen Brennebene des Kondensors ist eine Blende, durch deren Öffnung, Schließung und Verschiebung jede gewünschte Art der Beleuchtung hergestellt werden kann. Da die Linsenfolge die Blende im Unendlichen abbildet, so besteht auf der Dingsseite des Mikroskopobjektivs telezentrischer Strahlengang (s. Strahlenbegrenzung), und für seitliche Teile des Gegenstandes ist die Apertur dieselbe wie in der Mitte.

Besondere Vorrichtungen sind notwendig, um einen undurchsichtigen Gegenstand zu beleuchten, man kann hier einen Teil des Objektivs selbst als Kondensor benutzen (Vertikalilluminator).

b) Objektiv und Okular. Abbe zerlegt die Formel (1) wie folgt:

$$\mathfrak{R} = -(250/f_1') \times (\Delta/f_2') = V_1 V_2 \quad (1a)$$

Hier heißt V_1 die Lupenvergrößerung des Objektivs, V_2 die Übervergrößerung. Zur Erreichung einer vorgeschriebenen Vergrößerung \mathfrak{R} ist es für die Hebung der Fehler in der Abbildung eines Achsenpunktes günstig, wenn man V_1 , für die des Gesichtsfeldes wenn man V_2 groß macht. Ohne Bedeutung ist, ob Δ und f_2' in gleichem Maße vergrößert werden, so daß V_2 ungedändert bleibt. Es ist danach weder durch starke Objektive, noch durch starke Okulare allein eine bestimmte Vergrößerung zu erzwingen, vielmehr muß in beiden Auswahl vorhanden sein. Weiter ist auf der Dingsseite ein großer Öffnungswinkel, auf der Bildseite ein großer Neigungswinkel, daher sind beim Objektiv die sphärische Abweichung und die Koma, beim Okular der Astigmatismus besonders störend. Bei starken Vergrößerungen ist eine hohe Apertur nötig, daher sind namentlich die Zwischenfehler (Zonen) beträchtlich, und ein starkes Mikroskopobjektiv kann nicht in einfacher zwei- oder vierlinsiger Form angefertigt werden, sondern besteht aus 6—12 Linsen (Fig. 2). Man kann die Objektive nach der Güte der Hebung der Farbenfehler in mehrere Klassen einteilen; diese Einteilung kreuzt sich mit der in Trockensysteme und Immersionssysteme.

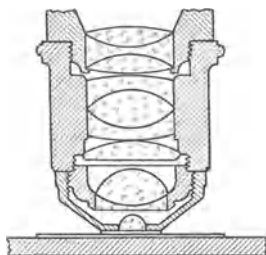


Fig. 2. Ein Durchschnitt durch einen starken Apochromaten.

Achromat nennt man ein Objektiv für Mikroskop (oder Fernrohr), bei dem darauf gesehen ist, daß die Farbenabweichung (s. d.) für zwei ausgewählte Farben (rot und blau) gehoben ist und gleich-

zeitig die sphärische Abweichung und Koma bei einfacher Form möglichst unschädlich gemacht sind. Im allgemeinen ist die sphärische Abweichung für rotes Licht unter-, für blaues überbessert, und grünes Licht vereinigt sich näher am Objektiv als beide, hat aber bis auf Zonen keine sphärische Abweichung.

Schwache Achromate bestehen aus einer achromatischen Linse (bei Mikroskopobjektiven meist verkittet), mittelstarke aus zwei solchen. Bei den stärksten werden dem Gegenstande zu noch eine oder zwei Linsen hinzugefügt, auch führt man hier Flußspat ein, um die Abweichung der grünen Strahlen zu verringern (Fluoritsysteme, Halbapochromate).

Apochromat. In vielen Fällen sind die bei den Achromaten übrigbleibenden Farbenfehler für die mikroskopische Beobachtung noch störend. Für solche hat Abbe vollkommene Objektive — Apochromate — erfunden, an die er folgende Anforderungen stellt (Katalog Carl Zeiß, Mikroskope, 35. Ausgabe 1912/13).

„Das unterscheidende Merkmal, durch das die Objektive dieser Reihe sich vor allen früher am Mikroskopgebrauchten Linsensystemen auszeichnen, ist vom optischen Gesichtspunkte aus die gleichzeitige Erfüllung zweier Bedingungen der Strahlenvereinigung, die bis dahin in keiner Art von optischen Konstruktionen erreicht wurde, nämlich erstens die Vereinigung von drei verschiedenen Farben des Spektrums in einem Punkte der Achse, d. h. die Aufhebung des sog. sekundären Spektrums der gewöhnlichen achromatischen Systeme, und zweitens die Korrektur der sphärischen Aberration für zwei verschiedene Farben, statt der früher allein erreichten Korrektur für eine einzige — die dem Auge am hellsten erscheinende — Farbe des Spektrums.“

Die Vorteile sind a. a. O. in einzelnen auseinander gesetzt. Als Mittel zur Erreichung dient hauptsächlich die Anwendung von Flußspat und von besonderen Glasarten, auch die Zahl der Einzellinsen ist bei Apochromaten größer als bei Achromaten.

Auch Fernrohrobjektive mit besonders guter Hebung der Farbenfehler werden — in gewisser Weise uneigentlich — als Apochromate bezeichnet.

Als besondere Einrichtung bei starken Mikroskopobjektiven sei noch die Korrektionsfassung erwähnt: Die käuflichen Deckgläser sind von ungleicher Dicke, dies ist aber von Einfluß auf die sphärische Abweichung, so daß ein für bestimmte Dicke gutes Objektiv in anderen Fällen über- oder unterbessert ist. Diese Abweichung kann durch eine Änderung eines Abstandes zwischen Ober- und Unterteil des Objektivs ausgeglichen werden.

Die Okulare haben meistens die Huygens'sche oder Mittenzweysche Form (s. den Artikel „Okulare“). Die Apochromate geben durchweg, die Achromate teilweise einen Farbenunterschied der Vergrößerung; diese ist für blaues Licht stärker als für rotes. Der Fehler wird durch einen entgegengesetzten Unterschied im Okular gehoben (Kompensationsokulare).

Das Mikroskop findet in der Wissenschaft (Chemie, Mineralogie, Petrographie, Botanik, Zoologie, Medizin) die mannigfachsten Anwendungen. Hierüber sind praktische Lehrbücher zu vergleichen, namentlich auch über die Vorbereitung der Beobachtungsgegenstände (Präparate, Mikro-

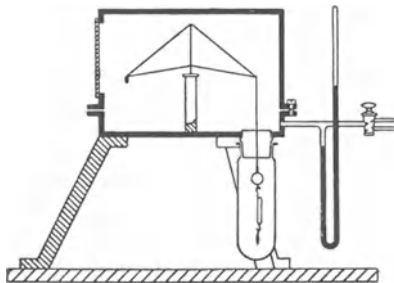
tome). Hier soll noch ein Überblick über Sonder-
einrichtungen beim Mikroskop gegeben werden:

1. Einrichtungen für Verwendung zu Meß-
zwecken,
2. Mikroskope für Beobachtung mit beiden Augen,
3. Mikroskope mit Benutzung polarisierten
Lichtes,
4. Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie
(s. die besonderen Artikel),
5. Mikroprojektion und Mikrophotographie (s. die
besonderen Artikel),
6. Zeichenvorrichtungen am Mikroskop,
7. Spektralapparate am Mikroskop,
8. Vorrichtungen zu Beobachtungen bei hohen
und niederen Temperaturen (Heizmikroskope).

Quellenangaben: E. Abbe, Gesammelte Abhand-
lungen. Bd. I. Jena, G. Fischer 1904. Die in Betracht
kommenden Aufsätze sind aus den Jahren 1873—1890.
L. Dippel, Das Mikroskop und seine Anwendung.
2 Bde. Braunschweig, F. Vieweg, 1. Aufl. 1872; 2. Aufl.
1882/83, 1896/98. C. Naegeli und S. Schwendener,
Das Mikroskop. Theorie und Anwendung desselben.
Leipzig, W. Engelmann, 1. Aufl. 1865/67; 2. Aufl. 1877.
S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente nach
Abbe. Breslau, E. Trewendt 1893, 2. Aufl. Czapski-
Eppenstein, Grundzüge der Theorie . . . Leipzig,
J. A. Barth 1904, 3. Aufl. 1924. O. Lummer und
F. Reiche, Die Lehre von der Bildentstehung im
Mikroskop von Ernst Abbe. Braunschweig, F. Vieweg
1910. H. Hager (C. Mez), Das Mikroskop und seine
Anwendung. Berlin, J. Springer, 12. Aufl. 1920.
A. Ehringhaus, Das Mikroskop, seine wissenschaft-
lichen Grundlagen und seine Anwendung. Leipzig und
Berlin, B. G. Teubner 1921. P. Mayer, Einführung
in die Mikroskopie. Berlin, J. Springer, 2. Aufl. 1922.
C. Beck, The microscope. A simple handbook. London,
R. u. J. Beck, 2. Aufl. 1923. Part II. An advanced
handbook. Ebenda 1924. H. Boegehold.

Mikrowaage. Als Mikrowaage bezeichnet man
eine Vorrichtung zum Wägen sehr kleiner Massen
mit einer Genauigkeit, welche diejenige der feinsten
Hebelwaagen meist übertrifft: Die Mikrowaage hat
in der Regel die Form einer Torsionswaage (H. Hertz
1882). Ein Glas-, neuerdings Quarzglasfaden ist
horizontal ausgespannt und trägt an einem senk-
recht angeschmolzenen langen Glasfaden die zu
messende Last. Das Gewicht der Last wird aus
der Torsion des horizontalen Fadens gefunden, die
an einem zweiten mit ihr verbundenen unbelasteten
Zeiger, der über eine Skale spielt, abgelesen wird.

Auch mit Hebelwaagen lassen sich große Ge-
nauigkeiten erzielen, wenn nur das schwingende
System genügend leicht gewählt wird. Die bei-
stehende Figur zeigt eine gleicharmige Waage,



Mikrowaage.

welche aus $\frac{1}{10}$ mm dicken Quarzglasfäden zu-
sammengeschmolzen ist. Die linke Seite der
Waage ist durch ein passendes fest angebrachtes
Taragewicht belastet. Auf der rechten Seite hängt
durch Vermittlung eines sehr dünnen Quarzglas-
fadens ein mit Luft von Atmosphärendruck ge-
fülltes Gefäßchen von etwa 30 cmm Inhalt. Das

ganze schwingende System ist in einen luftdicht
schließenden Kasten eingesetzt; die Schwingungen
werden mit Hilfe eines am Waagebalken befindlichen
Spiegelchens mittels Skale und Fernrohr beobachtet.

In dem Waagekasten kann durch eine Luft-
pumpe eine beliebige Luftverdünnung hergestellt
werden; zur Messung des Druckes dient ein an-
gesetztes Quecksilbermanometer. Die Waage be-
findet sich bei etwa 80 mm Druck im Waagekasten
im Gleichgewicht. Soll nun ein kleiner Körper mit
großer Genauigkeit gewogen werden, so wird er mit
dem Luftgefäßchen zusammen an den Quarzfaden
der Waage gehängt. Das hierdurch gestörte Gleich-
gewicht der Waage wird wiederhergestellt, indem
man Luft in den Waagekasten eintreten läßt und
dadurch den Auftrieb des Luftgefäßchens ver-
größert. Das gesuchte Gewicht ist aus der Druck-
vermehrung im Waagekasten durch eine einfache
Rechnung abzuleiten.

Mit Hilfe der beschriebenen Waage haben Steele
und Whytlaw-Gray im Jahre 1911 die Dichte
des Xenons ermittelt, welches sich zu diesem
Zwecke in einem Kapillarrohr von 0,1 cmm Inhalt
befand. — Die Wägungsgenauigkeit wird auf 2 bis
3 Milliontel Milligramm angegeben. Scheel.

Näheres s. Emich, Naturwissenschaften 3, 693, 1915.
Milchglas, durchscheinende Substanz. $\cos \epsilon$.
 $\cos i$ -Gesetz s. Photometrische Gesetze und Formeln,
Nr. 8. Als Material für Lampenglocken zum
Schutze gegen Blendung s. Leitsätze, IV. Als
(relatives) Material für Photometerschirme s.
Durchscheinende Substanzen, s. auch Glas.

Milchstraße, das ziemlich unregelmäßige, helle,
die Himmelskugel in nahezu einem Großkreise um-
ziehende Band. Die Mittellinie der Milchstraße liegt
etwas südlich eines gewissen Großkreises, den wir
den galaktischen Äquator nennen und auf den die
galaktischen Koordinaten (s. Himmelskoordinaten)
bezogen werden. Die Neigung gegen den Himmels-
äquator beträgt etwa 60° . Kosmologisch ist die
Milchstraße eine starke perspektivische Anhäufung,
vor allem teleskopischer Sterne, herrührend von
einer starken Abplattung unseres Fixsternsystems
in dieser Ebene. Näheres hierüber unter Uni-
versum. Bottlinger.

Milliamperemeter, -voltmeter usw. s. Drehpul-
galvanometer bzw. Zeigerinstrumente.

Mindestspannung s. Selbständige Entladung,
Glimmentladung, Lichtbogen, Funken.

Minimalablenkung s. Lichtbrechung.

Minimalausschalter s. Maximalausschalter.

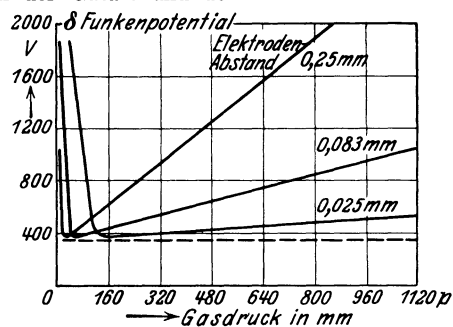
Minimeter, ein Meßgerät zum Vergleichen kleiner,
nahezu gleichdicker Körper, das auf dem Prinzip
des Fühlhebels (s. d.) beruht. Von zwei in einem
Rahmen angeordneten, wenig gegeneinander ver-
setzten Schneiden ist die eine fest gelagert, während
das Probestück an die andere Schneide angreift.
Kleinen Dickenänderungen des Probestückes ent-
spricht eine Drehung des Rahmens, die an einem
über einer Skale gleitenden Zeiger sichtbar gemacht
wird. Scheel.

Näheres s. Handb. d. Phys. II., S. 73. Berlin 1926.

Minimum der Energie, Theoremnorm, s. Prinzip
der kleinsten Formänderungsarbeit.

Minimumpotential einer Gasentladung heißt die
Mindestspannung, bei der die Entladung einsetzt,
wenn die Entladungsbedingungen so günstig wie
möglich gewählt werden. Am besten ist die Er-
scheinung bei geringem Gasdruck zu beobachten.
Werden bei einem gegebenen Gasdruck p die

Elektroden, zwischen denen die Entladung einsetzen soll, von größeren Abständen ausgehend einander genähert, so sinkt zunächst die zum Erzeugen der Entladung erforderliche Spannung, durchläuft bei einem bestimmten Elektrodenabstand d ein Minimum, das Minimumpotential und steigt dann bei weiterer Verringerung des Abstandes schnell wieder an (s. Fig.). Für dieses Minimumpotential gilt $p \cdot d_{\min} = \text{Const}$ (Paschensches Gesetz). Die Konstante der Gleichung ist von der Gasart und dem Material der Kathode



Verlauf des Minimumpotentials.

abhängig. Für Luft und Platinkathode gilt $C = 5,7$, wenn p in mm Quecksilber und d in mm gerechnet werden. Daraus folgt für Luft von Atmosphärendruck $d_{\min} = 0,00075$ cm. Das heißt der Elektrodenabstand, bei dem für einen normalen Funken in Luft das Minimumpotential erreicht wird, ist so gering, daß er sich der Beobachtung entzieht.

Die Höhe des Minimumpotentials ist ebenfalls durch Gasart und Kathodenmaterial bedingt und, soweit bisher exakte Messungen vorliegen, gleich dem normalen Kathodenfall der Glimmentladung.

Die Theorie erklärt die Erscheinung, daß die Zündspannung bei sehr kleinen Elektrodenabständen an steigt, folgendermaßen: Zum Einsetzen der Entladung müssen im Gasraum zwischen den Elektroden eine bestimmte Zahl von positiven Ionen durch den Stoß der Elektronen erzeugt werden, die von der Kathode ausgehen. Die Elektronen wiederum werden durch den Stoß der positiven Ionen von der Kathode abgelöst. Wird nun der Elektrodenabstand sehr gering, so stoßen die Elektronen auf ihrem Wege zur Anode nur noch so selten mit den Gasmolekülen zusammen, daß sie nicht mehr die hinreichende Menge positiver Ionen erzeugen können. Also kann die Entladung erst einsetzen, wenn die Spannung soweit gestiegen ist, daß die verringerte Menge positiver Ionen durch verstärkten Aufprall auf die Kathode genügend Elektronen frei macht. Solange das nicht der Fall ist, kommt nur der fast unmeßbar schwache Strom der unselbständigen durch zufällig im Gasraum vorhandene Ionen genährten Entladung zustande (s. auch selbständige Gasentladung).

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin.

Minimumthermometer s. Maximumthermometer.
Minosglaskondensatoren, Minosflaschen, Minosplattenverdichter. Kondensatoren mit einem Jenaer Spezialglas (Bleiglas mit hohem Bleigehalt) der Firma Schott u. Gen. als Dielektrikum. Sie zeichnen sich durch außerordentlich geringe dielektrische Verluste im elektrischen Wechselfelde und durch hohe Durchschlagsfestigkeit aus. Der Ver-

lustwinkel beträgt, fast unabhängig von der Frequenz, etwa 3 Minuten, entsprechend einem log. Dekrement von 0,0027. Die Durchschlagsfestigkeit im homogenen Felde bei Frequenz 50 ist bei $\frac{1}{4}$ mm Schichtdicke etwa 2500 KV/cm. Die Dielektrizitätskonstante des Minosglases beträgt etwa 8.

Die Kondensatoren werden in den verschiedensten Ausführungsformen hergestellt, als Drehkondensatoren, als Plattenkondensatoren und für besonders hohe Spannungen (Scheitelspannungen bis 25000 V) in Form von Leidener Flaschen mit Öfüllung und besonderem Sprühchutz. In dieser Form werden sie als Minosflaschen bezeichnet.

E. Alberti.

Mirasterne s. Veränderliche Sterne.

Mire. Zur Bestimmung der Konstanz des Azimuts (s. Himmelskoordinaten) von fest aufgestellten Instrumenten (Meridiankreis usw.) bedient man sich eines ferngelegenen Punktes auf der Erde, meistens einer elektrischen Glühlampe mit einem Diaphragma. Diese Einrichtung wird Mire genannt. *Bottlinger.*

Mischungskalorimeter s. Mischungsmethode.

Mischungsmethode. Die Mischungsmethode ist die am meisten verbreitete kalorimetrische Methode. Sie dient nicht nur zur Messung der spezifischen Wärme von festen Körpern, Flüssigkeiten und Gasen, sondern auch zur Ermittlung aller anderen thermophysikalischen und thermochemischen Größen. Wir wählen den Fall der Bestimmung der spezifischen Wärme eines festen Körpers als Beispiel. Als Kalorimeter dient ein mit Flüssigkeit, im einfachsten Falle mit Wasser von der Temperatur T_1 gefülltes, passend großes Gefäß. Wird der feste Körper auf die höhere Temperatur T_3 erwärmt und dann in das Kalorimeter geworfen, so werden beide ihre Temperatur ändern, der feste Körper wird sich abkühlen, das Wasser im Kalorimeter wird sich erwärmen und beide zusammen werden schließlich die gleiche zwischen T_1 und T_3 gelegene Temperatur T_2 annehmen.

Ist m die Masse des festen Körpers und c seine unbekanntere mittlere spezifische Wärme zwischen T_2 und T_3 , ferner w die Masse der Kalorimeterflüssigkeit mit der bekannten mittleren spezifischen Wärme zwischen T_1 und T_2 gleich c_w , so ist klar, daß die Flüssigkeit durch die Berührung mit dem festen Körper, da sie sich von T_1 auf T_2 erwärmt, die Wärmemenge $c_w \cdot w \cdot (T_2 - T_1)$ aufgenommen, der feste Körper, der sich von T_3 auf T_2 abgekühlt hat, die Wärmemenge $c \cdot m \cdot (T_3 - T_2)$ abgegeben hat. Beide Wärmemengen müssen, wenn keine Verluste stattgefunden haben, einander gleich, also

$$c \cdot m \cdot (T_3 - T_2) = c_w \cdot w \cdot (T_2 - T_1)$$

sein, woraus folgt

$$c = c_w \frac{w}{m} \cdot \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_2}$$

Ist die Kalorimeterflüssigkeit Wasser, so ist c_w nahezu gleich 1 (vgl. die Tabelle b am Schlusse des Artikels: Spezifische Wärme).

So einfach im Prinzip, ebenso schwierig ist die Mischungsmethode in ihrer praktischen Ausführung. Die Methode birgt eine Reihe von Fehlerquellen, welche vielfach nur schwer ihrem genauen Betrage nach in Rechnung gesetzt werden können und darum den Wert der Messungen oft erheblich herabdrücken. Zwei Fehlerquellen, die wichtigsten, mögen angedeutet werden.

Bei der Ableitung der obigen Gleichung ist vorausgesetzt, daß die ganze von dem Körper ab-

gegebene Wärmemenge von der Kalorimeterflüssigkeit aufgenommen wird. In Wirklichkeit nehmen an dieser Wärmefangnahme aber auch alle festen Teile des Kalorimeters teil, z. B. die Gefäßwände, die Rührvorrichtung, die dem schnellen Temperatenausgleich zwischen Körper und Flüssigkeit dient, das ins Kalorimeter tauchende Thermometer u. a. m. Man hilft sich hier einerseits dadurch, daß man die Massen aller dieser festen Teile möglichst klein macht, andererseits daß man für Gefäßwände, Rührer usw. Materialien mit möglichst geringer spezifischer Wärme, wie z. B. Silber benutzt. Die unvermeidlichen festen Bestandteile des Kalorimeters werden in die Rechnung eingeführt, indem man für sie einzeln die Produkte aus Masse und spezifischer Wärme bildet. Die Summe aller dieser Produkte gibt den Wasserwert des Kalorimeters, d. h. den Betrag, um den man die Masse des Wassers als Kalorimeterflüssigkeit rechnerisch vermehren muß. — Rein experimentell kann man in der Weise verfahren, daß man einen Vorversuch mit einem festen Körper bekannter spezifischer Wärme ausführt, in der vorstehenden Gleichung $c_w = 1$ oder nahezu gleich 1 setzt und w als Unbekannte ermittelt. Das so gefundene w , das die Summe des im Kalorimeter enthaltenen Wassers w_1 und des Wasserwertes W des Kalorimeters darstellt, wird dann wie vorher bei der Berechnung des Wasserwertes späteren Rechnungen zugrunde gelegt.

Die zweite Fehlerquelle, die Wärmeverluste, trifft fast alle kalorimetrischen Messungen; sie findet sich in dem Artikel Kalorimetrie näher ausgeführt, wo auch schon Mittel angegeben sind, sie wenigstens teilweise auszuschalten. Insbesondere bei der Mischungsmethode wird zu diesem Zweck noch ein von Rumford angegebener Kunstgriff verwendet, der darin besteht, daß man die Anfangstemperatur des Kalorimeters ebensoviel unterhalb der Temperatur der Umgebung einstellt, wie die erwartete Endtemperatur oberhalb derselben liegt. Wärmezu- und -ableitung heben sich dann im wesentlichen auf. Bedingung für die Anwendbarkeit dieses Kunstgriffes ist, die Temperaturerhöhung im Kalorimeter klein (höchstens 5°) zu halten.

Die Mischungsmethode wird für feste und flüssige Körper im wesentlichen in derselben Form angewendet. Beide werden zunächst in einem durch Dämpfe oder temperierte Flüssigkeitsbäder geheizten, gegen die äußere abkühlende Luft sorgfältig geschützten Raume bis zu einer konstanten Temperatur erwärmt und dann in das Kalorimeter geworfen. Eine hübsche Form des Erhitzungsgefäßes ist von Neumann erdacht. Sie ist einem großen Hahne vergleichbar, dessen Rücken eine Höhlung zur Aufnahme der zu untersuchenden Substanz enthält. Dieser Höhlung entspricht im Hahnenmantel eine nach unten gerichtete gleichweite Öffnung. Der äußere Hahnteil ist doppelwandig und wird mittels durchströmenden Dampfes geheizt; ist die gewünschte Temperatur erreicht, so dreht man das Rücken um 180° und die Substanz fällt ins Kalorimeter. — Flüssigkeiten pflegt man im allgemeinen nicht unmittelbar ins Kalorimeter fallen zu lassen, sondern schließt sie vorher in Metall- oder Glasgefäße ein, die miterhitzt werden; der „Wasserwert“ des Gefäßes muß dann in Rechnung gezogen werden.

Ähnlich könnte man mit Gasen verfahren, doch würde das Gewicht des zu untersuchenden Gases

im Verhältnis zur umgebenden Gefäßhülle unvorteilhaft klein sein, und deshalb das Resultat nur ungenau werden. Auch die Einführung einer größeren Gasmenge unter Druck in das Umhüllungsgefäß schafft im allgemeinen keine Abhilfe, weil der verstärkte Druck auch eine Verstärkung der Wände des Gefäßes erfordert und sich die Masse des Gefäßes daher in ähnlicher Weise vergrößert wie die Masse des Gases. — Trotzdem ist die skizzierte Methode doch vereinzelt auf Gase angewendet worden.

Die Schwierigkeit wird durch eine zuerst von Delaroché und Bérard angegebene, später von Regnault zu hoher Vollkommenheit ausgebildete Modifikation der Mischungsmethode behoben. Man operiert nämlich nicht mit einer beschränkten Gasmenge, sondern man schiebt das Gas, nachdem es vorher in metallischen Schlangenwindungen erhitzt ist, in einem konstanten Strom durch das Kalorimeter. Dabei tritt das Gas nicht direkt in die Kalorimeterflüssigkeit ein, sondern passiert eine im Kalorimeter angeordnete Kühlschlange, mittels welcher es die ganze, der gemessenen Temperaturerhöhung des Kalorimeters entsprechende Wärmemenge an dieses abgibt; zwecks besseren Wärmeausgleiches ist die Kühlschlange mit Metallspänen angefüllt.

Die benötigten Gase kann man, wenn es sich um weniger kostbare Materialien handelt (Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure) Stahlbomben entnehmen, in welchen sie unter Druck im Handel käuflich sind; doch muß man dann die Verunreinigungen bestimmen und ihren Einfluß auf das Resultat berücksichtigen. Bei kostbareren oder chemisch reinen Gasen muß man dieselbe Gasmenge mehrfach benutzen, d. h. man muß das Gas in einem geschlossenen Stromkreise in dauernder Wiederholung durch den Erhitzer und das Kalorimeter treiben. — Die Menge des durch das Kalorimeter geschickten Gases mißt man mit einer in den Stromkreis eingeschalteten Gasuhr oder mittels eines Glockengasometers, in dem man das das Kalorimeter verlassende Gas auffängt. Über eine andere Meßmethode und die Technik der geschlossenen Zirkulation vgl. den Artikel „Kalorimetrie, elektrische“.

Die Wärmeverluste sind bei dieser Methode von der Strömungsgeschwindigkeit des Gases abhängig. Man beobachtet deshalb bei verschiedenen Geschwindigkeiten und eliminiert den Einfluß, indem man auf eine unendlich große Geschwindigkeit extrapoliert.

Scheel.

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Mißweisung. Alte Bezeichnung für die magnetische Deklination, bei Seefahrern noch im Gebrauch.

A. Nippoldt.

Mißweisungsgleichen, seemännische Bezeichnung für die Isogonen (s. d.).

Mistral. Ein in der Provence und an der französischen Mittelmeerküste häufig auftretender stürmischer Wind, der seiner Natur und Entstehung nach der Bora (s. d.) ähnlich ist.

O. Baschin.

Mittführungskoeffizient (Fresnel) s. Fizeauscher Versuch.

Mittagslinie, ein am Himmel gedachter Kreis durch die Pole und den Scheitelpunkt, in dem die Sterne ihre höchste und tiefste Stellung erreichen.

v. Staal.

Mittel. Wenn für eine physikalische Größe verschiedene Werte $a_1 \dots a_r \dots a_n$ gemessen werden, so nimmt man gewöhnlich das *arithmetische Mittel*

$$a = \frac{1}{n} \sum a_r$$

als besten Wert an; diese Annahme beruht auf der Wahrscheinlichkeitshypothese, daß gleich große Messungsfehler gleich häufig nach beiden Seiten das Resultat beeinflussen. Eine tiefere Begründung erfährt diese Annahme durch das *Gaußsche Fehlergesetz*. Andere Mittelbildungen s. Fehlertheorie und Bernoullisches Theorem. In anderen Fällen werden nicht nur verschiedene Werte gemessen, sondern die Größe selbst nimmt verschiedene Werte an; auch in diesem Falle führt man häufig einen Mittelwert in die Rechnung ein. Z. B. haben die Moleküle eines Gases in einem bestimmten Augenblick alle verschiedene Geschwindigkeiten, und aus diesen kann man ebenfalls das arithmetische Mittel bilden. Ein so gewonnenes Mittel über gleichzeitige Werte an verschiedenen Exemplaren heißt *statistisches Mittel*. Man kann auch ein Molekül in seiner Bahn verfolgen und das arithmetische Mittel aus den Geschwindigkeiten berechnen, die es nacheinander annimmt; ein solches Mittel über zeitlich folgende Werte an demselben Exemplar heißt *historisches Mittel*. Sind die Einzelwerte stetig veränderlich, so wird die Summation bei der Mittelbildung zur Integration; häufig wählt man diese auch da, wo es sich streng genommen um diskrete Einzelfälle handelt, die aber sehr nahe beieinander liegen und sehr zahlreich sind. *Reichenbach*.

Mittelleiter s. Dreileitersystem.

Mittellinie. Das Gesetz der geraden Mittellinie besagt, daß der Mittelwert der zu gleichen Temperaturen gehörenden Dichten eines einheitlichen Körpers im flüssigen und gasförmigen Zustande der Sättigung darstellbar ist durch eine lineare Funktion der Temperatur. Bezeichnet man die beiden Dichten mit ϱ_f und ϱ_g , und die absolute Temperatur mit T , so ist nach der genannten Regel zu setzen $\frac{1}{2}(\varrho_f + \varrho_g) = a + b \cdot T$; a und b sind individuelle Konstanten des betreffenden Stoffes. Das Gesetz der geraden Mittellinie bewährt sich für viele Stoffe mit großer Näherung und wurde zuerst von Cailletet und Mathias im Jahre 1886 aufgestellt. Es dient vielfach zur Berechnung der schwierig bestimmbar kritischen Dichte, wobei die kritische Temperatur bekannt sein muß.

Henning.

Näheres s. z. B. Handb. der Physik Bd. X.

Mittelwasser s. Meeresfläche.

Mittelwerte von Wechselströmen. Man erhält den Mittelwert eines periodisch veränderlichen Stromes, indem man den Mittelwert aller Augenblickswerte über eine Periode bildet.

Aus der Definition des reinen Wechselstromes (s. Wechselströme) folgt, daß der so gebildete Mittelwert, der als elektrolytischer Mittelwert bezeichnet wird, gleich Null ist.

Beschränkt man die Mittelwertbildung auf eine Halbperiode, so erhält man den als Mittelwert schlechthin bezeichneten Ausdruck

$$M(i) = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} i \, dt \quad (T = \text{Periodendauer}).$$

Diesem Wert kommt in der Elektrotechnik nur eine geringe Bedeutung zu. Die Wirkungen, die

der Strom ausübt und die auch für seine Messung Anwendung finden, sind dem Quadrate des Stromes in jedem Augenblick proportional, z. B. die mechanischen Kräfte in dem magnetischen Felde eines Stromes, seine Wärmewirkungen usw. In einem Leiter vom Widerstande R wird während der Zeit dt die Wärmemenge $Ri^2 dt$ gebildet. Die während einer Periode freiwerdende Wärmemenge ist dann $R \int_0^T i^2 dt$, und die Wärmemenge in der Zeiteinheit

$$Q = \frac{R}{T} \int_0^T i^2 dt.$$

Die gleiche Wärmemenge wird durch einen Strom konstanter Stärke erzeugt, der sich aus der Beziehung

$$Q = RI^2$$

ergibt.

Hieraus folgt: Dem Wechselstrom i ist in seiner Wirkung ein mittlerer Strom I gleichwertig; zwischen beiden besteht die Beziehung

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{M(i^2)}.$$

Den durch diesen Ausdruck definierten Mittelwert des Wechselstromes nennt man den **wirksamen Mittelwert** oder kurz den **Effektivwert**. Die gebräuchlichen Meßinstrumente für Wechselstrom (z. B. Hitzdraht- und elektrodynamische Instrumente) zeigen den Effektivwert an; alle technischen Angaben über Generatoren, Motoren usw. beziehen sich lediglich auf diesen.

Für den einwelligen Strom $i = I_m \sin \omega t$ ($I_m =$ Scheitelwert) ergeben sich zwischen den Mittelwerten und den Scheitelwerten folgende einfachen Beziehungen

(unter Berücksichtigung der Gleichung $\omega = 2 \frac{\pi}{T}$).

Der Mittelwert $M(i)$ ist

$$M(i) = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} I_m \sin \omega t \, dt = -\frac{2}{\omega T} I_m \left[\cos \omega t \right]_0^{T/2} \\ = \frac{2}{\pi} I_m = 0,637 I_m.$$

Der Effektivwert $\sqrt{M(i^2)}$ ergibt sich aus

$$M(i^2) = \frac{1}{T} \int_0^T I_m^2 \sin^2 \omega t \, dt =$$

$$\frac{I_m^2}{2T} \int_0^T (1 - \cos 2\omega t) \, dt = \frac{I_m^2}{2T} \left[t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega} \right]_0^T = \frac{I_m^2}{2}$$

$$\sqrt{M(i^2)} = I = \frac{1}{\sqrt{2}} I_m = 0,707 I_m.$$

Das Verhältnis vom Scheitelwert zum Effektivwert $\frac{I_m}{I}$ bezeichnet man als **Scheitelfaktor**; er ist für die Sinuskurve $\sqrt{2}$.

Das Verhältnis des Effektivwertes zum Mittelwert $\frac{\sqrt{M(i^2)}}{M(i)}$ nennt man den **Formfaktor**; er hat für die Sinuskurve den Wert 1,11.

Bei anderen Kurvenformen haben natürlich beide Faktoren andere Werte; sie geben ein Maß für die *Stumpfheit* oder *Spitzheit* der Welle. Im allgemeinen bedient man sich für die Charakterisierung der Wellenform des Formfaktors, der sich um so mehr dem Werte 1 nähert, je stumpfer die Kurvenform ist und umgekehrt.

Die vorstehend gegebenen Definitionen der Mittelwerte usw. gelten sinngemäß auch für Wechselspannungen; außerdem werden die abgeleiteten Begriffe allgemein auf jede periodisch veränderliche Größe übertragen.

R. Schmidt.

Näheres s. E. Orlich, Theorie der Wechselströme. Leipzig 1912.

Mittlere Beleuchtung s. Beleuchtungstechnische Definitionen.

Mittlere Energie der Molekeln s. Äquipartitionsprinzip.

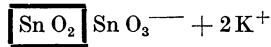
Mittlere Geschwindigkeit der Molekeln s. Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung.

Mittlere Lichtstärken s. Lichtstärken-Mittelwerte.

Mittlere Weglänge s. Molekeln und kinetische Theorie der Materie.

Mizelle. Die Einführung des Begriffs der „Mizelle“ ist auf die Forscher Cotton und Mouton (la micelle) zurückzuführen, die damit für die elektrisch geladenen Kolloidteilchen zum Unterschied von den echten Elektrolytionen eine besondere, kurze Bezeichnung schufen. Die Übertragung dieser Bezeichnung ins Deutsche stammt von Zsigmondy. Nach diesem Forscher kann man die Mizellen als die wesentlichen Bestandteile der durch Peptisation (Zufügen von wenig Säure oder Alkali zu den Gelen der kolloiden Oxyde) entstandenen Sole anorganischer Kolloide ansehen. Die Beobachtung, daß die kolloidale Flüssigkeit in ihrer Gesamtheit elektrisch neutral ist, führte zu dem Schluß, daß neben den elektrisch geladenen Submikronen, den Mizellen, auch noch andere unsichtbare Elektrizitätsträger von entgegengesetztem Vorzeichen vorhanden sein müssen. Deshalb wird noch unterschieden zwischen dem Mizellion (le granule, ionic micelle), also dem elektrisch geladenen Teilchen, und der eigentlichen Mizelle, die aus dem Mizellion und dem, was seine Ladung neutralisiert, zusammengesetzt ist.

So ist z. B. nach Zsigmondy die Mizelle der peptisierten Zinnsäure folgendermaßen versinnbildlicht (negativ elektrisch geladene Zinnsäurekolloidteilchen, positiv geladene Kaliumionen)



Mizellion.

Es ist teilweise gelungen, die Gesetze über die Wanderung gewöhnlicher Ionen in Elektrolytlösungen auf die Mizellionen in Kolloidlösungen zu übertragen.

R. Jaeger.

Modellregel s. Froudesches und Reynoldsches Ähnlichkeitsgesetz.

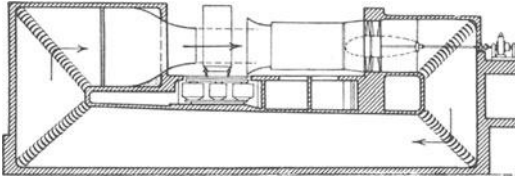
Modellversuch. Ein Modellversuch zur Untersuchung irgendeines physikalischen Vorganges in anderem (kleinerem) Maßstab als dem der naturgroßen Anordnung spart im allgemeinen Zeit und vor allem Kosten; er gestattet die schnelle und billige Abänderung der geometrischen Form einer Anordnung zum Zweck der Erprobung günstigster Formen und ist daher ein ausgezeichnetes Hilfsmittel der Experimentalphysik. In seltenen Fällen (z. B. für bestimmte Fragen des Maschinen-

baues) kommen auch Modelle in größerem Maßstab als in natürlicher Größe vor. Mechanisch-physikalisch muß von einem Modellversuch gefordert werden, daß hinsichtlich des zu untersuchenden Vorganges mechanische Ähnlichkeit (s. Ähnlichkeitsgesetze) vorhanden ist; je nach der Art der am Vorgang entscheidend beteiligten Kräfte sind dann die verschiedenen Modellregeln für die Übertragung maßgebend. Je nach der Modellregel ist der Vorgang abhängig von der absoluten Größe bestimmter dimensionsloser Zahlen (Kennzahlen, bzw. Kennwerte) und die Versuchsergebnisse (möglichst selbst dimensionslos charakterisiert) müssen daher in Abhängigkeit von diesen dimensionslosen Größen dargestellt werden. Die Modellversuchsreihe muß möglichst weit über den ganzen, in Frage stehende Größenbereich der kennzeichnenden dimensionslosen Zahlen ausgedehnt werden, um Extrapolationen zu vermeiden. — Häufig muß man sich mit angenäherter Ähnlichkeit begnügen, wenn für einen Vorgang mehrere Modellgesetze gleichzeitig entscheidend sind, die sich widersprechen; dies ist z. B. der Fall, wenn bei hydraulischen Versuchen gleichzeitig das Froudesche und das Reynoldsche Ähnlichkeitsgesetz maßgebend ist und keines von beiden das andere an Einfluß so entscheidend überwiegt, daß man sich hiernach vorwiegend richten könnte. In einigen Fällen führen dann Parallelversuche an Modellen verschiedenen Maßstabes zu einigen zuverlässigen Aussagen. Bei Schleppversuchen (s. Art. Schleppversuchsanstalt) von Körpern an der freien, der Schwere unterworfenen Oberfläche von reibenden flüssigen Medien läßt sich durch Rechnung oder durch besondere Versuchsverfahren (Parallelversuch mit Doppelmodell innerhalb des Mediums) der Einfluß beider Gesetzmäßigkeiten einigermaßen gut trennen. Bei flußbaulichen Versuchen mit beweglicher Sohle (s. Geschiebe) liegen jedoch besondere Verhältnisse vor; trotzdem kann man auch hier brauchbare Ergebnisse durch Modellversuch erzielen, wenn man in vorsichtiger Weise zwischen den Forderungen der strengen Ähnlichkeitsmechanik und empirisch gefundenen Erfordernissen ein Kompromiß schließt; dabei sind aber allgemein technische Erwägungen gleichfalls entscheidend mit heranzuziehen. Als Ergebnis erhält man ein ungleiches Maßstabsverhältnis für die Tiefen verglichen mit dem der Längen und Breiten des Wasserlaufes (Verzerrung), für die Größe des die bewegliche Sohle bildenden Geschiebekornes und für das Wasserspiegelgefälle; diese bedingen die Geschwindigkeits-, Mengen- und Kräftemaßstäbe, die besonders ermittelt werden müssen. Oft dürfen dann nur qualitative, aber keine quantitativen Schlüsse aus Modellversuchen gezogen werden.

Näheres bezüglich der flußbaulichen Versuche: Krey, Ztschr. für angewandte Mathematik und Mechanik 1926, Eisner, „Offene Gerinne“, Hdb. der Experimentalphysik von Wien und Harms, Bd. IV, 2. Eisner.

Modellversuchsanstalten für Aerodynamik haben die Unterlagen für die Berechnung von Flugzeugen geliefert, seit es eine Flugtechnik gibt. Sie werden heute ausschließlich so gebaut, daß die Luft gegen das Modell mit Hilfe eines Ventilators geblasen wird. Man unterscheidet vor allem zwei Haupttypen von solchen Anordnungen: Kanäle, bei welchen der Luftstrom zwischen festen Wänden geführt wird, und Freistrahlen, welche offen durch die ruhende Luft hindurchschießen. Der erstere

Typ wurde zuerst von Prandtl in Göttingen, der letztere (heute bevorzugte) von Eiffel in Paris gebaut. Die Dimensionen und die Stärke der Ventilatoren sind bei den neueren Anordnungen so gesteigert worden, daß man ganze Flugzeugteile in wirklicher Größe mit wirklicher Flugzeuggeschwin-



Göttinger Modellversuchsanstalt.

digkeit untersuchen kann. Als Beispiel einer solchen Anordnung diene die den Prandtl'schen Veröffentlichungen entnommene Zeichnung der Göttinger neueren Freistrahlanordnung. Man erkennt daran die für fast alle Anordnungen charakteristische Rundführung der Luft. Die vom Ventilator angesaugte Luft wird in dem abgebildeten Kanal unter der Erde, im neuen Göttinger Kanal in einer rechteckigen Umführung, bei Eiffel über eine große Halle in den Versuchsraum zurückgeführt. Man ist auf diese Weise von den Verhältnissen in der äußeren Atmosphäre ganz unabhängig. Die räumliche Ungleichförmigkeit muß durch Gleichrichter ausgeglichen werden, die zeitliche Ungleichmäßigkeit durch Druckregler (s. d.). *L. Hopf.*

Modulation. Änderung der Amplitude einer ungedämpften Hochfrequenzschwingung derart, daß die zur Nulllinie symmetrisch liegenden Begrenzungslinien der Amplituden eine vorgegebene Niederfrequenzschwingung darstellen. Der mathematische Ausdruck für die Schwingung lautet im Falle rein sinusförmiger Modulation:

$$e = A (1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t,$$

worin $\frac{\omega}{2\pi}$ die Hochfrequenz, $\frac{\Omega}{2\pi}$ die Niederfrequenz und k den Modulationsfaktor bezeichnet. k ist stets kleiner als eins. Die obige Gleichung läßt sich bekannterweise umformen in:

$$A (1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t = A \sin \omega t + \frac{Ak}{2} \cos (\omega - \Omega) t - \frac{Ak}{2} \cos (\omega + \Omega) t.$$

Es ergeben sich somit drei Schwingungen mit den Kreisfrequenzen ω , $\omega + \Omega$ und $\omega - \Omega$. Ist die Modulation nicht rein sinusförmig, so erhält man beiderseits der Hochfrequenz je ein Frequenzband, das um so breiter ist, je größer der Frequenzbereich der Niederfrequenzschwingung ist. Durch besondere Senderanordnungen kann man es einrichten, daß nur ein Seitenband von den Schwingungen ausgestrahlt wird.

Die Modulation dient insbesondere zur drahtlosen Übertragung von Sprache und Musik.

E. Alberti.

Näheres s. Joos und Zenneck, Jahrb. d. drahtl. Tel. 22, 93, 1923.

Mohrsche Waage. Die Mohrsche Waage dient zur Ermittlung des spezifischen Gewichts einer Flüssigkeit nach der Methode der hydrostatischen Wägung (s. d.). Sie ist eine zweiarmige Waage, häufig in der Form, daß der eine Waagearm verkürzt und verdickt ist, und so die konstante Tara gegen einen am anderen Arm der Waage hängenden,

meist gläsernen Schwimmer bildet. Die Waage ist im Gleichgewicht, wenn der Schwimmer in Wasser eingesenkt ist. Wird das Wasser durch eine Flüssigkeit ersetzt, die schwerer ist als Wasser, so erleidet der Schwimmer einen größeren Auftrieb als in Wasser, der durch zugefügte Gewichte wieder aufgehoben werden muß. Der Waagebalken ist nun in dezimaler Einteilung mit Kerben versehen, in welche die Ausgleichgewichte, die die Form von Reitern haben, eingehängt werden. Die Reitergewichte selbst sind so abgeglichen, daß jeder einer Dezimalstelle des spezifischen Gewichtes entspricht. Aus der Größe der Reiter kann man also unmittelbar das spezifische Gewicht der Flüssigkeit ablesen.

Für die Benutzung der Mohrschen Waage zur Ermittlung von spezifischen Gewichten unterhalb 1 gleicht man die Tara der Waage so ab, daß der schwerste Reiter in der Kerbe 10 genau oberhalb der Endschneide zusammen mit dem Schwimmer im Wasser Gleichgewicht herstellt. Sinkt dann der Schwimmer in einer Flüssigkeit, die leichter ist als Wasser, unter, so hat man mit dem schwersten Reiter auf Kerbe 9 usw. zurückzugehen und findet damit auch für das spezifische Gewicht eine Zahl kleiner als 1.

Scheel.

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Mol auch Gramm-molekül, ist diejenige Gewichtsmenge in Gramm einer Substanz, die das Molekulargewicht (s. d.) zur Maßzahl hat. Insbesondere in der physikalischen Chemie bezieht man Naturkonstanten gewöhnlich auf diese Einheit, da lästige Umrechnungen zu chemischen Zwecken dadurch entfallen. Bei idealen Gasen erfüllt ein Mol unter 760 mm Druck und 0° C den Raum von 22,41 l.

Schwab.

Molare Unordnung nennt Boltzmann eine solche Verteilung der Gasmoleküle, daß in größeren Volumteilen gleiche Mittelwerte der Dichte, Geschwindigkeit usw. herrschen. Unter dem Einfluß der Schwere z. B. stellt sich *molare Ordnung* ein. Dagegen kann auch hier noch *molekulare Unordnung* (s. Stoßzahlansatz) herrschen, weil diese sich nur auf Gebiete noch kleinerer Größenordnung bezieht, nämlich die unmittelbare Nachbarschaft eines Moleküls.

Reichenbach.

Molekel. Chemisch nennt man Molekel den kleinsten Baustein, in den man eine Verbindung (auch Cl₂ usw. sind in diesem Sinne Verbindungen) ohne Zerstörung der chemischen Eigenart zerlegen oder doch zerlegt denken kann. Demgegenüber steht die kinetische Definition, die in der Molekel das Gebilde der betreffenden Substanz sieht, das sich bei der Wärmebewegung im wesentlichen, von geringen inneren Relativbewegungen abgesehen, als starres Ganzes bewegt. Beide Auffassungen sind nicht immer identisch. So formuliert der Chemiker die Wassermolekel als H₂O (s. auch Formel), während man nach der anderen Auffassung mehrere, mindestens zwei, Arten von polymeren Wassermolekeln annehmen muß. Oft wird auch chemisch als Molekel das kleinste Gebilde formuliert, das sich durch ein chemisches Formelbild ohne ungesättigte Valenzen (s. d.) darstellen läßt, ohne Rücksicht darauf, ob die Aufspaltung in solche Bausteine nicht den chemischen Charakter erheblich verändern oder die Stabilität aufheben würde. (Hochmolekulare organische Körper.)

Am größten werden die Schwierigkeiten, wenn man den festen Zustand einbegreift, wo die chemi-

sche und die kinetische Definition versagen und die Vergleichung beider zu Widersprüchen führt. Hier nennt man Molekel zweckmäßig nicht eine kinetische, sondern eine dynamische Einheit, weil nicht nur die intramolekularen, sondern auch die Molekelbewegungen hier durch Gleichgewichtslagen beschränkt und schwer scharf zu scheiden sind. Als Molekel kann hier gelten eine Atomgruppe, in der jedes Atom durch stärkere Kräfte an sie gebunden ist, als an alle nicht in ihr enthaltenen Atommengen, und die die größte ist, die 0 Translationen zuläßt. Diese Definition scheint mit der kinetischen für die Molekeln derselben Substanz in Schmelze und Dampf meist zu identischen Ergebnissen zu führen. Schwab.

Molekeln. Energie s. Spezifische Wärme.

Geschwindigkeit. In der Gleichung für den Gasdruck (s. Boyle-Charlessches Gesetz) $p = \frac{N m \bar{c}^2}{3}$ ist $N m = \rho$ die Masse der Volumeneinheit,

also die Dichte des Gases. Daher ist $p = \frac{\rho \bar{c}^2}{3}$

oder $\bar{c}^2 = \frac{3p}{\rho}$. Da man $\frac{p}{\rho}$ für jedes Gas experimentell bestimmen kann, so kann auch das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit \bar{c}^2 zahlenmäßig dargestellt werden. Die Wurzel aus diesem Wert darf zwar nicht mit dem Mittelwert (s. Maxwell'sches Gesetz) der Geschwindigkeit verwechselt werden, wird aber der Größenordnung nach mit der mittleren Geschwindigkeit der Gasmolekeln übereinstimmen. Man findet so bei 0° C für Luft 485 m/sec, Sauerstoff 461 m/sec, Stickstoff 492 m/sec, Wasserstoff 1844 m/sec.

Stoßzahl. Wir betrachten die Gasmolekeln als Kugeln vom Durchmesser σ . Infolge ihrer Bewegung muß jede Molekel beständig mit anderen zusammenstoßen. Die Zahl der Stöße, die sie in der Sekunde macht, nennen wir ihre Stoßzahl, die wir folgendermaßen finden können. Wir denken uns vorerst alle Molekeln in Ruhe bis auf eine, welche die Geschwindigkeit c besitzt. Beim Stoß nähern sich die Mittelpunkte der Molekeln bis auf die Entfernung σ . Für die Rechnung wird sich somit nichts ändern, wenn wir sämtliche ruhenden Molekeln uns als Punkte denken, während die sich bewegendende den doppelten Durchmesser, also den Radius σ besitzt. Diese Molekel fegt in der Sekunde einen Raum von der Größe $\pi \sigma^2 c$ ab, in dem sich $N \pi \sigma^2 c$ Molekeln befinden, wenn N die Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit ist. $N \pi \sigma^2 c$ gibt uns also auch die Zahl der Stöße an, welche die Molekel in der Sekunde macht. In Wirklichkeit sind nun alle Molekeln in Bewegung. Wir können dann genau dieselbe Überlegung für die Stoßzahl machen, nur haben wir anstatt c die relative Geschwindigkeit r einer Molekel gegenüber den anderen einzuführen. Es hat Clausius gezeigt, daß $r = \frac{4}{3} c$, mithin die

Stoßzahl $Z = \frac{4}{3} N \pi \sigma^2 c$ ist. (Zahlenwerte s. innere Reibung der Gase.)

Weglänge. Die Wege, die eine Molekel zwischen zwei aufeinander folgenden Zusammenstößen zurücklegt, werden im allgemeinen verschieden sein, jedoch einen bestimmten Mittelwert haben, den wir die mittlere Weglänge nennen. In der Sekunde

legt die Molekel den Weg c zurück. Dieser Weg dividiert durch die Stoßzahl (s. d.) Z gibt uns somit die mittlere Weglänge $\lambda = \frac{c}{Z} = \frac{3}{4 N \pi \sigma^2}$.

Sie ist also um so kleiner, je größer die Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit N und der Querschnitt $\frac{\pi \sigma^2}{4}$ einer Molekel ist. (Zahlenwert s. innere

Reibung der Gase.)

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX., 354, 363, 390.

Moleküldimensionen. Die Frage nach der Größenbestimmung von Atomen und Molekülen ist einerseits von prinzipieller Tragweite für die Atomistik überhaupt, andererseits von erheblicher molekulartheoretischer und praktisch-physikalisch-chemischer Bedeutung. Entsprechend der fundamentalen Rolle der Atomistik in der heutigen Physik gibt es bereits zahlreiche Methoden zur Bestimmung der Moleküldimensionen. Sie alle gründen sich mehr oder minder deutlich darauf, daß eine beliebig weitgehende Annäherung eines Teilchens an ein gleichartiges oder ungleichartiges anderes, erfahrungsgemäß nicht möglich ist. Würden sich die Moleküle wie harte elastische Kugeln verhalten, so müßten die Dimensionen unabhängig von den näheren Bedingungen der gegenseitigen Annäherung herauskommen. Handelt es sich aber um Gebilde, welche bei großer gegenseitiger Annäherung abstoßende Kräfte aufeinander ausüben, so ist vor auszusehen, daß das Ergebnis von der Natur und Relativgeschwindigkeit der zur Bestimmung der Dimensionen benutzten Teilchen abhängen wird. Da das letztere tatsächlich zutrifft, sieht man, daß es sich weniger um exakt erfaßbare Dimensionsbestimmungen handeln kann, als um eine von der zugrunde gelegten Genauigkeit abhängige Auslotung der abstoßenden Kraftfelder der Atome und Moleküle, also um eine Erforschung ihrer Wirkungssphären. Eine eindeutig definierte „wahre“ Größe wäre nur angebar, wenn die Lage der äußersten Bausteine eines Teilchens bestimmbar wäre. Hierzu könnte nur ein theoretischer Weg in Betracht kommen und tatsächlich hat es längere Zeit hindurch den Anschein gehabt, als würde die Bohrsche Theorie des Atombaues (s. d. und Bohr-Rutherford'sches Atommodell) mit ihren Angaben über bestimmte quantenhafte Elektronenbahnen hierzu eine Handhabe bieten. Die neuere Entwicklung der Quantentheorie (s. d.) zur Quantenmechanik (s. d.) und Wellenmechanik (s. d.) hat jedoch gezeigt, daß es prinzipiell unmöglich ist, Elektronenorte und -geschwindigkeiten im Inneren der Atome festzulegen. Die Möglichkeit, von einer anschaulich vorstellbaren Raumbeanspruchung eines Atomsystems zu sprechen, besteht demnach nicht mehr und man muß sich mit einer größenordnungsmäßigen Abgrenzung von Wirkungssphären zufriedengeben.

Die wichtigsten Gruppen von Methoden zur Ermittlung der so verstandenen Moleküldimensionen sind die folgenden.

1. Volummethoden. Nachdem die gegenseitigen Abstände der Gitterbausteine in Kristallgittern offenbar durch Größe und Form dieser Teilchen bestimmt sind, kann man daraus wenigstens in halbquantitativer Weise auf jene Eigenschaften zurückschließen. Indem man dabei alle Kristallbausteine als starre Gebilde annimmt, müßte gefordert werden, daß z. B. die einwertigen Chlor-

ionen in allen Alkalichloriden denselben Durchmesser besitzen. Diese „Braggsche Regel“, welche die Kristallgitter als dichteste Kugelpackungen auffaßt, ist mit einer gewissen Annäherung tatsächlich erfüllt. — In der van der Waalsschen Theorie der realen Gase und Flüssigkeiten erfährt das Gesamtvolumen aller, wiederum durch starre Kugeln wiedergegebenen Moleküle explizite Berücksichtigung. Die Volumina der Moleküle können demnach aus der van der Waalsschen Volumkonstante eines Gases berechnet werden, entweder aus dem entsprechenden Koeffizienten der Zustandsgleichung oder aus den kritischen Daten der Substanz. Die van der Waalssche Volums„konstante“ erweist sich aber in Wirklichkeit als eine Temperaturfunktion, auch versagt die van der Waalssche Zustandsgleichung im flüssigen Zustandsgebiete bei tieferen Temperaturen, wodurch die Grenzen dieser Berechnungsart gekennzeichnet sind.

2. Dynamische Methoden. Läßt man einen parallelen Elektronenstrahl veränderlicher Geschwindigkeit durch ein Gas laufen, so kann aus der Anzahl der pro Weiteinheit aus der Bewegungsrichtung abgelenkten Elektronen auf die Größe des „Wirkungsquerschnittes“ der Gasmoleküle geschlossen werden. Die so ermittelten Moleküldurchmesser zeigen eine ausgesprochene Abhängigkeit von den angewandten Elektronengeschwindigkeiten; insbesondere für sehr langsame und sehr schnelle Elektronen ergibt sich eine große „Durchlässigkeit“ der Atome, von welchen namentlich die letztere für die Erkenntnis des Atombaus von großer Bedeutung geworden ist. Ähnliche Verhältnisse herrschen bei den Zusammenstößen von Alphastrahlen mit Atomkernen (s. d.), welche für die letzteren ebenfalls geschwindigkeitsabhängige Wirkungsquerschnitte ergeben haben. — Läßt man das Gas durch einen parallelen Atomstrahl durchqueren, so ergeben sich auf ähnlichem Wege wie bei den Elektronenversuchen die Wirkungsquerschnitte der Gasmoleküle gegenüber den stoßenden Atomen. Im Gas selbst beruht auf der gegenseitigen Ablenkung der Moleküle die Existenz der „mittleren freien Weglänge“ (s. kinetische Gastheorie), so daß die Moleküldimensionen in diesem Zusammenhange aus der inneren Reibung, der Wärmeleitung und den Diffusionsvorgängen in Gasen ermittelt werden können. Da z. B. die innere Reibung stärker mit der Temperatur veränderlich ist, als einer temperaturunabhängigen mittleren freien Weglänge entsprechen würde, erweisen sich auch hier die Wirkungsquerschnitte von der Relativgeschwindigkeit der stoßenden Teilchen abhängig.

3. Energetische Methoden. Nach der Lindemannschen Auffassung tritt das Schmelzen eines Kristalles ein, wenn die Wärmeschwingungen der Gitterbausteine so große Amplituden bekommen, daß ihre Oberflächen zusammenstoßen. Indem man aus dem Energieinhalt der Schwingungen bei der Schmelztemperatur auf jene Amplituden schließt, kann man aus diesen und den Gitterabständen ein Maß für die Durchmesser der Kristallbausteine ableiten. — Eine auf Loschmidt und Jäger zurückgehende Methode zur Ermittlung der Moleküldurchmesser von Flüssigkeiten beruht auf der Folgerung, daß die Oberflächenenergie pro Molekül gleich dessen halber Verdampfungswärme ist; es gelingt so, das Zahlenverhältnis der Oberflächenmoleküle zu der gesamten Molekülnzahl einer Flüssig-

keitsmenge zu berechnen und dies mit den Moleküldimensionen zu verknüpfen — doch handelt es sich dabei im wesentlichen nur um eine Berechnung des Molekularvolumens, d. h. des auf ein einzelnes Molekül entfallenden Gesamtvolumens der Flüssigkeit, welches im allgemeinen größer ist als das Eigenvolumen des Moleküls. — Die Bornsche Deutung der Hydratationswärme von Ionen in Lösungen faßt diese Größe auf als die gesamte potentielle Energie der elektrostatischen Ionenfelder in dem kontinuierlich gedachten Lösungsmittel von bekannter Dielektrizitätskonstante, außerhalb starr gedachter Ionenkugeln, deren Radius daraus berechenbar ist.

4. Monomolekulare Schichten. Wenn man Gewicht und Flächeninhalt einer Flüssigkeitsschicht kennt, welche sich auf der Oberfläche einer anderen Flüssigkeit so stark als möglich ausgebreitet hat, kann man die Dicke dieser Schicht berechnen und sie unter der Voraussetzung monomolekularer Beschaffenheit mit Molekülabmessungen identifizieren. Auf dem gleichen Grundgedanken beruhen verschiedene Verfeinerungen, welche vor allem die Kontrolle der Schichtbildung mittels der Oberflächenspannung, ferner die etwaige Anisotropie der Moleküle berücksichtigen. Dünnste Schichten fester Körper können sowohl nach elektrischen, optischen (Farben dünner Blättchen) und röntgenoptischen Verfahren (Abmessungen von Molekülgittern, insbesondere organischer Substanzen) beurteilt werden und haben ebenfalls Schlüsse über Molekülabmessungen zugelassen.

5. Optische Methoden. Brechungsindex bzw. Dielektrizitätskonstante eines Stoffes bilden ein Maß für die Polarisierbarkeit seiner Moleküle. Nach der Clausius-Mosottischen Theorie wird die Größe vollkommen leitender Kugeln von gleicher Polarisierbarkeit wie der beobachteten, mit den Molekülgrößen in Verbindung gebracht. Obgleich die so aus der Molekularrefraktion abgeleiteten Volumina mit den van der Waalsschen Volumfolgerungen häufig gut übereinstimmen, ist es bisher noch nicht gelungen, den wirklichen Zusammenhang mit den Moleküldimensionen theoretisch befriedigend klarzustellen. — Einen röntgenoptischen Weg zur Ermittlung der räumlichen Ladungsverteilung in den Ionen eines Kristallgitters bietet die Untersuchung der durch sie hervorgebrachten Beugungseffekte.

6. Rückschlüsse aus anderen Molekulareigenschaften. Hierfür kommen nur mehratomige Moleküle in Betracht durch Vermittlung ihrer elektrischen und Trägheitsmomente, sowie ihrer Atom-schwingungen. Am wichtigsten sind die Trägheitsmomente, welche bei zweiatomigen Molekülen direkten Aufschluß über den Abstand der Atomkerne liefern. Man kann sie entweder spektroskopisch erhalten, durch Analyse der Bandenspektren oder aus dem Maximum der Intensitätsverteilung im Rotationsspektrum; andererseits statistisch, aus dem Temperaturabfall des Rotationsanteils der spezifischen Wärme oder aus den chemischen Konstanten der Gas- und Verdampfungsgleichgewichte.

7. Quantentheoretische Methoden zur zahlenmäßigen Charakterisierung der Wirkungssphären von Atomsystemen sind im Rahmen der Schrödingerschen Wellenmechanik (s. d.) erst in Entwicklung begriffen. Die älteren quantentheoretischen Elektronenbahnen-Vorstellungen scheinen

trotz ihrer prinzipiellen Unzulänglichkeit immerhin in erster Annäherung brauchbare Atomabmessungen liefern zu können. Wie die noch auf dieser Grundlage entwickelte allgemeine Bohrsche Theorie des Atombaus (s. d. und Bohr-Rutherfordsches Atommodell) gezeigt hat, vermag man zumindest den relativen Gang der Atom- und Ionenvolumina mit der Ordnungszahl der Elemente befriedigend wiederzugeben (s. Atomvolumen).

Ein Vergleich der zahlenmäßigen Ergebnisse aller aufgezählten Methoden ist mit Rücksicht auf deren Verschiedenheiten nicht ohne weiteres durchführbar, so daß diesbezüglich auf die Literatur verwiesen werden muß. Die Radien aller Atome, Ionen und einfacher gebauten Moleküle werden übereinstimmend von der Größenordnung 10^{-8} cm gefunden, wie es auch die Theorie verlangt. Im einzelnen ergeben sich jedoch viele noch ungeklärte Widersprüche. Als exakteste Methoden haben zu gelten: die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus Elektronenablenkungen, die noch wenig ausgebildete Anwendung der röntgenoptischen Beugungseffekte der Atomstruktur, die spektroskopische Ermittlung von Trägheitsmomenten. Die ausgedehnteste Anwendung dürfte bisher die Volumenmethode gefunden haben, für welche durch die Kristallstrukturen der Festkörper ein sehr umfassendes, einheitliches Tatsachenmaterial zur Verfügung steht.

Näheres s. Herzfeld u. Grimm, Größe und Bau der Moleküle; in Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. Bd. XXII. Berlin 1926.

Molekülmodelle. In seinem ersten Entwurf einer Theorie des Aufbaus der Atome und Molekeln auf Grund des *Rutherfordschen Atommodells* und der Quantentheorie, 1913, hat Bohr einige spezielle Molekülmodelle angegeben, von denen das *Wasserstoffmolekülmodell* in der Folge mehrfach Anwendung gefunden hat. Es besteht aus zwei ruhenden Wasserstoffatomkernen von unveränderlichem Abstand, in deren Symmetrieebene zwei Elektronen diametral gegenüberstehend, eine einquantige Kreisbahn durchlaufen. Dieses Modell war von vornherein zwei gewichtigen Bedenken ausgesetzt: einerseits ist es gegen Störungen senkrecht zur Elektronenbahnebene instabil, falls man die Frage der Stabilität im Wege der klassischen Mechanik beantworten darf, andererseits erzeugen die umlaufenden Elektronen ein beträchtliches magnetisches Moment, welches dem beobachteten Diamagnetismus des Wasserstoffgases widerspricht.

Auch bei anderen zweiatomigen, namentlich *homöopolaren* Molekeln sollte die Bindung der Atome ähnlich wie beim Wasserstoffmolekülmodell durch einen, nur im allgemeinen stärker besetzten Elektronenring bewirkt werden. Gegen diese Modelle richten sich daher auch sogleich ähnliche Einwände wie die obengenannten. Während das Wasserstoffmolekülmodell anfänglich hinsichtlich der Dispersion in den Händen von Debye erfolgreich zu sein schien, vermochte es hingegen weder die gemessene Ionisierungsspannung und Dissoziationswärme, noch den Abfall des Rotationsanteils der spezifischen Wärme des Wasserstoffgases bei tiefen Temperaturen zutreffend wiederzugeben. Die von Sommerfeld behandelten Molekülmodelle von Stickstoff und Sauerstoff waren bereits hinsichtlich der Dispersion nicht mehr so erfolgreich wie das Wasserstoffmolekülmodell. Schließlich hat das Studium der Bandenspektren, namentlich durch

Lenz (s. Bandenspektren und Quantentheorie) ergeben, daß die genannten Molekeln kein Impulsmoment um die Verbindungslinie ihrer Atomkerne besitzen können. Mit diesem, den obigen magnetischen Einwand bestätigenden Ergebnis werden aber sämtliche genannten Modelle gegenstandslos. Es gibt daher zur Zeit kein einziges brauchbares Molekülmodell. Wenn auch eine ganze Anzahl von Bedingungen bekannt ist, die das wirkliche Wasserstoffmolekülmodell befriedigen muß, so sind doch die rechnerischen Schwierigkeiten, die bereits der Ermittlung dieses einfachsten aller Molekülmodelle entgegenstehen, sehr beträchtliche, da es sich hier um die Lösung eines 4-Körperproblems handeln würde. Ebenso erfolglos wie am Wasserstoffmolekül sind alle Bemühungen zur Bestimmung des positiven Wasserstoffmolekülion-Modells verlaufen, bei dem es sich immerhin bloß um ein 3-Körperproblem handeln würde. Auch die Heisenbergsche Quantenmechanik (s. d.) hat hinsichtlich der Molekülmodelle noch keinen sicheren Erfolg zu erzielen vermocht.

Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. IV. Aufl. Braunschweig 1924.

Molekülverbindungen. Verbindungen zweier je in sich gesättigter Molekelarten zu einer neuen durch Nebenvalenzen. Die Einschränkung „durch Nebenvalenzen“ muß gemacht werden, so unscharf sie ist, da Verbindungen, wie $2 \text{ KJ} \cdot \text{Pb J}_2$ nicht zu den Molekülverbindungen zählen, sondern zu den Komplexverbindungen. Auf jeden Fall sind die Bildungsenergien der Molekülverbindung stets erheblich geringer, als die gewöhnlichen Wärmetönungen, was auf schwache Restwirkungen der Valenzen (s. d.) (vielleicht molekulare Dipole) schließen läßt. Besonders in der organischen Chemie treten Molekülverbindungen zwischen recht mannigfachen und verschiedenartigen Körpern auf. Die Frage, ob sich eine Molekülverbindung aus zwei festen Komponenten unter einem gegebenen Lösungsmittel kristallisiert erhalten läßt, beantwortet sich in einfacher Weise aus der Lage des homogenen Gleichgewichts (s. d.) und den Löslichkeiten der Komponenten.

Schwab.

Molekulardispersion s. Atomdispersion.

Molekulare Unordnung s. Stoßzahlansatz.

Molekulare Wirkungssphäre s. Wirkungssphäre.

Molekulares Leitvermögen = Äquivalentleitvermögen s. Leitvermögen der Elektrolyte.

Molekulargewicht. Die Summe der Atomgewichte der in einer Molekel (s. d.) enthaltenen Atome. Die Bestimmung des Molekulargewichts geht verschiedene Wege, je nachdem, ob die Substanz fest, gelöst oder gasförmig bequem zu handhaben ist. Molekulargewichtsbestimmungen an Flüssigkeiten werden nicht direkt, sondern in Dampf oder Lösung gemacht. Über die Bestimmung im Dampfzustand s. Dampfdichte. Im Lösung benutzt man die Erniedrigung des Dampfdrucks des Lösungsmittels, meist durch Messung der Siedepunktserhöhung oder Gefrierpunktserniedrigung (s. d.). Im festen Zustand geben Röntgenuntersuchungen der Struktur in Verbindung mit Dichtemessungen einen Anhalt (vgl. Molekel).

Schwab.

Molekularluftpumpe. Das Prinzip der Molekularluftpumpe ist der Theorie der äußeren Reibung entnommen. Unterhalb eines Druckes von etwa 10^{-3} mm Hg gilt der Satz von der Unabhängigkeit der inneren Reibung nur für unendlich weite Röhre, da Gleitung auftritt, die Reibung des Gases

gegen die einschließenden Wände: die äußere Reibung gewinnt an Einfluß.

Wird im Hohlzylinder B, dessen Wandung zwischen n und m (s. Fig. 1) eine

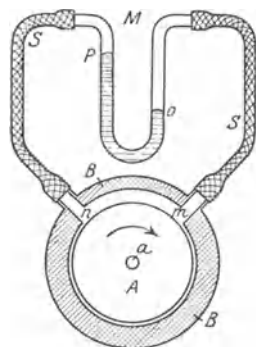


Fig. 1. Schema zum Prinzip der Molekularluftpumpe.

Wird im Hohlzylinder B, dessen Wandung zwischen n und m (s. Fig. 1) eine Vollzylinder A in Richtung des Pfeiles um a bewegt, so stoßen in dem Hohlraum zwischen n und m die Gasmoleküle gegen die Wand des sich bewegenden Zylinders und erhalten beim Abstoß eine Zusatzkomponente ihrer Geschwindigkeit in Richtung der Bewegung von A. Wäre letztere so groß wie die mittlere Molekulargeschwindigkeit, so würde kein Molekül in Richtung n zurückgelangen, ein absolutes Vakuum wäre erreicht. Neben dieser tangentialen tritt auch eine radiale Geschwindigkeitskomponente auf, die einer Schleuderwirkung gleichkommt. Diese spielt aber, wie Gaede gezeigt hat, für die Erzeugung des Vakuums keine wesentliche Rolle. Die künstliche Beeinflussung der Molekulargeschwindigkeit muß, wenn wirklich diese Bewegung die Temperatur eines Gases definiert, einen thermischen Effekt hervorrufen, auch wenn keine zeitlichen Druckänderungen auftreten. Gaede hat einen solchen „kinetischen Wärmeeffekt“ nachgewiesen.

Die praktische Ausführung einer Molekularluftpumpe nach Gaede zeigt Fig. 2 und 3.

Der im Gehäuse B um die Welle a rotierende Zylinder A befindet sich in dem von den Scheiben

Um einem Eindringen des Öls in das Pumpgehäuse vorzubeugen, ist in a eine Spiralnute N eingeschnitten, welche während des Rotierens das Öl wieder zurückdrängt. Auf B ist der Aufsatz K luftdicht aufgeschraubt; S führt zum Hochvakuum und ist mit n verbunden, wobei D eine Nute in der mittleren Lamelle sein soll. Die Drucköffnung m ist durch Kanäle in dem Aufsatz K mit der Saugöffnung n einer benachbarten Nut verbunden. Die Drucköffnung dieser Nut ist dann mit der Saugöffnung der nächsten verbunden usw., so daß sich die Wirkungen der einzelnen Nuten addieren. Der Druck in der mittleren Nut ist am kleinsten und steigt gleichmäßig nach den beiden Enden des Zylinders bis zum Gasdruck, der von einer durch den Schlauch mit der Düse T verbundene Hilfspumpe in dem Gehäuse erzeugt wird.

Um die der Spirale N zugeschriebene Wirkung zu erhalten, ist beim Inbetriebsetzen der Pumpe darauf zu achten, daß erst die Pumpe in Rotation versetzt und dann mit der Vorpumpe verbunden wird. Beim Abstellen muß erst Luft in die Pumpe eingelassen und darauf der die Pumpe antreibende Motor abgestellt werden.

Die Pumpe hat eine große Saugwirkung und erreicht einen Druck von 10^{-7} mm Hg. Die Saugleistung ist bei verhältnismäßig hohem Druck, solange lediglich die innere Reibung den Effekt bewirkt, klein, wächst dann um so mehr, je kleiner der Druck wird, bis die freie Weglänge der Moleküle die Größenordnung der Dimensionen der Saugnuten erreicht. Hier hat sie ein Maximum. Bei noch niedrigeren Drucken nimmt die Saugwirkung wieder ab und erreicht bei etwa 10^{-7} den Wert 0.

Ein wesentlicher Vorteil dieser Pumpe ist die Fähigkeit, ohne Zuhilfenahme besonderer Flüssigkeiten im eigentlichen Arbeitsraum wirksam zu sein. Sie enthält daher keine schädlichen Dämpfe. Überdies vermag sie etwa in der Apparatur vorhandene Dämpfe — Wasserdampf — abzusaugen, so daß besondere Vorrichtungen zum Trocknen oder Ausfrieren überflüssig sind.

H. Ebert.

Molekularmagnet s. Magnetismus.

Molekularrefraktion s. Atomrefraktion.

Molekularrotation s. Atomrotation.

Molekularstrahl s. Atomstrahl.

Molekularströmung, thermische s. Hochverdünnte Gase (Knudsen-effekt).

Molekularvolumen. Das Volumen in cm^3 , das ein Mol (s. d.) einnimmt. Es ist naturgemäß von den physikalischen Bedingungen abhängig. Mit der Dichte steht es in dem Zusammenhang:

$$MV = \frac{\text{Molekulargewicht}}{\text{Dichte}}$$

Im gasförmigen Zustand ist das M. gemäß den Gasgesetzen von Temperatur und Druck abhängig. Wo die Gasgesetze nicht mehr gelten, tritt eine andere Beziehung dafür ein, jedoch bleibt in allen Fällen das M. eine eindeutige Funktion von Tem-

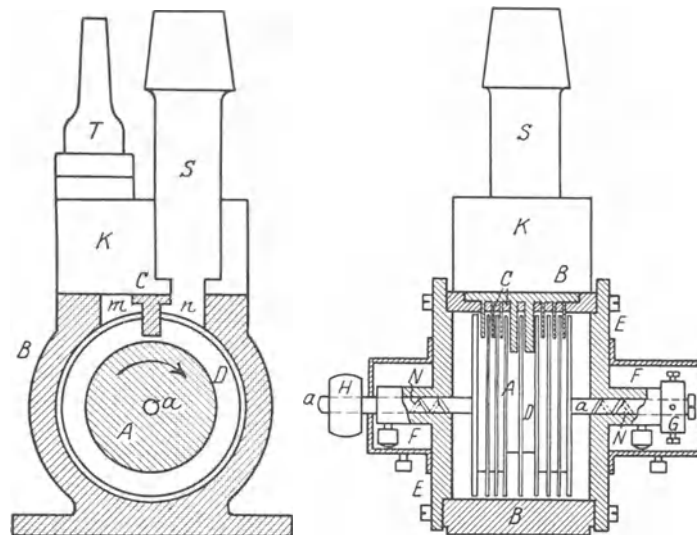


Fig. 2. u. 3. Molekularluftpumpe nach Gaede.

luftdicht abgeschlossenen Raum. In dem Zylinder sind Nuten D eingefräst. In diese selbst sind Lamellen C — am Gehäuse befestigt — eingepaßt. Die Stellvorrichtung G verhindert ein Anstreifen dieser Lamellen an die Nutwandung des rotierenden Zylinders. H ist die Riemenscheibe, F sind Ölbehälter. Hier wird gleichzeitig die Welle abge-

peratur und Druck, weil das homogene Gas ein divariantes System ist.

In gesättigten Dämpfen sowohl, wie in Flüssigkeiten (hier spielt Sättigung eine geringere Rolle; über die Gründe s. kondensierte Systeme) gilt für das M. wie für alle molekularen Zustandsgrößen das Theorem der übereinstimmenden Zustände (s. d.). Vergleicht man nun die M. verschiedener Flüssigkeiten unter übereinstimmenden Zuständen, so zeigt sich, daß sie eine additive Eigenschaft im engeren Sinne (s. d.) bilden. Das heißt, es lassen sich für die meisten Atome empirische Konstanten angeben, deren Addition dann das M. der Verbindung auf 1—2% genau wiedergibt. Es ist zu beachten, daß diese Beziehung nur für homöopolare gebaute (s. Valenztheorien) Molekeln gilt, hier aber allgemein, ob sie organisch sind oder nicht. Die Abweichungen, die beobachtet werden, sind zweifacher Natur; erstens solche, die auf systematischen Abweichungen vom Theorem der übereinstimmenden Zustände (s. d.) beruhen; diese lassen sich eliminieren. Zweitens Abweichungen, die spezielle konstitutive Eigentümlichkeiten der betrachteten Verbindung widerspiegeln (Übergang zur Ionenbindung, Doppelbindung u. a.). Die „Atomvolumina“ lassen sich an sich für jeden übereinstimmenden Zustand angeben. Üblich ist ihre Verwendung für den Siedepunkt, der zwar nicht streng, aber für normale (hochsiedende) Substanzen angenähert übereinstimmend ist. Hier seien die Konstanten für die in organischen Stoffen häufigsten Atome wiedergegeben:

Atom	MV (Siedepunkt)	MV (kritischer Punkt)
C	11,0	28,8
O=	12,2	31,9
—O—	7,8	20,4
H	5,5	14,4
Cl	22,8	59,7
Br	27,8	72,7
J	37,5	98,2
S	22,6	59,2

Die Anwendung auf anorganische Substanzen ergibt, daß hier dieselben Werte anwendbar sind, und darüber hinaus, daß die Elemente in einer Horizontalreihe des Periodischen Systems (s. d.) etwa konstante Atomvolumina besitzen, die um konstante Beträge von denen der entsprechenden Edelgase verschieden sind. Scheint zwar dies darauf hinzudeuten, daß es sich um Zahlen handelt, die mit dem wahren Atomvolumen in engem Zusammenhang stehen, so ist dies doch auf Grund der neueren Valenztheorien (s. d.) eher verwunderlich, da das Atom je nach dem Liganden verschieden beeinflußt werden müßte. Jedenfalls handelt es sich um eine bemerkenswerte Tatsache, die vielleicht mit der edelgasartigen Konfiguration der homöopolaren Bindung in einem abgeleiteten, aber einfachen Zusammenhang steht.

Bei heteropolaren Verbindungen gelten, insbesondere im festen Zustand, lineare Beziehungen der M. innerhalb der Gruppen des Periodischen Systems.

Schwab.

Molekularwärme s. Atomwärme.

Molionen. Wenn Luft durch radioaktive Substanzen, Röntgenstrahlen oder dgl., ionisiert wird, bilden sich um die freien Elektronen resp. um den übrig bleibenden positiven Rest des ionisierten Atoms Anlagerungen von neutralen Molekülen, die natürlich eine erhebliche Vergrößerung der

Masse des Ions zur Folge haben. Man nennt solche Ionen „Molionen“. Ihre Ladung ist gleich der des elektrischen Elementarquantums, ihre Masse in Luft von Atmosphärendruck etwa 30mal größer als die Masse eines Moleküls. Unter den verschiedenen Arten von Ionen spielen in atmosphärischer Luft die Molionen die ausschlaggebende Rolle. Kleinere Ionenarten (z. B. Atom-Ionen und freie Elektronen) kommen bei gewöhnlichem Drucke fast gar nicht vor (vgl. auch „Beweglichkeit“).

V. F. Hess.

Molisierung s. Wiedervereinigung der Ionen.

Mollarlinsen s. Porträtobjektiv.

Molvolumen. Unter dem Molvolumen versteht man das Volumen, welches von einem Mol (soviel Gramm wie das Molekulargewicht angibt) eines gasförmigen Körpers eingenommen wird. Von besonderer Bedeutung ist das „normale Molvolumen“. Dieses bezieht sich auf 0° C und den Druck einer Atmosphäre (760 mm Quecksilber) und besitzt nach dem Avogadro'schen Gesetz (s. d.) für alle Gase denselben Wert, nämlich 22,414 l, wenn an dem für wirkliche Gase beobachteten Volumen eine Korrektur auf den idealen Gaszustand angebracht wird. Der Quotient des soeben genannten normalen Molvolumens in das spezifische Volumen eines Gases liefert dessen Molekulargewicht (s. Handb. d. Phys. Bd. 2, s. auch Molekularvolumen).

Henning.

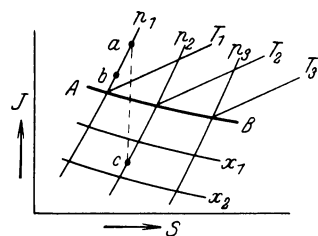
Mollierdiagramm. In diesem zuerst von Mollier im Jahre 1904 angegebenen Diagramm werden die einzelnen Zustandspunkte eines arbeitenden Stoffes so dargestellt, daß die Enthalpie (s. d.) oder der Wärmeinhalt J als Ordinate, die Entropie S als Abszisse auftritt. Man verbindet in dem Diagramm zweckmäßig alle Punkte, welche zu demselben Druck p, zu derselben Temperatur T usw. gehören, so daß man mehrere Scharen von Kurven erhält, die sich schneiden. Das Mollier- oder J-S-Diagramm hat vor andern Darstellungen wesentliche Vorzüge, insbesondere treten in ihm Wärmemengen und Arbeitsgrößen nicht als Flächen sondern als gerade Linien auf.

In der Figur verbindet die Linie AB alle Punkte, die sich auf das Sättigungs-Grenzgebiet beziehen. Sie stellt also die Sättigungslinie dar. Oberhalb AB befindet sich das Zustandsgebiet des überhitzten Dampfes, unterhalb AB ist das zweiphasige Gebiet (Dampf und Flüssigkeit) dargestellt und zwar bedeuten die Zahlen x die noch im Dampfzustand befindlichen Prozentteile des gesamten Stoffes. Dem Verhalten der Dämpfe entsprechend muß $T_1 > T_2 > T_3$ und $p_1 > p_2 > p_3$, ferner $x_1 > x_2$ sein.

Die Frage ist, welcher Energieumsatz findet unter idealen Bedingungen statt, wenn der arbeitende Stoff von einem Zustandspunkt 1 zu einem Zustandspunkt 2 übergeht. Definitionsgemäß ist $J = u + pv$ (u innere Energie, p Druck, v spezifisches Volumen). Allgemein folgt $J_2 - J_1 = u_2 - u_1 + p_2 v_2 - p_1 v_1$. Beziehen sich Anfangs- und Endpunkt auf denselben Druck p, handelt es sich z. B. um die Punkte a und b der Figur, so erhält man $J_2 - J_1 = u_2 - u_1 + p(v_2 - v_1)$ oder nach dem ersten Hauptsatz (s. d.) für den Fall eines idealen umkehrbaren Prozesses (s. d.) $J_2 - J_1 = Q$, d. h. im Mollierdiagramm ist die Ordinatendifferenz $J_1 - J_2$ der Punkte a und b gleich der Wärmemenge, die im günstigsten Falle bei der Zustands-

änderung frei wird. Die arbeitende Substanz kühlt sich dabei ab.

Handelt es sich um eine periodisch wirkende Maschine (etwa eine Kolbendampfmaschine) welcher der arbeitende Stoff (Wasserdampf) im Zustand 1 (Druck p_1 , spezifisches Volumen v_1) zugeführt wird und welche den arbeitenden Stoff im Zustand 2



Mollierdiagramm.

(Druck p_2 , spezifisches Volumen v_2) wieder ausscheidet, so zerfällt der Arbeitsvorgang in drei Teile. Nach außen gewonnen wird beim Eintritt einer Masseneinheit der Substanz in den Zylinder der Maschine die Arbeit $p_1 v_1$, bei der Fortbewegung des Kolbens in derselben Richtung infolge der Dilatation des Dampfes von v_1 auf v_2 die Arbeit $\int_1^2 p dv$ und beim Herausdrücken der Masseneinheit bei gleichzeitigem rückläufigen Gang des Kolbens die Arbeit $-p_2 v_2$. Im ganzen ist die gewonnene Arbeit also

$$p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_1^2 p dv = - \int_1^2 d(pv) + \int_1^2 p dv = - \int_1^2 v dp.$$

Diese Größe tritt nun im Mollierdiagramm in sehr einfacher Weise auf, wenn man annimmt, daß die Zustandsänderungen umkehrbar, d. h. ohne Entropieänderung stattfinden. Diese Bedingung ist z. B. für die Punkte a und c der Figur erfüllt. Allgemein ist $dJ = du + d(pv) = du + p dv + v dp = T ds + v dp$. Für den Fall konstanter Entropie ($ds = 0$) erhält man hieraus $-\int_1^2 v dp = J_1 - J_2$.

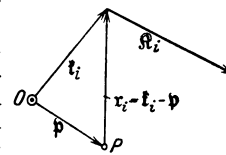
Die maximal geleistete Arbeit ist also die Ordinaten-differenz der Punkte a und c. Man erkennt zugleich, daß für dieses Beispiel der Punkt c im zweiphasigen Gebiet liegt und daß für ihn der arbeitende Stoff nur noch einen Dampfgehalt zwischen x_1 und x_2 Prozent besitzt. Der Rest ist bereits zu Flüssigkeit kondensiert. Es lassen sich aus dem Mollierdiagramm die interessierenden Größen noch für zahlreiche andere Fälle entnehmen. *Henning.*

Moment einer Kraft. Ein System von n -Kräften \mathfrak{R}_i ($i = 1, 2, \dots, n$) mit den Angriffspunkten \mathfrak{f}_i sei gegeben (die Ortsvektoren \mathfrak{f}_i von einem beliebigen Nullpunkt O aus gerechnet). Der Vektor

$$(1) \quad \mathfrak{M}_O = [\mathfrak{f}_i \mathfrak{R}_i]$$

heißt das Moment der Kraft \mathfrak{R}_i bezüglich des Anfangspunktes O ($\mathfrak{r} = 0$). Das Moment wird durch Verschieben der Kraft \mathfrak{R}_i in der Angriffsgeraden nicht geändert, da $[(\mathfrak{f} + \lambda \mathfrak{R}) \mathfrak{R}] = [\mathfrak{f} \mathfrak{R}]$

ist. Es ist der Größe nach gleich dem Produkt aus Kraft und Hebelarm (d. i. der senkrechte Abstand des Momentenbezugs punktes O von der Kraftangriffslinie). Die Richtung des Momentenvektors ist normal zu der Ebene durch Kraft und Bezugspunkt, der Richtungssinn wird in Übereinstimmung mit der Definition des Vektorprodukts durch den „Drehsinn“ des Moments festgelegt, und zwar im allgemeinen so, daß das



Moment einer Kraft.

Vektordreibein $\mathfrak{f}, \mathfrak{R}, \mathfrak{M}$ ein Rechtssystem bildet. Aus der Definition (1) folgt, daß die auf den gleichen Anfangspunkt bezogenen Momente mehrerer Kräfte wie Vektoren addiert werden. Das Gesamtmoment der Kräftegruppe \mathfrak{R}_i ($i = 1, 2, \dots, n$) in bezug auf den Punkt O ist deshalb

$$(2) \quad \mathfrak{M}_O = \sum_{i=1}^n [\mathfrak{f}_i \mathfrak{R}_i].$$

Das Moment in bezug auf einen beliebigen Punkt P (Ortsvektor bezüglich O gleich \mathfrak{p} , vgl. die Fig.)

$$(3) \quad \mathfrak{M}_P = \sum_{i=1}^n [\mathfrak{f}_i - \mathfrak{p}] \mathfrak{R}_i = \sum_{i=1}^n [\mathfrak{f}_i \mathfrak{R}_i]$$

kann, da das distributive Gesetz gilt, durch das Moment \mathfrak{M}_O und die Ersatzkraft (s. Kräfte-reduktion)

$\mathfrak{R} = \sum_{i=1}^n \mathfrak{R}_i$ des Kräftesystems ausgedrückt werden.

Es ist nämlich

$$(4) \quad \mathfrak{M}_P = \mathfrak{M}_O - [\mathfrak{p} \mathfrak{R}].$$

Zwei gleiche, aber entgegengesetzt gerichtete Kräfte \mathfrak{R} und $-\mathfrak{R}$, welche in parallelen Angriffsgeraden mit dem Abstand a wirken, haben eine Ersatzkraft $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2 = 0$. Ihr Moment $\mathfrak{M} = [a \mathfrak{R}]$ ist jedoch für alle Punkte des Raumes gleich groß und von Null verschieden. Man nennt \mathfrak{M} ein *Kräftepaar*.

Greifen die Kräfte \mathfrak{R}_i an einem starren Körper an, der in zwei Punkten einer Geraden von der Richtung e ($e^2 = 1$) festgehalten wird, so daß er sich nur um die Achse e drehen kann, und bezeichnet man mit \mathfrak{M}_O das Moment des Kräftesystems der \mathfrak{R}_i bezüglich eines beliebigen Punktes O der „Drehachse“ e , so nennt man die Komponente \mathfrak{M}_e von \mathfrak{M}_O

$$(5) \quad \mathfrak{M}_e = e \cdot \mathfrak{M}_O e = e \cdot \sum_{i=1}^n (e \mathfrak{f}_i \mathfrak{R}_i),$$

welche in die Richtung der Achse e fällt, das Moment der Kräfte \mathfrak{R}_i um die Achse e oder das *Drehmoment* in bezug auf die Drehachse e . Nimmt man von allen Kräften nur die Komponenten $\mathfrak{R}' = \mathfrak{R} - e \cdot \mathfrak{R} e$, welche in die Ebenen normal zur Achse e fallen und als Hebelarme die Projektionen $\mathfrak{f}' = \mathfrak{f} - e \cdot \mathfrak{f} e$ der Angriffsstrecken \mathfrak{f} auf die Normalebenen zur Drehachse, so ist das Gesamtmoment der Kräfte \mathfrak{R}' mit den Angriffsstrecken \mathfrak{f}' in bezug auf die Achse e

$$(6) \quad \begin{aligned} \mathfrak{M}_e &= \sum_{i=1}^n [\mathfrak{f}'_i \mathfrak{R}'_i] \\ &= \sum_{i=1}^n [(\mathfrak{f}_i - e \cdot \mathfrak{f}_i e) (\mathfrak{R}_i - e \cdot \mathfrak{R}_i e)] \end{aligned}$$

ebenfalls gleich dem Moment \mathfrak{M}_e der Kräfte \mathfrak{R} um die Achse e .

Besteht die betrachtete Kräftegruppe nicht aus „konzentrierten“ Kräften \mathcal{R} , sondern aus flächenhaft verteilten (Oberflächenkräfte $\mathfrak{z} dF$) oder räumlich verteilten Kräften (Volumkräfte $m dV$), so ist oben überall statt des Summenzeichens (Σ) ein Integralzeichen (\int) zu setzen und die Summation über die ganze Oberfläche bzw. über das ganze Volumen zu erstrecken.

Biegemoment und Torsionsmoment s. Spannungsresultante und Spannungsmoment.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912.

Moment der Luftkraft. Zur Bestimmung einer Luftkraft muß außer ihrer Größe noch ihre Lage bekannt sein, die praktisch durch Angabe ihres Momentes um einen bestimmten Bezugspunkt gegeben ist. Besonders spielt das Moment eines Flügels in seiner Abhängigkeit vom Anstellwinkel eine große Rolle für den richtigen Ausgleich des Flugzeugs, sowie für seine Stabilität. Die Momentenbeiwerte, die in den Versuchsergebnissen der Modellversuchsanstalten für verschiedene Flügelprofile angegeben sind, beziehen sich auf das Moment M um die Profilspitze und sind definiert

durch $c_m = \frac{M}{q \cdot F \cdot t}$, wobei q den Staudruck,

F die Flügelfläche, t die Flügeltiefe bedeuten. Anstatt dessen kann auch neben dem Auftriebs- und dem Widerstandsbeiwert die Lage des Druckpunktes (s. d.) angegeben werden. Das Moment kann auch, ähnlich wie beim Kuttaschen Gesetz der Auftrieb, aus der Betrachtung der Impulsänderung der um einen Körper strömenden Luftmasse theoretisch berechnet werden (unter Vernachlässigung der kleinen Reibungswiderstandskraft) (s. auch Längsmoment).

L. Hopf.

Moment, elektrisches. Das elektrische Moment spielt eine wichtige Rolle in der Theorie der Dielektrika. Geht man von einem idealen, nicht magnetisierbaren Dielektrikum aus, so kann man in einem solchen die sog. Polarisationselektronen, die also dem Molekül eine elektrische Polarität verleihen, sich durch Kräfte elastischer Art an feste Plätze in den Molekeln gebunden denken. Im einfachsten Falle würde man dann nur zwei Ladungen (+ und -e) in jedem Molekül annehmen, die durch irgendwelche Kräfte in der variablen Entfernung r voneinander gehalten werden. Dann wird gesetzt

$$p = e \cdot r.$$

Die Vektorsumme aller dieser p in der Volumeneinheit ist dann definiert als die Polarisation oder das elektrische Moment der Volumeinheit. Es ist also gegeben durch den Ausdruck

$$P = \Sigma p = \Sigma e \cdot r. \quad R. Jaeger.$$

Moment, magnetisches. Als magnetisches Moment eines Körpers bezeichnet man das Produkt aus Polstärke und Polabstand.

Gumlich.

Moment, statisches s. Moment einer Kraft.

Momentanachse s. Momentanzentrum.

Momentanzentrum. Unter ebener Bewegung eines starren Körpers versteht man eine solche, bei der die Bahnkurven aller seiner Punkte in parallelen Ebenen liegen. Je zwei beliebige Lagen des starren Körpers, z. B. zu den Zeiten t_1 und t_2 , die sich nur durch eine ebene Lagenänderung voneinander unterscheiden, kann man dadurch ineinander überführen, daß man nacheinander eine zur Bewegungsebene parallele Translation und

eine Rotation um eine feste, zur Bewegungsebene normale Achse vornimmt. Daraus folgt, daß bei jeder ebenen Lagenänderung ein Punkt der Ebene, bzw. eine zur Bewegungsebene normale Gerade, keine Lagenänderung erleidet. Dieser Punkt heißt *Drehpol*, die ruhende Gerade *Drehachse*. Ist die Lagenänderung eine reine Translation, so rückt der Drehpol ins Unendliche.

Die bei einer ebenen Bewegung (ebener Geschwindigkeitszustand) auftretenden benachbarten Lagenänderungen lassen sich jeweils durch eine kleine Translation und eine Drehung um einen kleinen Winkel erzeugen. Sei r der Ortsvektor eines beliebigen Punktes zur Zeit t , r_a jener des Drehpols in bezug auf einen beliebigen, festen Punkt des Raumes, so sind die in dem kleinen Zeitintervall δt erfolgenden Lagenänderungen genügend genau gleich

$$\delta r = \delta r_a + [\delta \mathfrak{D} (r - r_a)].$$

Die diesen Änderungen entsprechenden augenblicklichen Geschwindigkeiten setzen sich zusammen aus der Translationsgeschwindigkeit

$$v_a = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \left\{ \frac{\delta r_a}{\delta t} \right\}$$

und der Winkelgeschwindigkeit

$$\delta = \lim_{\delta t} \left\{ \frac{\delta \mathfrak{D}}{\delta t} \right\}$$

um eine durch den Punkt r_a gehende, zur Bewegungsebene normale Achse δ . Damit erhält man für die Geschwindigkeit v eines beliebigen Punktes r die von Euler stammende Gleichung

$$v = v_a + [\delta (r - r_a)].$$

Der Punkt mit dem Ortsvektor

$$r_0 = r_a + \frac{[\delta v]}{\delta^2}$$

hat zur Zeit t die Geschwindigkeit $v_0 = 0$, er heißt deswegen *Momentanzentrum* der ebenen Bewegung. Die durch ihn gehende, zu δ parallele Achse (mit der Gleichung $r = r_0 + \lambda \delta$) heißt entsprechend *Momentanachse*.

Im allgemeinen Falle einer ebenen Bewegung ist die Lage des Momentanzentrums mit der Zeit veränderlich. Die von den Momentanzentren in der festen Ebene beschriebene Kurve $r_0 = r_0(t)$ heißt *Spurkurve* oder *Polhodiekurve*, die von den Momentanzentren im Körper selbst beschriebene Kurve heißt *Polkurve* oder *Herpolhodiekurve*.

F. Schleicher.

Näheres s. die Lehrbücher der Kinematik, z. B. Heun, Kinematik, Leipzig 1906 oder Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912.

Momentprodukt (zweier Vektoren) s. Vektorrechnung.

Monat. Der Monat ist die Umlaufszeit des Mondes. Infolge der Störungen ändert die Mondbahn ihre Lage im Raume. Es werden sich daher verschiedene Arten von Monaten ergeben, je nachdem der Anfang und das Ende des Umlaufes bestimmt werden. Der siderische Monat oder die wahre Umlaufszeit des Mondes ist die Zeit, die verstreicht, bis der Mond zu demselben Fixstern zurückgekehrt ist. Seine Dauer ist $27^d 7^h 43^m 11^s,5 = 27,32166$ Tage. Der tropische Monat ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen des Mondes durch den Frühlingspunkt. Infolge des Rückschreitens der Äquinoktialpunkte ist er $6^s,8$ kürzer als der siderische, dauert also $27^d 7^h 43^m$

4s,7 = 27,32158 Tage. Der Umlauf von einem aufsteigenden bzw. absteigenden Knoten bis zum nächsten heißt drakonischer Monat. Wegen des starken Rückschreitens der Knotenlinie ist er noch kürzer als der tropische. Seine Dauer beträgt nur 27^d 5^h 5^m 35^s,8 = 27,21222 Tage. Der anomalistische Monat ist die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Durchgängen des Mondes durch das Perigäum. Er ist länger als der siderische, da das Perigäum in der Bahn vorschreitet. Seine Länge ist 27^d 13^h 18^m 37^s,4 = 27,55460 Tage. Der synodische Monat ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden gleichen Mondphasen. Infolge der Bewegung der Erde in ihrer Bahn ist dieser Monat der längste. Seine Dauer ist 29^d 12^h 44^m 2^s,8 = 29,53059 Tage.

Pavel.

Mond. Trabant der Erde. Sein Durchmesser beträgt 3470 km, d. i. das 0,27fache des Erddurchmessers, seine Dichte das 0,62fache der Erddichte und seine Masse ist $\frac{1}{80}$ der Erdmasse; die Entfernung von der Erde 60 Erdradien oder 385000 km.

Seine physische Beschaffenheit ist von der irdischen stark verschieden, da ihm infolge der geringen Oberflächengravitation (etwa $\frac{1}{6}$ der irdischen) jegliche nachweisbare Atmosphäre und somit auch Wasser fehlen. Die Oberflächengestaltung ist sehr unregelmäßig. Es gibt weite, ziemlich ebene Flächen, die Meere genannt werden und nur wenige Gebirgsketten. Die meisten Berge sind unter dem Namen Krater bekannte kreisrunde, steile Wälle, deren inneres bald höher, bald tiefer als die äußere Ebene, meist flach ist, oftmals einen kleinen Zentralberg enthält. Der Durchmesser der Krater schwankt von wenigen Kilometern bis auf weit über 100 km. Die Krater haben große Ähnlichkeit mit Bombeneinschlägen und Ives hat gefunden, daß ein großes Meteor, das nicht wie auf der Erde durch die Atmosphäre gebremst werde, beim Aufschlag so viel Wärme entwickelt, daß es unvergleichlich stärker wirken muß, als irgend eine technische Sprengbombe. In den Ebenen sieht man mitunter tiefe unter dem Namen Rillen bekannte Schluchten, die an bei heftigen Erdbeben entstehende Spalten erinnern. Die merkwürdigsten Gebilde sind die Strahlensysteme, von einzelnen Kratern ausgehende, radial verlaufende helle Streifen, die keinerlei Schatten werfen, also keine Erhebungen sein können und die gelegentlich über andere Formationen ungestört hinweggehen. Einige Strahlen des Ringgebirges Tycho erstrecken sich über mehr als 90°. Wahrscheinlich sind es Ausschleuderungen des Kraters, die auf dem atmosphärelosen Mond nach dem Fallgesetze sehr weit fliegen können.

Das Reflexionsvermögen der einzelnen Oberflächenteile des Mondes ist sehr verschieden. Die leuchtendsten Teile sind etwa 50mal so hell als die dunkelsten. Auch sind Farbunterschiede beobachtet worden. Die Albedo des Mondes ist sehr gering.

Die höchsten Mondberge überragen die irdischen, vom Meeresspiegel aus gerechnet, noch um etwa 1000 m.

Infolge der langen Tagesdauer und des Fehlens einer Atmosphäre sind die oberflächlichen Temperaturschwankungen sehr groß. Für einen Äquatorpunkt betragen die Grenztemperaturen +100° und -150°.

Die Bahn des Mondes ist etwa um 5° gegen die Ekliptik geneigt. Infolge der Knotenbewegung schwankt die Neigung gegen den Erdäquator

zwischen 18½ und 28½ Grad. Seine Umlaufzeit beträgt siderisch 27,3, synodisch 29,6 Tage. Da die Rotationszeit infolge der Flutreibung der Umlaufzeit gleich ist, wendet der Mond uns stets dieselbe Seite zu. Seine Rotation geht im wesentlichen gleichförmig, die Umdrehung um die Erde wegen der ziemlich beträchtlichen Bahnexzentrizität ungleichförmig vor sich. Daher scheint die Mondkugel uns etwas zu schwanken. Die Erscheinung heißt optische Libration der Länge. Es gibt auch eine Libration der Breite, da die Rotationsachse des Mondes nicht genau senkrecht auf der Mondbahn steht. Hierzu kommt die parallaktische Libration, die gleich der Parallaxe des Mondes ist und die davon herrührt, daß man von der Erdoberfläche den Mond im allgemeinen aus einer anderen Richtung ansieht, als er vom Erdmittelpunkt aus erschiene. Schließlich gibt es noch eine ziemlich kleine physische Libration, die auf ungleichförmiger Rotation und Schwankung der Rotationsachse beruht. Auf diese Weise kennen wir etwas mehr als $\frac{6}{10}$ der Mondoberfläche.

Mondtabelle s. Sonnensystem. Vgl. auch Finsternisse.

Bottlinger.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Mondfinsternis s. Finsternisse.

Mondflutstunde s. Flutstunde.

Mondphase s. Phase.

Monochord ist ein Apparat zur Prüfung der Gesetze schwingender Saiten (s. Saitenschwingungen). Er besteht aus einer oder mehreren (Polychord) leicht auswechselbaren Saiten, deren Länge (mit Hilfe eines längs einer Millimeterteilung verschiebbaren Steges) und Spannung (durch verschiedene Belastung) meßbar verändert werden können. Es gibt zwei Ausführungsformen, einen horizontalen und einen vertikalen Typus. Für Demonstrationen ist die erstere Ausführungsform die bequemere. Über einen langen, schmalen Holzkasten, der eine Millimeterteilung besitzt, ist die Saite ausgespannt. Das eine Ende ist fest, während an das andere, welches über einen Steg und dann über eine an der Seitenwand des Kastens befestigte Rolle läuft, die Gewichte angehängt werden.

Die Existenz der einzelnen Partialtöne wird dadurch nachgewiesen, daß die Saite gezupft und dann lose mit dem Finger an einer möglichst nahe an einem Ende liegenden Stelle berührt wird, an welcher der gesuchte Partialton einen Knoten hat. Die tieferen Partialtöne werden hierdurch abgedämpft, und der gesuchte Ton tritt kräftig hervor. Wird die Saite an einer Stelle gezupft, die um ein Drittel ihrer Länge von einem Ende entfernt liegt, und wird nachher die Mitte der Saite mit dem Finger berührt, so tritt die höhere Oktave des Grundtones kräftig heraus; wird sie dagegen nach dem Zupfen an der gezupften Stelle berührt, so tritt die Duodezime nicht hervor. Über die Abhängigkeit der Stärke der Partialtöne von der Stelle der Erregung s. unter Saitenschwingungen.

Die Unterteilung der Saite beim Erklängen eines hohen Partialtones zeigt man dadurch, daß an den Stellen, an denen der betreffende Partialton Knoten und Bäuche hat, kleine Papierreiter aufgesetzt werden. Schwingt nun die Saite, so bleiben die an den Knotenstellen befindlichen Reiter ruhig sitzen, während die an den Bäuchen befindlichen

abgeworfen werden. Ist die Saite z. B. 200 cm lang und berührt man die Stelle 180 lose mit einem Finger der linken Hand, während die rechte Hand den Bogen bei etwa 185 über die Saite führt, so wird der zehnte Partialton der Saite stark erregt (Flageoletton, s. d.). Die bei 10, 30, 50 . . . sitzenden Reiter werden abgeworfen, die bei 20, 40, 60 . . . befindlichen bleiben sitzen.

Daß sich die Saite nur in der Weise unterteilen kann, daß die Gesamtlänge immer ein ganzzahliges Vielfaches des Abstandes zweier benachbarten Knoten ist, zeigt man dadurch, daß der Finger der linken Hand lose längs der Saite entlanggleitet, während die Saite z. B. bei 185 dauernd angestrichen wird. Man hört dann nicht eine kontinuierliche Änderung der Tonhöhe, sondern eine Folge diskreter Töne.

Die Abhängigkeit der Grundschiwingung von dem Material, dem Querschnitt der Saite und von der Größe der Spannung wird durch Auswechseln der Saiten und Änderung der Belastungsgewichte geprüft.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Monochromat s. Mikrophotographie.

Monochromatische Abweichung s. Sphärische Abweichung.

Monokellinse. Die Monokellinse ist eine einfache Sammellinse, die als solche die sämtlichen Abbildungsfehler mehr oder weniger besitzt, die in dem Abschnitt „Abbildung durch photographische Objektive“ besprochen sind. Die Folge dieser Abbildungsfehler ist, daß sich mit ihr kein wirklich scharfes Bild erzielen läßt. Bei der Aufnahme ist der chemische Fokus der Monokellinse zu berücksichtigen.

W. Merté.

Monomolekulare Reaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Monotelephon. Telephon, dessen Membran eine ausgesprochene Resonanzanlage besitzt, was zur Folge hat, daß ein Ton bestimmter Schwingungszahl am kräftigsten wiedergegeben wird, wohingegen höhere und tiefere Töne an Stärke verlieren.

A. Esau.

Monotisches Hören s. Schallrichtung.

Monovariantes Gleichgewicht. Soviel, wie vollständiges Gleichgewicht (s. a. Phasenregel, Gleichgewicht), d. h. ein Gleichgewicht, in dem nur eine Freiheit, Temperatur oder Druck, unabhängig variiert werden kann, ohne daß Phasen aufgezehrt werden.

Schwab.

Monsun. In gleicher Weise wie die wechselnden Temperaturunterschiede zwischen Land und Wasser an den Küsten einen täglichen Wechsel zwischen Land- und Seewinden (s. Wind) hervorrufen, erfolgt in bestimmten Gebieten der Kontinente und der angrenzenden Meere ein analoger Windwechsel, jedoch in viel größerem Ausmaße und mit jährlicher Periode. Das Land ist im Sommer wärmer, im Winter kälter als das Meer, weshalb im Sommer die kühlere Seeluft unten landeinwärts, im Winter die kältere Landluft unten seewärts hinausströmt, während in höheren Schichten die Zirkulation im umgekehrten Sinne erfolgt. Es entstehen somit gewissermaßen Land- und Seewinde von je halbjähriger Dauer. Dieser Kreislauf, in den mächtige Luftmassen hineingezogen werden, und der das Klima dichtbevölkerter Teile unserer Erde in maßgebender Weise beeinflußt, erfährt

eine starke Ablenkung durch die Erdrotation (s. d.), weil durch die Größe der Temperaturunterschiede und deren langandauernde Gleichsinnigkeit Luftmassen aus sehr weiten Entfernungen in den Zirkulationsprozeß einbezogen werden und die Größe der Luftdruckunterschiede erhebliche Windgeschwindigkeiten zur Folge hat. Man nennt diese mit der Jahreszeit umkehrenden Winde nach dem altarabischen Wort Mausim (Jahreszeit), Monsune. Als allgemeines Schema der Richtungen der Monsunwinde an der Erdoberfläche ergibt sich nach den obigen Ausführungen das folgende:

Kontinent:	Westseite	Nordseite	Ostseite	Südseite
Nördliche Halbkugel	Winter SE	Sommer NW	SW NE	NW NE
Südliche Halbkugel	Winter NE	Sommer SW	SE NW	SW NE

Am stärksten sind die Monsunwinde im Indischen Ozean und den ihn umgebenden Landmassen entwickelt, also in Ostafrika, Südasien und Australien, doch kommen auch in zahlreichen anderen Gebieten sogar innerhalb der Polarzone Monsune vor. Auch an den Küsten großer Binnenseen, wie z. B. des Kaspischen Meeres, sind Monsune nachgewiesen worden. Die Mächtigkeit der Monsunströmung beträgt meist 2000—4500 m.

O. Baschin.

Moorelicht. Von Moore wurden zuerst sehr lange (bis 60 m) Glasröhren von etwa 40 mm Durchmesser mit Stickstoff- oder Neonfüllung, in denen mit hochgespanntem Wechselstrom eine kräftige Glimmentladung erzeugt wurde, zu Beleuchtungszwecken verwandt. Da der Stickstoff bei der Entladung allmählich verbraucht wird, wird er nach Bedarf automatisch durch ein Ventil zugeführt, das bei Sinken des Druckes geöffnet wird und etwas Luft einläßt, deren Sauerstoff durch Phosphor absorbiert wird. Die erforderlichen Spannungen betragen bis 10000 V. Infolge der großen Oberfläche und der sehr geringen Flächenhelligkeit (0,2 HK/cm²) geben die Röhren ein sehr mildes, die Augen schonendes Licht. Da die Lichtausbeute geringer ist als bei den modernen Glühlampen und die Störungen bei Springen eines Glasrohres sehr groß sind, hat sich das Moorelicht zur Beleuchtung von Innenräumen nicht eingeführt. Dagegen wird es in der Reklamebeleuchtung mit verschiedenfarbig leuchtenden Gasen neuerdings in großem Umfang angewandt.

Güntherschulze.

Morseapparat. 1835 von dem amerikanischen Maler Morse angegebener elektromagnetischer Schreibtelegraph, dessen Schriftzeichen sich aus Punkten und Strichen zusammensetzen. Die heute allgemein benutzten Zeichen des Morsealphabetes, die jedoch nicht von Morse selbst angegeben sind, sind so gewählt, daß die am häufigsten vorkommenden Buchstaben die geringste Zeit erfordern. Der Apparat besteht aus einem Elektromagneten, dessen Anker eine Spitze oder eine Schreibvorrichtung trägt und beim Anziehen des Magneten auf einem abrollenden Papierstreifen Zeichen wiedergibt. Die mit Schreibvorrichtung ausgerüsteten Apparate werden auch Farbschreiber genannt, während die anderen Stiftschreiber heißen. Zum Telegraphieren wird entweder Arbeitsstrom (Strom fließt während der Zeichen) oder Ruhestrom benutzt (Dauerstrom während der Zeichen unterbrochen). *E. Alberti.*

Näheres s. Strecker, Telegraphentechnik.

Morsecode.	Morsezeichen.
I. Buchstaben	
a . -	q - - - -
b - . . .	r
c - . - .	s
d	t - - - -
e .	u . . - -
f . . - .	v . . . -
g - . . .	w - - - .
h	x . . . -
i . .	y - . - -
j . - - -	z - - . .
k - . . .	ä
l	ö
m - - - -	ü . . - -
n - .	ch - - - -
o - - - -	é
p . - . .	
II. Zahlen	
1 . - - - -	6 -
2 . . - - -	7 -
3 . . . - -	8 - - - . .
4 -	9 - - - . .
5	0 - - - - -

Der Strich ist in seiner Zeitdauer gleich 3 Punkten, der Zwischenraum gleich 1 Punkt, der Zwischenraum zwischen zwei Buchstaben gleich 3 Punkten, der Zwischenraum zwischen 2 Worten gleich 5 Punkten. *A. Meißner.*

Moseleysches Gesetz. Gesetzmäßigkeit, die zwischen dem Röntgenspektrum eines Elementes und seiner Ordnungszahl im periodischen System besteht. Trägt man nämlich die Atomnummer Z als Abszisse, die Größe $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ einer bestimmten Spektrallinie als Ordinate in ein rechtwinkliges Koordinatensystem ein, so ergeben sich glatte Linienzüge, die, abgesehen von wenigen Knickpunkten an bestimmten Stellen, nahezu Gerade sind. Auf Grund dieses Gesetzes läßt sich also die Wellenlänge für irgendeine Linie eines Elementes aus den Wellenlängen der entsprechenden Linien der Nachbarlemente interpolieren. Das Moseleysche Gesetz bildet somit einen vortrefflichen Führer für das spektralanalytische Aufsuchen der im periodischen System noch fehlenden Elemente. In der Tat wurde sowohl das Hafnium von Coster und v. Hevesy und das Masurium und Rhenium durch Berg, Noddack und Tacke auf diese Weise entdeckt. *Behnken.*

Mostwaage s. Aräometer.

Motorgenerator s. Umformer.

M-Serie s. Röntgenserie.

Mündungshorizont s. Flugbahnelemente.

Mündungsknall oder **Abschußknall** nennt man im Gegensatz zu dem Geschößknall (s. Kopfwelle) den an der Mündung des Geschützes entstehenden Knall, der hauptsächlich durch die plötzliche Ausbreitung der austretenden hochgespannten Pulvergase entsteht. In der Nähe der Mündung hat der Mündungsknall, da die Dichteänderung nicht mehr verschwindend klein gegen die Normaldichte ist, eine abnorm große Schallgeschwindigkeit (Überschallgeschwindigkeit), die aber schon in verhältnismäßig kleinem Abstände von dem Geschütz auf die normale Geschwindigkeit herabsinkt.

E. Waetzmann.

Näheres s. C. Cranz, Lehrbuch der Ballistik. Berlin, Julius Springer 1925—27.

Berliner-Scheel, Physikalisches Handwörterbuch. 2. Aufl.

Multiple Proportionen. Wenn zwei Elemente sich miteinander verbinden, so tun sie das in einem fest bestimmten Gewichtsverhältnis (s. konstante Proportionen). Bilden sie aber mehrere Verbindungen miteinander, so ist für alle Verbindungen das Gewichtsverhältnis aus dem in einer durch Multiplikation mit einer einfachen rationalen Zahl erhältlich, alle sind also Multipla voneinander.

So verbinden sich mit 16 g Sauerstoff 55,8 g Eisen zu Eisenoxydul, 41,8 g Eisen zu Eisenoxyduloxyd, 37,2 g zu Eisenoxyd. Die Mengen Eisen stehen in dem Verhältnis 1 : 3/4 : 2/3 zueinander.

Diese Tatsache führte, wie das Gesetz der konstanten Proportionen zur Aufstellung des Atombegriffs, seinerseits zu der Vorstellung der „Wertigkeit“ und ihrer Veränderlichkeit. *Schwab.*

Multiple Resonanz. Sarasin und de la Rive haben bei der Messung der Wellenlänge der von einem Hertzschen Sender ausgestrahlten Wellen nach der Methode der stehenden Wellen gefunden, daß die Knoten und Bäuche des elektrischen bzw. magnetischen Feldes der Eigenfrequenz des Resonators und nicht der des Hertzschen Senders entsprechen. Diese Erscheinung wird als multiple Resonanz bezeichnet. Die Erklärung ergibt sich aus der starken Dämpfung der vom Hertzschen Sender ausgestrahlten Wellen und der dagegen sehr geringen Dämpfung des Resonators. Der Resonator wird durch Stoßerregung zu Eigenschwingungen angeregt und diese durch die an der Metallfläche reflektierten Wellen je nach der Phase verstärkt oder vermindert, woraus sich die Lage der Knoten und Bäuche ergibt. Verwendet man dagegen, wie es Lindman gemacht hat, einen sehr stark gedämpften Resonator, so erhält man stehende Wellen von der Frequenz des Hertzschen Senders. S. auch unter Wellen, elektrische in Luft.

E. Alberti.

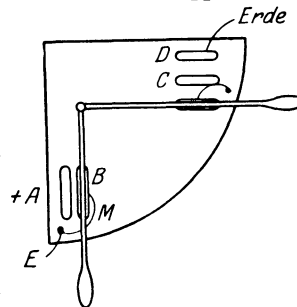
Näheres s. K. F. Lindman, Ann. d. Physik (4), 38, 1912, 2, S. 523.

Multipler Zerfall s. Dualer Zerfall.

Multipletts s. Serienspektrum.

Multiplikationstheorem der Wahrscheinlichkeiten s. Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Multiplikator (s. auch Duplikator). Die Vorläufer der Elektrisiermaschinen sind die ursprünglich zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen erdachten sog. Multiplikatoren oder Elektrizitätsverdoppler. Den ersten Multiplikator, der sich an den Bennetschen Duplikator (s. d.) anlehnt, beschrieb Cavallo (Treatise on Electr. 3, 98. 1795). Von vier senkrecht zu einem Grundbrett montierten Metallplatten A, B, C, D (s. Fig.) ist die eine (B) auf einem um 90° drehbaren Holzarm befestigt. Der



Multiplikator.

Der Metallbügel M ist einmal zur Erde abgeleitet, das andere Mal in Berührung mit C. Gegenüber der positiven Platte A wird B negativ geladen und gibt nach der Drehung diese Ladung fast ganz an C ab. Bei dem Cavalloschen Apparat kommt also bei jeder Drehung dieselbe Elektrizitätsmenge hinzu im Gegensatz zum Bennetschen Apparat, wo die

Ladung jedesmal verdoppelt wird. Daher wird dieser die Ladung bedeutend schneller vergrößern.

Die erste praktische drehbare Anordnung brachte der drehbare Multiplikator (Revolving Doubler) von Nicholson. Er besteht in der Hauptsache aus zwei fest angeordneten Metallplatten, denen eine dritte, auf einem Glasarm drehbar angebrachte Metallscheibe wechselweise gegenübergestellt werden kann. Die Zahl der mannigfachen, auf diesem Prinzip fußenden Apparate ist groß. Unter ihnen sind hervorzuheben der von Belli im Jahre 1831 konstruierte Multiplikator, der ähnlich gebaute, zur Konstanthaltung der Ladung einer Leidener Flasche gebaute Füllapparat (replisher) von W. Thomson und die Konstruktion von C. F. Varley (1860). Zu den Multiplikatoren pflegt man schließlich auch noch die sinnreiche Wasserinfluenzmaschine von W. Thomson zu rechnen. *R. Jaeger.*

Multiplikator s. Galvanometer.

Multiplikator (hydr.) s. Venturidüse.

Multirotaion. Bei den Zuckerarten beobachtete man, daß die Drehung des polarisierten Lichtes (s. Optische Aktivität), den die wässrige Lösung dieser Substanzen hervorruft, erst einige Zeit nach ihrer Auflösung gegen einen konstanten Betrag konvergiert. Diese optische Erscheinung wird Multirotation oder auch Mutarotation genannt. Durch Kochen der Lösung oder durch Zusatz von etwas Alkali kann die Konstanz der Drehung in kurzer Zeit erreicht werden.

Als Erklärung dieses Vorganges wird angenommen, daß sich in der frischen Lösung ein Gemisch isomerer Zuckerarten (s. auch Isomerie) befindet, von denen jede ein anderes Drehvermögen besitzt. Nach einiger Zeit stellt sich unter ihnen ein Gleichgewichtszustand ein und die Drehung wird konstant. Beim Traubenzucker ist es gelungen, die verschiedenen Isomeren in kristallisiertem Zustande zu isolieren, und die Bestimmung ihres Drehvermögens bestätigte die obige Theorie. *Margarete Eggert.*

Multizellular-Voltmeter. Ein Elektrometer (s. d.) nach dem Kondensatorprinzip, das aus einem System fester Platten besteht. Dieses wirkt auf ein ebensolches drehbares und mit Zeiger versehenes System anziehend, wenn eine Spannung angelegt wird. Die drehbaren Platten schieben sich wie bei dem Drehkondensator zwischen die festen Platten. Der Drehungswinkel ist ein Maß für die Spannung. *W. Jaeger.*

Mundstück s. Ansatzrohr.

Mundtöne. Je nach ihrer Einstellung besitzt die Mundhöhle verschiedene Eigentöne, die für die bei der betreffenden Mundstellung erzeugten Laute charakteristisch sind. S. Stimmorgan und Vokale. *E. Waetzmann.*

Musikinstrumente s. Pfeifen-, Saiten-, Streich- und Zungeninstrumente.

Muttersubstanz s. Radium, Radioaktivität, Zerfallsgesetze.

Mutterteilungen s. Quecksilberthermometer.

Mutungen, magnetische, das Aufsuchen nutzbarer Mineralien mit Hilfe magnetischer Landesaufnahmen (s. d.) in kleinem Bereich, sog. „Mikroaufnahmen“, meist mittels Lokalvariometern (s. d.) ausgeführt. Beruht darauf, daß die Magnetisierung dieser Vorkommen sich mehr oder weniger stark von jener der umgebenden Gesteine unterscheidet. So geben Eisenerze gewöhnlich ein verstärktes Feld und Salzdome ein abgeschwächtes. Auch für rein geologische Zwecke wird das Verfahren vielfach angewendet. Magnetisch gesucht werden besonders die Erze bei Kiirunavaare und Umgebung in Nordschweden und jene in der großen magnetischen Anomalie (s. d.) bei Kursk in Rußland. Heute wird besonders auf Salz und damit auf das verbundene Öl magnetisch gemutet. *A. Nippoldt.*

Näheres s. J. Bartels: Erdmagn. Aufschlußverfahren im Lehrb. d. Geophysik. Borntraeger, Berlin 1926.

Myop s. Brille

μ , $m\mu$ = Mikron, Millimikron (s. d.).

N

Nachbilder s. Kontrast.

Nachhall kann als Grenzfall des Echos (s. d.) aufgefaßt werden, wenn der direkte und der reflektierte Schall so schnell aufeinander folgen, daß sie zeitlich nicht mehr völlig getrennt sind. Der Nachhall spielt namentlich in der Raumakustik (s. d.) eine große Rolle. Ein gewisser, nicht zu starker Nachhall ist günstig, weil sonst das gesprochene Wort, Musik usw. „leer“ klingen und „verwehen“, während andererseits zu kräftiger und zu langdauernder Nachhall eine „schlechte Akustik“ verursachen. Mit auf die Wirkung des Nachhalles dürfte es auch zurückzuführen sein, daß z. B. Fliegergeräusch im Tale und an Bergabhängen oft schon auf größere Entfernung gehört wird als oben auf dem Berge, auch wenn der oben stehende Beobachter vor Wind und Nebengeräuschen geschützt ist. *E. Waetzmann.*

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Nachlaufendes Bild. Bei kurzdauernder Reizung des Sehorganes mittels einer kleinflächigen bewegten Lichtquelle, unter Bedingungen also, die

einer Beobachtung des Abklingens der Netzhaut-erregung besonders günstig sind, kann man sich leicht überzeugen, daß dieses nicht in stetigem Verlaufe erfolgt, sondern einen ausgesprochenen periodischen Charakter besitzt. Schon mit den einfachsten Hilfsmitteln (beim Bewegen einer glühenden Zigarre im mäßig verdunkelten Raume) lassen sich mindestens sechs Phasen im Abklingen der Helligkeitserregung sicher unterscheiden derart, daß dem der Lichtreizung selbst entsprechenden primären Bild der Lichtquelle zunächst eine dunkle Phase, dann ein zweites, nur mäßig verbreitertes helles Bild folgt, dem sich nach einer nochmaligen dunklen Phase, in Form einer lang ausgezogenen leuchtenden Spurlinie endlich ein drittes helles Bild anschließt. Besonderes Interesse hat von jeher das nach seinem Entdecker als das Purkinjesche bezeichnete zweite helle (dem primären „nachlaufende“) Bild auf sich gezogen, da es bei Verwendung farbigen Reizlichtes eine dem Reizlichte komplementäre Farbe zeigt, hinsichtlich seiner Helligkeit also ein positives, hinsichtlich seiner

Färbung ein negatives Nachbild darstellt. Das dritte helle (Heiße) Bild zeigt dagegen die Färbung des Reizlichtes. Das eigentümliche Verhalten des Purkinjeschen Bildes hat man (v. Kries) aus der Annahme zu verstehen versucht, daß in ihm eine negative Phase der oszillatorischen Zapfenerregung mit einer positiven der langsamer verlaufenden Stäbchenregung koinzidiere. Für diese Auffassung kann geltend gemacht werden, daß das Phänomen unter solchen Beleuchtungsbedingungen am deutlichsten zu beobachten ist, die ein gleichzeitiges Funktionieren des Hell- und des Dunkelapparates (s. Duplizitätstheorie) wahrscheinlich macht.

Innerhalb der erwähnten sechs Erregungsphasen, vor allem zwischen dem primären und dem Purkinjeschen Bilde, sind in der Folge noch weitere Einzelbilder isoliert worden. Hier ist in erster Linie ein offenbar ganz konstantes, von den primären durch ein sehr schmales dunkles Intervall getrenntes helles Bild zu erwähnen, das jenem in Helligkeit und Färbung völlig gleicht und besonders bei guter Tagesbeleuchtung deutlich hervortritt. Aber hiermit scheint der Tatbestand keineswegs erschöpft zu sein, da unter geeigneten Beobachtungsbedingungen die ganze zwischen dem primären und dem Purkinjeschen Bilde gelegene dunkle Phase mit ebensolchen schmalen hellen Bildern gefüllt wurde. *Dittler.*

Näheres s. Dittler und Eisenmeier, Pflügers Arch. Bd. 126, S. 610, 1909.

Nachperiode s. Kalorimetrie.

Nachstörung. Der nach einer magnetischen Störung bestehende Zustand des Erdmagnetismus, dadurch gekennzeichnet, daß die Elemente des Erdmagnetismus um andere Mittelwerte schwingen als vorher und damit ein Teilabschnitt des Störungsvorgangs selbst (s. Störungen, magnetische). Der Nachstörungsvektor weist überall auf der Erde annähernd nach dem Pol der Polarlichter (s. d.). Sein Feld ist der Hauptsache nach ein homogenes und äußeres. Sein Sitz ist der die Erde umgebende Elektronenring oder Ringstrom (s. d.). Nach Angenheister ist für das Tempo des Abklingens der Nachstörung der Vorgang der Wiedervereinigung der Ionen innerhalb des Ringstroms entscheidend.

A. Nippoldt.

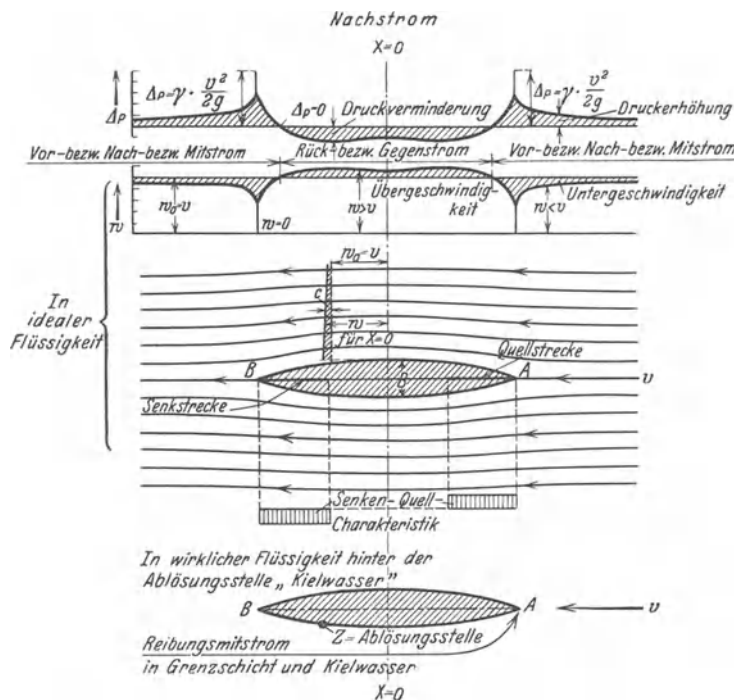
Näheres s. A. d. Schmidt, Z. f. Geophysik 1, 10—13, 1924/25.

Nachstrom. Nachstrom (vom fahrenden Schiff aus gesehen) oder Vorstrom (vom ruhenden Ufer bzw. von einem festen Raumsystem aus gesehen) ist die Bezeichnung für die mit dem Schiff gleichgerichtete Absolutbewegung des umgebenden Wassers, die zum Teil mit dem Schiff mitgeht (hydraulischer Vor- bzw. Nachstrom), zum

anderen Teil im Kielwasser (s. d.) zurückbleibt (Reibungsvor- oder -nachstrom). Die dem Schiff entgegengerichtete Absolutbewegung heißt Rückstrom. Man beabsichtigt neuerdings in anschaulicherer Bezeichnung die Worte „Mitstrom“ bzw. „Gegenstrom“ einzuführen.

Betrachtet man zunächst zweidimensionale Potentialströmungen um einen schiffsschnittigen Körper (s. Fig.), so entstehen in der dem umströmten Körper ausweichenden Flüssigkeit Übergeschwindigkeiten dort, wo die Stromlinien enger liegen (Rückströmung) und Untergeschwindigkeiten (hydraulischer Vor- bzw. Nachstrom), wo die Stromlinien weiter auseinander liegen. Diese Beeinflussung des umgebenden Wassers (reine Verdrängungsströmung) bewegt sich mit dem umströmten Körper mit; eine Energieübertragung zwischen Körper und Flüssigkeit findet hierbei nicht statt (s. d'Alembertsches Paradoxon). Der Rückstrom bzw. die Übergeschwindigkeit ist in begrenztem Kanal (wo seine Verteilung und Größe von derjenigen bei Potentialströmung natürlich abweicht) von besonderer Bedeutung. Denn infolge verstärkter Bettreibung und infolgedessen stärkeren Oberflächengefälles, welches bei der Wiedererweiterung auf den ungestörten Querschnitt (s. Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck) sich nicht verlustfrei ausgleicht, entspricht dem ein vermehrter Schiffswiderstand (s. d.). Über Fortfallen des Rückstromes in Kanälen bei Überschallgeschwindigkeit s. Schiffswellen.

Der wirkliche Vorgang spielt sich nun derart ab, daß die dem Grenzschichtmaterial (s. Grenzschicht) längs des Schiffes durch Reibungswirkung mit-



Strömung um einen schiffsschnittigen Körper.

geteilte „Mit“strömung (Reibungsmittstrom) im Wasser erhalten bleibt, nachdem das Schiff vorbeigefahren ist, und erst allmählich dissipiert (s. Energie-

dissipation). Die Ablösung der Grenzschicht (s. Ablösung) bzw. das Kielwasser ändert also die Symmetrie des Potentialströmungsbildes eines zur Hauptspant (Quer)ebene symmetrischen Schiffskörpers auf der Schiffshinterseite und die vom Schiff auf das Wasser durch Reibung (im Gegensatz zum ideellen Vorgang in reibungsloser Strömung) übertragene Energie (Reibungswiderstand im eigentlichen Sinne) findet sich einesteiis in der Energie des Reibungsmittstromes wieder, andernteils setzt sie sich unmittelbar in Wärmeenergie um. Ein Teil der Energie des Reibungsmittstromes kann im Propeller noch nutzbar gemacht werden; der Rest ist für die Propulsion (s. d.) verloren.

Arbeitet der Propeller im Vorstrombereich, so hat man nach Fresenius (Schiffbau 1921/22) hydraulischen Sog und Reibungssog (s. Sog) zu unterscheiden. Über die gedanklichen Schwierigkeiten beim ersteren s. Thoma-Prandtl (Ztschr. für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 1925). Das genaue Studium der Nachstromverhältnisse (z. B. Beeinflussung durch die Schiffsforn) und die darauf fussende Konstruktion günstiger „Nachstrompropeller“ ist erst ganz jungen Datums und noch in der Entwicklung.

Nachwirkung, dielektrische s. Dielektrische Hysterese, Verluste.

Nachwirkung, elastische s. Elastizität fester Körper, Plastizität.

Nachwirkung, elektrische s. Dielektrische Hysterese.

Nachwirkung, magnetische s. Viskosität, magnetische.

Nadelgalvanometer. Die Nadelgalvanometer (s. auch Galvanometer), zu denen auch die Galvanoskope oder Bussolen rechnen, dienen meist zur Messung oder Konstatierung eines Gleichstroms und bestehen aus einem drehbaren, permanenten Magneten oder Magnetsystem, welches durch das Erdfeld oder ein künstliches magnetisches Feld eine bestimmte Richtung einzunehmen sucht. Der Strom fließt durch feststehende Spulen, deren Windungsebene parallel zur Nadel steht. Durch den Strom erfährt die Nadel eine Ablenkung, die ein Maß der Stromstärke darstellt (vgl. auch Tangentenbussole). Die Nadel ist entweder an einem Faden (Cocon- oder Quarzfaden) aufgehängt oder auf Spitzen bzw. in Lagern drehbar. Die dynamische Galvanometerkonstante q (s. „Galvanometer“) ist beim Nadelgalvanometer $q = MG$, wenn M das magnetische Moment der Nadel, G die sog. „Galvanometerfunktion“ bezeichnet, d. h. dasjenige Drehmoment, welches auf einen Magnet vom Moment 1 wirkt, wenn die Spulen vom Strom 1 durchflossen werden oder anders ausgedrückt, G ist gleich dem magnetischen Feld der Spulen am Ort des Magnets für den Strom 1 . Der sog. „Reduktionsfaktor“ des Galvanometers, welcher das Reziproke der Empfindlichkeit darstellt (s. „Galvanometer“), ist $C = D/MG$, wobei die Richtkraft D im wesentlichen durch das magnetische Feld gegeben ist, da die Torsionskraft des Aufhängefadens dagegen meist nicht in Betracht kommt. Bei einem künstlichen Feld, das durch Astasieren der Magnete und durch Richtmagnete hergestellt wird, kann man das Feld in weiten Grenzen verändern und dadurch die Schwingungsdauer der Nadel, die der Wurzel aus der Richtkraft umgekehrt proportional ist, stark variieren. Andererseits ist die Empfindlichkeit des Galvanometers durch die Zahl und Gestalt der Windungen

und ihre Entfernung von der Nadel bedingt. Bei manchen Galvanometern, z. B. Spiegelgalvanometern für genaue Messungen, sind die Spulen auswechselbar; der Wicklungsraum ist bei diesen derselbe, es sind aber Drähte verschiedenen Querschnitts verwendet, so daß der Widerstand und die Windungszahl eine verschiedene ist. Sieht man von dem durch die Umspinnung des Drahtes eingenommenen Raum ab, so wächst der Widerstand angenähert mit dem Quadrat der Windungszahl und die Galvanometerfunktion proportional der Wurzel aus dem Widerstand R der Spule. In demselben Maße wächst auch die Stromempfindlichkeit, die andererseits auch mit dem Quadrat der Schwingungsdauer wegen der damit verbundenen Verringerung der Richtkraft zunimmt (vgl. Stromempfindlichkeit und Spannungsempfindlichkeit). Bei demselben Galvanometer kann man somit die Empfindlichkeit durch Auswechseln der Spulen und Veränderung der Schwingungsdauer (z. B. durch Astasieren) in weiten Grenzen variieren. Im übrigen ist die Empfindlichkeit des Nadelgalvanometers um so größer, je größer das Verhältnis des magnetischen Moments der Nadel zu ihrer Trägheit und je größer die für 1 Ohm berechnete Galvanometerfunktion ist. Das magnetische Moment eines Magneten wächst annähernd proportional der Länge, die Trägheit aber mit der dritten Potenz der Nadellänge, so daß es an sich vorteilhaft ist, kurze Nadeln zu verwenden. Da aber bei diesen eine starke Entmagnetisierung durch die Enden auftritt, verwendet man ein System kurzer, paralleler Nadeln, um auch bei kurzen Nadeln ein genügend großes magnetisches Moment zu erreichen; solche Systeme werden z. B. beim Thomsonschen astatischen Galvanometer (s. d.) und beim Kugelpanzergalvanometer (s. weiter unten) benutzt. Auch mit dem Glockenmagnet (s. Glockengalvanometer) wird die Forderung eines großen magnetischen Momentes bei geringer Trägheit erfüllt.

Nadelgalvanometer mit *einer* Nadel (bzw. Nadelsystem) sind den Schwankungen des Erdfeldes unterworfen und daher im allgemeinen für die Messung unbrauchbar; besonders dann, wenn die Störungen des Erdfeldes durch elektrische Bahnen stark vergrößert werden. Man muß deshalb entweder sog. „Astatische Nadelsysteme“ verwenden oder Galvanometer mit magnetischem Schutz (s. d.). Die Astasie wird durch zwei starr verbundene, entgegengesetzt gerichtete Magnete (oder Magnetsysteme) von gleichem magnetischen Moment hergestellt. Bei dem Thomsonschen Galvanometer (s. d.) sind diese Magnetsysteme horizontal gerichtet. Da aber die beiden Momente nie ganz gleich sind und die Nadeln auch einen kleinen Winkel miteinander bilden, bleibt ein kleines resultierendes magnetisches Moment übrig, das den Schwankungen des Erdfeldes unterworfen ist. Durch kleine Hilfsmagnete kann man nach Nernst-Jaeger auch dieses kleine Moment weitgehend kompensieren, so daß man ein nahe astatisches Magnetsystem erhält, das nur noch wenig von den Schwankungen des Erdfeldes beeinflußt wird. Bei dem Galvanometer von Weiß-Broca werden zur Herstellung der Astasie zwei *vertikale*, nahe beieinander parallel angeordnete Magnete angewendet, deren Magnetismus entgegengesetzt gerichtet ist und die deshalb so wirken, wie zwei kurze astatische Magnete. Bei den Galvanometern mit astatischen Magnet-

systemen ist das Erdfeld fast ohne Wirkung und es muß daher ein künstliches Feld durch Richtmagnete hervorgerufen werden (Thomson'sches Galvanometer). Zu den Galvanometern mit magnetischem Schutz gehört das *Kugelpanzer-galvanometer* von du Bois-Rubens. Bei diesem ist nur ein Magnetsystem vorhanden, aber das Erdfeld wird fast völlig dadurch aufgehoben (etwa auf $\frac{1}{1000}$), daß die Spulen von einer doppelten kugelförmigen Hülle aus weichem Eisen umgeben sind; eine weitere Schwächung des Feldes wird durch eine dritte zylindrische Eisenhülle hervorgerufen. Auch bei diesem Galvanometer muß daher eine künstliche Richtkraft an Stelle des Erdfeldes treten; diese Galvanometer sind in hohem Maße gegen die Schwankungen des Erdfeldes geschützt und besitzen außerdem eine große Empfindlichkeit, so daß sie für genaue Messungen eine weite Verbreitung gefunden haben (vgl. auch „Magnetischer Schutz“). In manchen Fällen reicht aber auch der magnetische Schutz dieser Galvanometer nicht aus; man muß dann Drehspulgalvanometer anwenden (s. d.), die aber im allgemeinen eine geringere Empfindlichkeit besitzen. *W. Jaeger.*

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik 3. Aufl. Leipzig 1928.

Nadelgleichrichter. Sie werden zum Gleichrichten sehr hoher Spannungen verwandt. Eine zwischen zwei Elektroden rotierende Nadel, die auf der Welle eines Synchronmotors befestigt ist, läßt nur für die gewünschte Wechselstromphase einen Funkenübergang zu. *v. Staal.*

Näheres s. Güntherschulze, Jahrb. d. Radioakt. 17, 356. 1921.

Nadelinduktion. Die Erweckung von Magnetismus durch die Nadeln der Kompass- oder Magnetometer in benachbarten Eisenmassen, z. B. in Kompensationsmagneten, führt zu häufig sehr unregelmäßigen Störungen in den Angaben der Instrumente. *A. Nippoldt.*

Nadelinklinatorium. Instrumente zur unmittelbaren Ablesung des Inklinationswinkels, s. Inklination.

Nadeloszillograph (Blondel). Bei diesem Oszillograph (s. d.) wird das Prinzip des Nadelgalvanometers benutzt. Das schwingende System besteht aus einer Eisennadel, die durch die Pole eines kräftigen Magneten oder Elektromagneten magnetisiert wird. Zur Vermeidung von Wirbelströmen sind die Kerne unterteilt. Die Ablenkung der Nadel erfolgt durch Spulen, durch welche der abzubildende veränderliche Strom fließt. Die Nadel besteht aus einem etwa $\frac{1}{100}$ mm dicken Eisenblech von etwa 0,3 mm Breite, das zwischen zwei Trägern gespannt ist, so daß die Richtkraft sowohl durch die Torsionskraft des Bandes, wie durch den Magneten geliefert wird. Mit diesem System sind bis zu 50000 Schwingungen in der Sekunde zu erreichen. Die Systeme befinden sich in Elfenbeingehäusen, die durch Linsen abgeschlossen und zur Dämpfung mit Rizinus- oder Vaselineöl gefüllt sind. Durch die Linse fällt das Licht einer Bogenlampe auf den Spiegel und wird von dort reflektiert. Um die hin- und hergehende Bewegung des Spiegels zu Kurven auseinander zu ziehen, deren Abszisse der Zeit proportional ist, kann die Methode des rotierenden oder oszillierenden Spiegels oder für die photographische Aufnahme eine fallende Platte benutzt werden; auch das stroboskopische Prinzip kann Anwendung finden. Die Antreibung der Spiegel

usw. kann durch einen Synchronmotor erfolgen. Vgl. auch Schleifenoszillograph. *W. Jaeger.*
Näheres s. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Braunschweig 1906.

Nadelpaar, astatisches s. Nadelgalvanometer.

Nadelschaltung bei Elektrometern (s. d.) aller Art nennt man diejenige Schaltung, bei der die Nadel das zu messende Potential besitzt, während die beiden Plattenpaare oder Platten usw. auf entgegengesetztes Potential von gleicher Höhe geladen werden, z. B. vermittels einer in der Mitte geerdeten Hilfsspannung. *W. Jaeger.*

Nadelstrahlung. Nachdem es Einstein gelungen war, das Plancksche Strahlungsgesetz durch Betrachtung des *Energiegleichgewichts* zwischen Strahlungsfeld und Materie ganz allgemein abzuleiten (s. Quantentheorie), mußte sich das gleiche Ergebnis auch durch rechnerische Verfolgung des *Impuls*gleichgewichts wiederfinden lassen. Nimmt man an, daß die Ein- und Ausstrahlungsvorgänge der Atome und Molekeln in Kugelwellen erfolgen wie dies die klassische Elektrodynamik verlangt, so kommt man *stets* zum Rayleigh-Jeansschen Strahlungsgesetz. Bei dieser Annahme wird offensichtlich kein Linearimpuls zwischen Strahlung und Materie ausgetauscht. Das Plancksche Strahlungsgesetz erhält man hingegen, wie Einstein gezeigt hat, sofort, wenn man beim Ein- und Ausstrahlungsvorgang eines Quants $h\nu$ die Übertragung eines Linearimpulses $h\nu/c$ ($c =$ Lichtgeschwindigkeit) postuliert. Der experimentelle Nachweis dieses *Strahlungsrückstoßes* erscheint durch den *Compton-Effekt* (s. d. und Quantenoptik) sichergestellt. Die Strahlungsemission und -absorption ist demnach eine *gerichtete*, weswegen man den Namen *Nadelstrahlung* für diesen Vorgang gewählt hat. Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Nadir, der Gegenpunkt des Zenit (s. d.).

Nahe Wirkung. Im Gegensatz zu der sog. Fernwirkungstheorie haben Faraday und Maxwell für die elektrischen Erscheinungen eine Nahe Wirkungstheorie aufgestellt. Sie zieht in den Kreis ihrer Betrachtungen auch das zwischen den Massepunkten liegende Medium, das von dem Kraftfeld kontinuierlich erfüllt ist. Wird also zwischen zwei auf verschiedenem Potential befindlichen Punkten der Kraftverlauf verfolgt, so ergibt sich ein stetiger Übergang von dem einen Punkt zu dem anderen. Die Kräfteausbreitung bleibt auch bei der Nahe Wirkung noch an die Zeit gebunden. Der Unterschied zwischen beiden Auffassungen liegt im wesentlichen darin, daß die Nahe Wirkungstheorie die Vorgänge im Zwischenmedium betrachtet und auf diese Weise auch bei dem Vorhandensein einer einzelnen Masse bereits Zustandsänderungen des Mediums bedingt, während bei der Fernwirkungstheorie erst bei dem Auftreten von mindestens zwei Massen Kräfte in Erscheinung treten können. *R. Jaeger.*

Naturhorn s. Zungeninstrumente.

Naturtrompete s. Zungeninstrumente.

Nautisches Dreieck s. Astronomisches Dreieck.

Navier-Stokessche Gleichungen der Hydrodynamik ergänzen die Eulerschen Gleichungen der Hydrodynamik (s. d.) durch ein Glied, welches von der Zähigkeit der Flüssigkeit herrührt. In der reibungslosen Flüssigkeit gibt es nur Druckkräfte zwischen Flüssigkeitsteilchen, die nach jeder Richtung gleich

groß sind und senkrecht zur Begrenzung wirken; infolge der Zähigkeit treten Schubspannungen auf, die der Relativgeschwindigkeit zwischen zwei aneinander vorbei gleitenden Schichten proportional sind. Sie werden durch einen Tensor beschrieben, der dem Tensor der Deformationsgeschwindigkeit proportional gesetzt wird. Der Proportionalitätsfaktor (μ) heißt Zähigkeitskoeffizient (auch Viskositätskoeffizient oder Koeffizient der inneren Reibung). Die Bewegungsgleichungen lauten in vektorieller Schreibweise (v Geschwindigkeit, p hydrostatischer Druck, λ Potential der äußeren Kraft, ρ Dichte):

$$\rho \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \text{ grad}) v \right\} = -\text{grad}(\lambda + p) - \mu \text{rot rot } v$$

Soll die Kompressibilität, d. i. die Abhängigkeit der Dichte vom Druck, mitberücksichtigt werden, so kommt noch ein Glied $+\frac{1}{3}\mu \text{grad div } v$ auf der rechten Seite hinzu; doch ist ein solches Problem kaum behandelt worden.

Zu den drei Gleichungen kommt die Kontinuitätsgleichung, so daß die vier Unbekannten (p und die drei Komponenten von v) bestimmt sind. Die Grenzbedingungen sind folgende: 1. an der festen Berandung muß die Geschwindigkeit verschwinden; die Flüssigkeit haftet am festen Körper; früher nahm man eine Gleitung mit einer bestimmten „äußeren Reibung“ an; doch ist diese Anschauung auf Grund genauer Versuche heute ganz verlassen; 2. an der freien Oberfläche müssen die drei Druckkomponenten (eine Normalspannung, zwei Schubspannungen) konstant, bzw. Null sein und die Geschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche muß der Geschwindigkeit der Oberfläche selbst gleich sein.

Von Wichtigkeit ist die Umformung der NStGl. in eine Vektorgleichung für die Wirbelstärke $w = \text{rot } v$ durch Elimination des Druckes. Man erhält:

$$\rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + (v \text{ grad}) w - (w \text{ grad}) v \right] = -\mu \text{rot rot } w$$

Die Glieder der eckigen Klammer allein sprechen den Helmholtz'schen Wirbelsatz aus, nach welchem der Wirbel am Teilchen haftet; unsere Gleichung zeigt, daß durch die innere Reibung eine Diffusion der Wirbel von Teilchen zu Teilchen auftritt, welche μ proportional ist und zu der auch in idealen Flüssigkeiten vorhandenen Konvektion der Wirbel hinzukommt.

Schreibt man die NStGl. dimensionslos, so tritt als einziger Parameter die Reynoldssche Zahl $R = \rho \frac{v l}{\mu}$ (v eine Geschwindigkeit, l eine Längenabmessung) auf (s. d.).

Wichtige Lösungen der NStGl. erhält man, wenn $(v \text{ grad}) v = 0$ ist (laminare Strömungen, Poiseuillesches Gesetz) oder wenn diese Größe vernachlässigt wird (Stokes'sches Gesetz für den Widerstand einer Kugel); ferner wenn diese quadratischen Glieder künstlich linear gemacht werden (Widerstand von Körpern in zweiter Näherung, kleine Schwingungen). Näherungslösungen gibt ferner die Grenzschichttheorie (s. d.). Dem Verständnis der wirklichen Bewegungen zäher Flüssigkeiten bei großen Reynoldsschen Zahlen stellt sich vor allem das noch nicht gelöste Turbulenzproblem entgegen (s. d.). Hopf.

Nebel. Durch die Kondensation des Wasserdampfes in der Luft entstehen kleine, in dieser schwebende Wassertröpfchen, deren Durchmesser etwa zwischen 0,005 und 0,1 mm schwankt. Sie bilden sich jedoch nur, wenn Kondensationskerne (s. d.) vorhanden sind, an welche sie sich ansetzen können. Sind derartige Kondensationsströpfchen in der Nähe der Erdoberfläche in solcher Menge vorhanden, daß sie die Durchsichtigkeit der Luft stark beeinträchtigen, so bezeichnet man sie als Nebel, schweben sie in größerer Höhe, so nennt man sie Wolken (s. d.). Bei gleicher Wassermenge in der Volumeinheit ist die Sichtweite im Nebel direkt proportional dem Radius der Tröpfchen. Außer dem nässenden Nebel gibt es auch „trockenen“ Nebel, bei dem die Luft nicht völlig mit Wasserdampf gesättigt ist. Der Nebel kann so stark werden, daß man nicht viel mehr als 1 m weit sehen kann. Derartig dichte Nebel kommen namentlich an kalten ruhigen Wintertagen in Industrie- und Hafenstädten vor, wo sich feine Rußteilchen den Nebeltröpfchen zugesellen. Ein bekanntes Beispiel ist der Londoner Nebel, der namentlich das Zentrum der Stadt, die City, heimsucht und im letzten Jahrhundert eine progressive Zunahme erfahren hat.

Nebel entsteht in der Regel durch Abkühlung feuchter Luft. Die Abkühlung kann hervorgerufen werden durch die Wärmeausstrahlung des Bodens, was z. B. über feuchten Wiesen zur Bildung von Bodennebel führt, aber auch durch Luftmischung. Über Flüssen, Seen und Meeren bildet sich Nebel meist infolge von Temperaturunterschieden zwischen Wasser und Luft. Die Grenzgebiete von kalten und warmen Meeresströmungen sind besonders häufig von Nebeln heimgesucht und werden daher von den Seefahrern gefürchtet und nach Möglichkeit gemieden. Die Gegend bei der Insel Neufundland, wo der kalte Labradorstrom und der warme Golfstrom sich begegnen, hat im Hochsommer durchschnittlich 22—23 Nebeltage monatlich. O. Baschin.

Nebelflecke. Sammelname für sehr verschiedenartige, schwachleuchtende, flächenhafte kosmische Gebilde, die sich früher in keinem Falle in Einzelsterne auflösen ließen. Man teilt sie ihrer Stellung nach in galaktische und nichtgalaktische Nebel ein.

Die galaktischen zerfallen in planetarische und unregelmäßige Nebel.

Die planetarischen Nebel sind ziemlich scharf begrenzte, kreisförmige oder elliptische Gebilde, mit oftmals komplizierter innerer Struktur. Ein schwacher Zentralstern ist fast stets vorhanden. Sie besitzen Emissionsspektren, in denen die Linien von H und He sowie eine Anzahl verbotener Linien von O und N vorkommen, die nach einem früher angenommenen unbekanntem Element, Nebulium, das viel leichter als Wasserstoff sein sollte, noch heute Nebuliumlinien genannt werden. Ein kontinuierlicher Untergrund ist außerdem fast immer vorhanden. Aus der galaktischen Verteilung der planetarischen Nebel können wir schließen, daß sie unserem Milchstraßensystem angehören, worauf auch die wenigen und nicht sehr zuverlässigen Parallaxenmessungen hinzuweisen scheinen.

Die unregelmäßigen Nebel gruppieren sich in der Milchstraße um gewisse Sterngruppen, die Heliumsterne. Sie zeigen eine ganz unregelmäßige Struktur und häufig bei langen photographischen Expositionen eine enorme Ausdehnung über viele Quadratgrade (Orionnebel). Sie besitzen vielfach

ein reines Gasspektrum von derselben Art wie die planetarischen Nebel, manchmal auch ein kontinuierliches Spektrum, das dann vermutlich von reflektiertem Licht nahestehender Sterne herrührt. Das Leuchten sowohl der regelmäßigen wie der unregelmäßigen Nebel kann man nach Hubble als Resonanzstrahlung auffassen, die von sehr hellen und viel ultraviolettes Licht ausstrahlenden Sternen die nahe bei oder im Nebel stehen (bei den planetarischen Nebeln ist es der Zentralstern) angeregt wird.

Mit den hellen unregelmäßigen Nebel stehen die sog. dunklen Nebel in engstem Zusammenhang. Sie grenzen häufig unmittelbar an helle Nebel und geben sich dadurch zu erkennen, daß sie das Licht der hinter ihnen stehenden Sterne schwächen oder ganz auslöschen. Große Gebiete des Himmels zeigen auf diese Weise entstandene Sternleeren. Auch sind hier Anzeichen einer selektiven kosmischen Absorption vorhanden.

Die nichtgalaktischen Nebel sind die Spiralnebel und die Kugelnebel. Die Spiralnebel bestehen aus einem leuchtenden Kern, von dem zwei Spiralarme in entgegengesetzter Richtung ausgehen. Es sind flache Gebilde, deren Aussehen sich erheblich ändert, je nachdem wir senkrecht daraufsehen, oder sie von der Schmalseite erblicken, in diesem Falle werden sie gelegentlich als Spindelnebel bezeichnet. Sie zeigen ein kontinuierliches Spektrum etwa vom Sonnentypus, dem aber Charakteristika von früheren Typen zugesellt sind. Nachdem neuerdings bei den hellsten Exemplaren die Auflösung in Einzelsterne gelungen ist und auch Cepheiden (s. Veränderliche Sterne) darin entdeckt wurden, die zur Bestimmung ihrer Entfernung dienen, wissen wir bestimmt, daß diese Gebilde nicht mehr unserem Milchstraßensystem angehören. Die Entfernung der nächsten von ihnen beträgt etwa eine Million Lichtjahre.

Die Kugelnebel scheinen den Spiralnebeln koordinierte Gebilde von etwas geringerer Dimension zu sein. Jedenfalls sind auch sie extragalaktisch. Über das Spektrum wissen wir nichts. *Bottlinger*.

Nebelgeschosse s. Geschosse.

Nebeln s. Nebelflecke.

Nebenbilder sind Bilder, die in optischen Instrumenten auf eine andere als die beabsichtigte Art entstehen. Ein gewöhnlicher Zimmerspiegel entwirft das Hauptbild an der versilberten Hinterfläche, Spiegelungen an der Vorderfläche geben Nebenbilder (s. Spiegel). Bei einer Brille entstehen Nebenbilder von hinten seitlich gelegenen Gegenständen durch Spiegelung (einfache Reflexe). Von einer hellen Lichtquelle vor sich kann der Brillenträger auch den durch zweimalige Spiegelung entstehenden Doppelreflex sehen. Solche Doppelreflexe können auch in photographischen Objektiven sehr störend wirken, obgleich ihre Helligkeit nur etwa 0,002 der Lichtquelle ist. *H. Boegehold*.

Nebenzeiten sind Flutwellen, welche im Gezeitenphänomen die gleiche Rolle spielen wie Ober- und Kombinationstöne in der Akustik. *A. Prey*. Näheres s. O. Krümmel, Handb. d. Ozeanographie. Bd. II, S. 248.

Nebenlinien s. Serienspektren.

Nebelnlöstellen s. Thermolemente, Thermo-
elektrizität.

Nebenreaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Nebenschluß, magnetischer. Das Feld eines permanenten Hufeisenmagneten zwischen seinen

Polen läßt sich dadurch bequem in veränderlicher Weise abschwächen, daß man einen Anker von größerem oder geringerem Querschnitt und Permeabilität vom Indifferenzpunkt aus über die Schenkel hinweg schiebt und so einen „magnetischen Nebenschluß“ herstellt, in welchem ein Teil der Kraftlinien vom einen zum anderen Schenkel übergeht. Praktische Verwendung finden derartige Nebenschlüsse bei Drehspulengalvanometern zur Regulierung der Empfindlichkeit. *Gumlich*.

Nebenschlußmaschine s. Selbsterregung.

Nebenschlußmotor s. Elektromotoren.

Nebenserie s. Serienspektren.

Nebenspannungen s. Fachwerk.

Nebensprechen. Hierunter versteht man in der Fernsprechtechnik gegenseitige Störungen der Gespräche auf den Doppelleitungen und Viererleitungen (s. d.). Sie werden hervorgerufen durch die magnetische und elektrische Kopplung der Adern. Die Beeinflussung zweier Doppelleitungen untereinander bezeichnet man als Übersprechen und die zwischen der Viererleitung und einer Doppelleitung als Mitsprechen. Diese Störungen können durch Kreuzen und Verdrillen der Leiter und bei Kabeln durch Abgleichen der Kapazitäten mittels Ausgleichkondensatoren beseitigt werden.

K. Pohlhausen.

Näheres s. F. Breisig, Theoretische Telegraphie. Braunschweig, F. Vieweg. II. Aufl. 1924.

Nebervalenz s. Valenztheorien.

Nebularhypothese s. Kosmogonie.

Nebulium. Die Nebelflecke mit Emissionspektrum zeigen neben den Linien des H und He eine Reihe von Linien unbekanntem Ursprunges, die man früher einem hypothetischen Element Nebulium zuschrieb. Atomtheoretische Untersuchungen von Bowen zeigten, daß es sich hier um „verbotene“ Linien des O⁺, O⁺⁺ und N⁺ handle, die durch besondere, noch unbekanntere Anregungsbedingungen in der sehr verdünnten Nebelmaterie entstehen. Im Laboratorium konnten die Linien noch nicht erhalten werden. *Bottlinger*.

Näheres s. Die Naturwissenschaften, 16, S. 177. 1928.

Negative Charakteristik s. Charakteristik.

Negative Elektrizität. Positive und negative Elektrizität sind die beiden Urstoffe, aus denen sich nach heutiger Anschauung die Materie aufbaut. Die Einheit der negativen Elektrizität ist das Elektron (s. d.). Da dieses infolge seiner außerordentlich geringen Masse sehr leicht beweglich ist, während das positive Proton und die aus ihm und den Elektronen aufgebauten größeren Einheiten relativ sehr träge sind, bestehen auch makroskopisch große Unterschiede zwischen negativer und positiver Elektrizität.

Güntherschulze.

Negativer Widerstand s. Charakteristik.

Negatives Glimmlicht s. Glimmladung.

Negatron (elektr. Schwingungen), eine von J. Scott-Taggart angegebene spez. Hochvakuumröhre zur Schwingungserzeugung. Sie enthält eine Glühkathode, ein Gitter, eine Anode und eine Hilfsanode auf der dem Gitter entgegengesetzten Seite der Glühkathode. Das Gitter ist durch eine blockierte Verbindung mit der Hilfsanode auf dieselbe Wechselfspannung bei verschiedener Gleichspannung gebracht. In der Strecke Kathode/Hilfsanode entsteht dann eine negative Charakteristik, welche zur Schwingungserzeugung benutzt wird.

H. Rukop.

Neigung s. Planetenbahn.

Neigungsmesser dienen dazu, um die Neigung eines Flugzeugs gegenüber der Horizontalen oder gegenüber der senkrecht zur Resultierenden der Gesamtkräfte liegenden Ebene zu messen. Erstere bezeichnet man als absolute, letztere als relative Neigungsmesser. Zur relativen Neigungsmessung können Pendel und Libellen dienen. Sie zeigen beim Kurvenflug natürlich nicht die Neigung gegen die Horizontale an, wohl aber die Art, wie das Flugzeug in der Kurve liegt, und können so zur Vermeidung gefährlicher Flugzustände dienen. Zur absoluten Neigungsmessung verwendet man heute den „Fliegerhorizont“. Dieser vereinigt ein langsam schwingendes Kreispendel mit einem schnell schwingenden gewöhnlichen Pendel so, daß ersteres während der kurzen Zeit, die man für Steuerbewegungen des Flugzeugs in Betracht ziehen muß, praktisch horizontal zu bleiben scheint.

L. Hopf.

Neigungswaage. Die Neigungswaage ist ein ungleicharmiger Winkelhebel, dessen kurzer, die Last tragender Schenkel nahezu horizontal gerichtet ist. Der längere Arm des Winkelhebels ist bei Nichtbelastung der Waage nahezu nach unten gerichtet und steht bei der Maximalbelastung fast horizontal; an seinem Ende ist er mit einem passenden Gewicht beschwert. Bei zunehmender Belastung wird die Horizontalprojektion des kürzeren (Last-) Hebelarmes nur wenig verändert, das Moment = Kraft \times Hebelarm wächst also nahezu proportional der Kraft, d. h. der Belastung. Am längeren Hebelarm bleibt die Kraft, das beschwerende Gewicht, stets das gleiche, dagegen wächst die Horizontalprojektion des Hebelarmes von etwa Null bis zur Länge des längeren Armes des Winkelhebels; das Moment ist also hier der Horizontalprojektion des Hebelarmes proportional. Zu einer bestimmten Belastung der Waage gehört also eine bestimmte Stellung des längeren Hebelarmes, welche an einer mit ihm verbundenen Kreisbogenteilung abgelesen werden kann. Die Teilung zeigt unmittelbar die Belastung an, ihre Graduierung kann nur auf empirischen Wege vorgenommen werden.

Ein bekanntes Beispiel der Neigungswaage ist die Briefwaage, bei welcher sich die Last vielfach oberhalb des Drehpunktes des Hebels befindet. Die Geradföhrung der Last wird dann ähnlich wie bei der Robervalschen Waage (s. d.) durch ein Gelenkparallelogramm erreicht.

Scheel.

Neonglimmlampe s. Moorelicht.

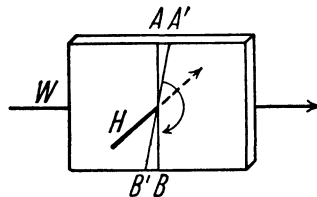
Neonröhre s. Heliumröhre.

Nephelometrie s. Mikroanalyse.

Neptun s. Planeten.

Nernst-Effekt. A. v. Ettingshausen und W. Nernst fanden (1886) folgende, dem Hall-Effekt verwandte und dem Leduc-Righi-Effekt analoge Erscheinung:

Wird in einem von einem Wärmestrom durchflossenen Leiter ein magnetisches Feld H erragt, dessen Kraftlinien senkrecht zur Richtung des Wärmestromes verlaufen, so tritt eine transversale EMK auf, die, wie beim Hall-Effekt, als Folge der Drehung einer Äquipotentiallinie aufgefaßt werden kann.



Nernst-Effekt.

Die Messung des Effektes erfolgt in der Weise, daß in einem plattenförmigen Stück des Leiters ein starker Wärmestrom in seiner Längsrichtung hergestellt wird. Zu dem Zwecke wird die eine Schmalseite einem Dampfstrom ausgesetzt, und die andere durch Wasser gekühlt, während die Platte sonst gut gegen äußere Wärmeabgabe geschützt wird. Symmetrisch zu beiden Seiten, also auf einer Isotherme sind zwei Spannungsdrähte angebracht, die aus dem Material der Platte bestehen, um die Thermokräfte möglichst klein zu halten. Gemessen wird, am besten durch Kompensation, die Spannung an diesen Drähten vor und nach Erregung des magnetischen Feldes.

Als positiv wird der Effekt bezeichnet, wenn die Drehung der Äquipotentiallinie, in der Richtung der magnetischen Kraftlinien gesehen, im positiven Drehungssinne erfolgt (s. Fig.), wenn also der durch den Nernst-Effekt hervorgerufene Strom von A nach B gerichtet ist.

Hoffmann.

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Nernst-Kalorimeter s. Kalorimetrie, elektrische.

Nernstlampe. Verwendet das von einem Nernststift oder Nernstbrenner ausgesandte Licht zur Beleuchtung. Dieser, nach seinem Erfinder Nernst benannt, besteht aus einem an beiden Enden keulig verdickten Stab von Stopfnadel- bis Streichholzdicke aus Schwermetalloxyden, im wesentlichen Zirkonoxyd. Seine Länge beträgt je nach der Betriebsspannung 1 bis einige cm. In die verdickten Enden sind zur Stromzuföhrung dünne Platindrähte eingelassen. Die Farbe ist fast weiß mit schwach bräunlichem Ton. Die Nernstbrenner isolieren bei gewöhnlicher Temperatur, werden bei Rotglut mäßig leitend und haben bei heller Weißglut nur noch einen geringen Widerstand von der Größenordnung 100 Ω . Es befindet sich deshalb in der Nernstlampe hinter dem Brenner ein Heizkörper aus einem spiralförmig auf isolierender Masse aufgewundenen Platindraht, der den Brenner durch Wärmestrahlung so stark erhitzt, daß er beginnt, hinreichend zu leiten, um sich durch die eigene Stromwärme weiter auf helle Weißglut zu erhitzen, worauf die Heizspirale elektromagnetisch ausgeschaltet wird. Da die Brenner eine fallende Charakteristik (s. d.) haben, muß ihnen ein Widerstand vorgeschaltet werden, der im Lampensockel untergebracht ist. Da in den Brennern neben Elektronenleitung auch eine beträchtliche elektrolytische Leitung besteht, die am negativen Pol die Oxyde reduziert, können sie den Sauerstoff der Luft zur Rückoxydation an der Kathode nicht entbehren und es ist nicht möglich, die Brenner in ein Vakuum einzuschließen, was ihre Ökonomie beträchtlich vergrößern würde. Der Energieverbrauch der Lampen beträgt etwa 2 Watt/HK, so daß sie den älteren Kohlenfaden- und Wolframdrahtlampen bedeutend überlegen waren und in großem Umfang zur Innenbeleuchtung verwandt wurden, bis die Tantallampe, die nur 1,5 Watt/HK verbraucht, ihre Stellung erschütterte und die Wolframdrahtlampe mit weniger als 1 Watt/HK sie völlig vertrieb, zumal die durch das Anheizen bedingte Verzögerung im Aufleuchten vielfach als lästig empfunden wurde.

Güntherschulze.

Nernststift s. Nernstlampe.

Nernstsches Theorem. Bei der Berechnung der Entropieunterschiede zwischen verschiedenen Zu-

ständen eines Systems aus thermischen Daten bleibt eine Konstante unbestimmt, bei den Differenzen der freien Energie infolgedessen ein der abs. Temperatur proportionales Glied. Die Festlegung dieser Konstanten geschieht durch einen über die beiden Hauptsätze der Thermodynamik herausgehenden Satz, das Nernstsche Wärmetheorem (3. Hauptsatz der Thermodynamik), der besagt, daß am abs. Nullpunkt die Entropiedifferenzen zwischen beliebigen Zuständen eines kondensierten Systems verschwinden. Damit gleichbedeutend ist die Aussage, daß der Temperaturkoeffizient der freien Energie mit fallender Temperatur gegen Null konvergiert ($\lim_{T=0} \frac{dF}{dT} = 0$)

woraus mit Hilfe des 2. Hauptsatzes das Gleiche für den Temperaturkoeffizienten der Gesamtenergie folgt ($\lim_{T=0} \frac{dU}{dT} = 0$).

In dieser Form wurde das Theorem 1906 von Nernst auf Grund eines großen Beobachtungsmaterials an chemischen Reaktionen rein empirisch aufgestellt. Es ist danach also möglich, das gesamte thermodynamische Verhalten eines Systems rein aus thermischen Messungen (Kenntnis der Wärmetönung bei einer Temperatur und der spezifischen Wärmen bei allen Temperaturen) zu berechnen. Man findet aus dem obigen Ansatz:

$$\Delta S_T = \int_0^T \frac{\tau n_1 C_{v1}}{T} dT = \int_0^T \frac{\Sigma n_1 C_{p1}}{T} dT$$

$$F_v = U_v + T \int_0^T \frac{\tau n_1 C_{v1}}{T} dT$$

$$F_p = U_p + T \int_0^T \frac{\tau n_1 C_{p1}}{T} dT$$

(ΔS = Entropiedifferenz, n = Anzahl der beteiligten Mole, C = spez. Wärme, F_v = Differenz der freien Energie, U_v = Differenz der Gesamtenergie, F_p = Differenz des thermodyn. Potential, U_p = Wärmefunktion.)

Bei der weiteren experimentellen Prüfung fanden Nernst und seine Schüler, daß das durch die Gleichung $\lim_{T=0} \frac{dU}{dT} = 0$ geforderte Gleichwerden aller spezifischen Wärmen dadurch erfüllt wird, daß diese alle gegen Null konvergieren. Die obigen Gleichungen verlangen, daß dieser Abfall schneller als proportional der absoluten Temperatur vor sich geht. Die später entwickelte Quantentheorie der spez. Wärmen (Einstein, Born und v. Karman, Debye) zeigte in Übereinstimmung mit dem Experiment, daß diese bei allen Kondensaten bei sehr tiefer Temperatur der dritten Potenz der abs. Temperatur proportional werden. Dieses Verhalten erleichtert die Anwendung des Theorems sehr, da dabei die Kenntnis der spez. Wärmen bis zum abs. Nullpunkt vorausgesetzt wird.

Die Prüfung der zweiten weitergehenden Aussage $\lim_{T=0} \frac{dA}{dT} = 0$ wurde hauptsächlich an einer großen Zahl chemischer Reaktionen — dem praktisch wichtigsten Anwendungsgebiet des Theorems — vorgenommen und ergab bei kristallisierten reinen

Substanzen immer Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen zwischen direkt gemessenen und berechneten freien Energien. Auch alle weiteren Voraussagen des Theorems, unter denen hier nur die erwähnt seien, daß der thermische Ausdehnungskoeffizient (s. Zustandsgleichung fester Körper) und die Thermokräfte (s. Thermoelektrizität) gegen Null konvergieren, wurden vom Experiment bestätigt.

Auf Gase konnte der neue Wärmesatz zunächst nicht direkt angewandt werden, da bei Systemen, deren Teilnehmer der idealen Gasgleichung folgen, die Entropiedifferenzen am abs. Nullpunkt unmöglich verschwinden können (s. Entropie). Nernst sagte daher voraus, daß in der Nähe dieser Temperatur die ideale Gasgleichung versagen werde, gasförmige Systeme vielmehr in einen Zustand verschwindender Wärmekapazität und Entropie gelangen müßten, den er den Zustand der Gasentartung nannte. Diese Gasentartung (s. diesen Artikel) wurde später von einer Reihe von Forschern aus quantenstatistischen Überlegungen gefolgt. Es ergibt sich, daß er sich erst bei sehr tiefen Temperaturen bemerkbar machen kann. Sein direkter experimenteller Nachweis ist bisher noch nicht geglückt, da die Entartungseffekte durch andere viel stärkere Quanteneffekte bei der Wechselwirkung zwischen den Molekülen realer Gase (van der Waalssche Kräfte) überdeckt werden.

Infolge der experimentellen Ungangbarkeit dieses Weges zur Bestimmung der Entropie eines Gases hat Nernst einen anderen eingeschlagen. Betrachtet man nämlich bei einer endlichen Temperatur ein Gas im Gleichgewicht mit seinem Kondensat, dann kann man nach dem Theorem die Entropie des letzteren aus seinen spez. Wärmen berechnen und dann durch Messung der Verdampfungswärme zur Entropie des Gases übergehen, die dadurch bei der betreffenden Temperatur unter dem Sättigungsdruck bekannt ist. Die Messung des Sättigungsdrucks bei einer Temperatur vermittelt uns also die Kenntnis der Entropiekonstante des Gases und damit die Beherrschung seines thermodynamischen Verhaltens. (Näheres s. Chemische Konstante.)

Der zunächst rein empirisch aufgestellte neue Wärmesatz wurde später quantenstatistisch begründet (Planck, Einstein). Daß das Verschwinden der spez. Wärmen aus der Quantentheorie folgt, ist schon erwähnt worden. Diese Aussage genügt jedoch noch nicht zum Verständnis des Verschwindens der Entropiedifferenzen. Dies folgt vielmehr erst daraus, daß bei Annäherung an den Nullpunkt der Temperatur die Materie in einen geordneten Zustand übergeht, und die Quantenstatistik zeigt, daß für geordnete Zustände die Entropiedifferenzen verschwinden. (Die Entropie ist ja ein Maß für die Unordnung.) Infolgedessen ist zu erwarten, daß das Theorem in seiner ursprünglichen Fassung in den Fällen nicht anwendbar ist, bei denen durch eine Reaktionsverzögerung (Hemmung) ein ungeordneter Zustand bis zum abs. Nullpunkt erhalten bleibt. In der Tat zeigte das Experiment bei einigen gehemmten Systemen (unterkühlte Lösungen und Flüssigkeiten), daß zwar die spez. Wärmen, nicht aber die Entropiedifferenzen gegen Null gehen. Es besteht eine Nullpunksentropie, deren Wert von dem Grade der Unordnung abhängt. Bei Lösungen ist sie

gegeben durch den Ausdruck $S_0 = -R \sum c_1 \ln c_1$, wobei c_{1-n} die Konzentrationen der Komponenten bedeuten (Planck).

Aus dem Nernstschen Theorem folgt, daß es nicht möglich ist, den abs. Nullpunkt durch einen in endlichen Grenzen verlaufenden Prozeß zu erreichen. Nach der alten klassischen Theorie war dieser Satz selbstverständlich, da die latenten Wärmen, die man zur Abkühlung benutzen kann, nach dem zweiten Hauptsatz gegen Null konvergieren, die spez. Wärmen dagegen endlich bleiben. Durch die Tatsache des Verschwindens der spez. Wärmen ändert sich die Situation zunächst. Die Aussage aber, daß die Entropiedifferenzen, und so also die latenten Wärmen gegen Null gehen, führt aber wieder dazu, daß trotz des Verschwindens der spez. Wärmen der abs. Nullpunkt unerreichbar ist (Nernst). Man kann also den Satz von der Unerreichbarkeit des abs. Nullpunkts im Verein mit der Tatsache des Nullwerdens der spez. Wärmen als anschaulichen Ausdruck des Nernstschen Theorems betrachten, ähnlich wie die Nichtexistenz des Perpetuum mobiles 1. resp. 2. Art den Inhalt des 1. resp. 2. Hauptsatzes wiedergibt. Das oben erwähnte Bestehen einer Nullpunktsentropie bei einigen gehemmten Systemen erschüttert die Allgemeingültigkeit dieses Satzes nicht, da die Nullpunktsentropie nur durch das Bestehen einer Hemmung bewirkt wird, diese Hemmung aber zugleich die Ausnutzung des Prozesses zur Kälteerzeugung verhindert, Simon. Näheres s. W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Halle, 2. Aufl., 1924; ferner Handbuch der Physik, Bd. IX und X. Berlin 1926.

Netz (Gitter) s. Verstärkerröhre und Senderöhre und Audion.

Netzausgleichung. In einem Dreiecksnetze, wie sie den Gradmessungen und Landesaufnahmen zugrunde liegen, werden womöglich sämtliche Dreieckswinkel gemessen. Ferner wird mindestens eine Dreiecksseite entweder direkt gemessen, oder aus einer kurzen Grundlinie durch ein eigenes Dreiecksnetz entwickelt.

Die Aufgabe, die übrigen Stücke des Netzes zu bestimmen, ist dann in doppelter Hinsicht überbestimmt. Einerseits ist in jedem Dreiecke ein

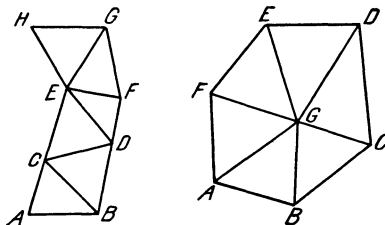


Fig. 1. Dreieckskette. Fig. 2. Dreiecksnetz.

Winkel zu viel gemessen, andererseits ist, wenn nicht bloß eine einfache Dreieckskette (Fig. 1) vorliegt, die Berechnung mancher Seiten auf zweierlei Wegen möglich. Ist z. B. in Fig. 2 AB die gemessene Seite, so können wir zu ED sowohl über die Dreiecke AFG und $EF G$, wie über BCG und CDG gelangen. Wegen der unvermeidlichen Beobachtungsfehler wird nun weder die Winkelsumme in den Dreiecken gleich 180° (mehr dem sphärischen Exzeß bei sphärischen Dreiecken) werden, noch werden die Werte der auf verschiedenen Wegen berechneten Seiten mit-

einander stimmen. Der Ausgleich besteht nun darin, daß man nach der Methode der kleinsten Quadrate Verbesserungen der beobachteten Winkel sucht, derart, daß diese Widersprüche verschwinden; mit anderen Worten, daß die geometrischen Bedingungen des Netzes streng erfüllt werden. Diese Bedingungen drücken sich durch Gleichungen aus, die als Winkelgleichungen und Seitengleichungen bezeichnet werden. Es ist notwendig, zunächst die Zahl dieser Gleichungen festzustellen, da keine vergessen werden darf, ohne das Resultat zu verderben.

Das erste Dreieck verlangt zu seiner Berechnung 1 Seite und 2 Winkel; jeder weitere Dreieckspunkt verlangt zu seiner Festlegung weitere 2 Winkel. Besteht das ganze Netz aus p Punkten, so braucht es im ganzen 1 Seite und $2 + 2(p - 3) = 2p - 4$ Winkel. Sind nun in dem Netze 1 Seite und m Winkel gemessen, so sind $m - 2p + 4$ Stücke überflüssig, und es müssen ebensoviele Bedingungsgleichungen bestehen.

Verbindet man die p Punkte des Netzes durch einen einfachen in sich selbst zurückkehrenden Linienzug, so erhält man ein Polygon ($ABCDE$

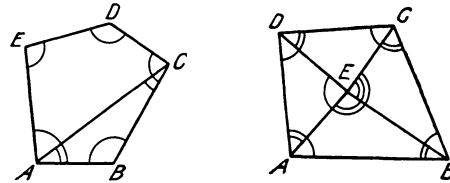


Fig. 3. Polygon mit beiderseitig beobachteter Diagonale. Fig. 4. Dreiecksnetz aus 4 Dreiecken.

in Fig. 3), dessen Winkelsumme von der Zahl der Seiten abhängt und eine Winkelgleichung gibt. Jede weitere Seite (AC), welche man in das Polygon einfügt, gibt, wenn die Winkel an beiden Enden beobachtet sind, eine neue Winkelgleichung. Hat also das Netz im ganzen k Seiten, so ist die Zahl der Winkelgleichungen gleich $k - p + 1$. Sind von den k Seiten k' solche, deren Richtung nur einseitig gemessen wurde, so fallen k' Winkelgleichungen weg.

Alle übrigen Bedingungsgleichungen sind Seitengleichungen. Die Winkelgleichungen enthalten nur Winkelsummen. Die Seitengleichungen haben die Form des mehrfach angewandten Sinussatzes. So ist z. B. in dem aus vier Dreiecken bestehenden Netz (Fig. 4) die Seite CD einerseits

$$CD = AB \cdot \frac{\sin ABE \sin DAE \sin DEC}{\sin AEB \sin ADE \sin DCE}$$

andererseits

$$CD = AB \cdot \frac{\sin BAE \sin CBE \sin DEC}{\sin AEB \sin BCE \sin CDE}$$

Durch Gleichsetzung der beiden Werte erhält man die Seitengleichung; AB fällt heraus. Die Basis oder der Maßstab des ganzen Netzes spielt in allen diesen Beziehungen keine Rolle.

In diesem einfachen Fall ist dies die einzige Seitengleichung. Denn es ist die Zahl der Punkte $p = 5$, die Zahl der Winkel $m = 11$, wenn alle Winkel als Richtungen gemessen sind, wie es die Bogen in Fig. 4 andeuten. Die Zahl der Bedingungsgleichungen ist also $11 - 2 \cdot 5 + 4 = 5$; die Zahl der Seiten $k = 8$, also die Zahl der Winkelgleichungen gleich $8 - 5 + 1 = 4$; es kann also nur noch 1 Seitengleichung geben.

Der Ausgleich erfolgt dann nach der Methode der „bedingten Beobachtungen“ (s. Quadrate, Methode der kleinsten) und liefert jene Verbesserungen der beobachteten Werte, welche zu einer strengen Erfüllung der Bedingungsgleichungen und damit zu einem geometrisch möglichen Gebilde führen.

Liegen mehrere Basismessungen vor, so dürfen sie sich nicht widersprechen, und dies führt auf neue Bedingungen. Man verwendet solche Basismessungen oft auch nur zur Kontrolle. Jedenfalls darf man eine Basismessung nicht als ein verbesserungsbedürftiges Element in die Rechnung einführen, weil dabei immer eine Korrektur resultiert, welche größer ist, als die Genauigkeit der Messung erlaubt.

Wird ein Netz an ein bereits ausgeglichenes Netz angeschlossen, so kann man die Anschlußelemente des letzteren unverändert in das neue Netz übernehmen, erhält aber damit neue Bedingungsgleichungen, die einen Zwang bedeuten. Nach dem Verfahren von Boltz kann man aber den neuen Netzteil ausgleichen, und gleichzeitig den alten verbessern, ohne daß die Rechenarbeit bedeutend anwächst. Bei mehrfacher Anwendung des gleichen Prinzips kann man die größten Netze in Teilen ausgleichen, und erhält das gleiche Resultat, wie bei einer Ausgleichung in einem Gusse. *A. Prey.*
Näheres s. S. Wellisch, Theorie und Praxis der Ausgleichsrechnung. 1909/10.

Netzhaut des Auges s. Gelber Fleck.

Netzhautgrube = Fovea centralis s. Gelber Fleck.

Netztöne s. Singende Flamme.

Neue Sterne (Novae). Eine besondere Gruppe von veränderlichen Sternen. An einer Stelle am Himmel, wo bisher kein Stern gestanden, flammt plötzlich, meist innerhalb weniger Tage oder gar Stunden ein Stern zu oft bedeutender Helligkeit auf. Manchmal wurden es die hellsten Sterne am Himmel überhaupt und konnten sogar am Tage gesehen werden. Nur in einem Falle (Nova Aquilae 1918) ließ sich nachweisen, daß die Nova schon vor ihrem Aufblitzen als ein Stern der zehnten Größe existiert hatte. Der Helligkeitsanstieg beträgt im allgemeinen mindestens zehn Größenklassen, d. h. die Helligkeit steigt auf das mehr als Zehntausendfache. Das hellste Licht ist meist rasch erreicht und der Stern beginnt nach wenigen Tagen wieder schwächer zu werden, um im Laufe einiger Jahre um 10 bis 15 Größenklassen abzusinken, d. h. meist ganz unsichtbar zu werden. Im hellsten Licht hat der Stern eine weiße Farbe und ein kontinuierliches Spektrum vom Typus A—F. Mit sinkender Helligkeit treten starke Emissionslinien des Wasserstoffs auf. Besonders H_{α} gibt dem Stern eine merklich rote Farbe. Außerdem treten, stark nach Violett verschoben, die Absorptionslinien des Wasserstoffs auf. Schließlich geht der Stern in einen planetarischen Nebel oder einen Wolf Rayet Stern über und zeigt ein grünliches Aussehen. Nova Aquilae 1918 ist der einzige Fall, wo wir das Spektrum vor dem Aufleuchten kennen. Es war A. Viele Novae zeigen Abweichungen von diesem typischen Verlauf. Ein mehrfaches Aufleuchten einer Nova wurde bisher nicht beobachtet. Bei unserer intensiven Himmelsüberwachung werden jedes Jahr mehrere Novae entdeckt, die aber meist während ihrer ganzen Erscheinung teleskopisch bleiben. Helle Novae sind sehr selten. Die vier hellsten waren:

Name	Zeit des Aufleuchtens	Größte Helligkeit	Entdecker
B Cassiopeae	1572	—5 ^m	Tycho Brahe
Nova Serpentarii	1604	—4	Brunowski
Nova Persei	1901	0,0	Anderson
Nova Aquilae 3	1918	0,0	Verschiedene

Über die Ursache des plötzlichen Aufleuchtens wissen wir nichts. Jedenfalls handelt es sich um explosive Vorgänge. Nernst vermutet Atomumwandlungen, und hat die Vermutung ausgesprochen, daß alle oder doch sehr viele Sterne einmal während ihres Lebenslaufes, einen solchen labilen Zustand durchlaufen, daß also das Nova-Phänomen etwas ganz reguläres sei. *Bottlinger.*

Neumannscher Hahn s. Mischungsmethode.

Neutralisation. Die gegenseitige Abschwächung, welche Säuren und Basen beim Vermischen erleiden, führt bei einem bestimmten Mischungsverhältnis zu einem Zustand der Lösung, der weder alkalische noch saure Eigenschaften zeigt. Eine solche Lösung heißt neutral und der Prozeß, durch den sie entstanden ist, Neutralisation. Bei der Neutralisation bilden die Säure und Base charakterisierende Bestandteile miteinander ein Salz und ihre wirksamen Bestandteile, nämlich die Wasserstoff- und Hydroxylionen teilweise Wasser. Handelt es sich um die im allgemeinen fast vollständig dissoziierten starken Elektrolyte (s. auch Elektrolytische Dissoziation), so bleibt bei diesem Vorgang die Konzentration der Metallionen und der Anionen des Säurerestes nahezu unverändert, so daß als das Wesentliche der Neutralisation die Wasserbildung aus den Ionen in Erscheinung tritt. So ergibt sich für die starken Elektrolyte die Unabhängigkeit der Neutralisationswärme (13500 cal) von der speziellen Art des Metalls und der Anionen. Bei der Neutralisation schwacher Säuren und Basen findet man im allgemeinen eine kleinere Wärmetönung, weil neben der Wasserbildung eine Aufspaltung von Säure oder Base und eine Salzbildung erfolgt. Außerdem bleibt in solchen Fällen die Reaktion gewöhnlich wegen der Hydrolyse (s. d.) unvollständig. Näheres in den Lehrbüchern.

H. Cassel.

Neutralisationswärme. Der chemische Prozeß bei der Neutralisation von Säure und Base besteht wenigstens bei den starken Elektrolyten ausschließlich in der Wasserbildung aus den Wasserstoffionen der Säure und den Hydroxylionen der Base. Die Wärmetönung dieses Vorganges, 13500 cal, ist unabhängig von der besonderen Art der Metallionen und des Säurerestes. Bei den schwachen Elektrolyten z. B. bei der Essigsäure überlagern sich die teilweise Aufspaltung des undissoziierten Säuremoleküls und die teilweise Bildung undissoziierter Salz-moleküle.

H. Cassel.

Neutralisierung bei Verstärkern (elektr. Ströme), Schaltung zur Kompensation unbeabsichtigter Rückkoppelungen in Verstärkerkreisen, auch Gegenrückkoppelung genannt. Das wichtigste Verfahren zur Neutralisierung ist die Kompensation der durch die Anoden-Gitter-Kapazität verursachten Rückkoppelung. Sie geschieht vorzugsweise durch eine Symmetrieschaltung, welche Wechselspannung gleicher Amplitude, aber entgegengesetzter Phase wie die Anode nach dem Gitter liefert.

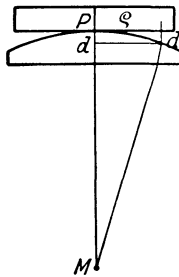
H. Rukop.

Neutro-dyn-Empfänger (drahtlose Telegraphie), ein Empfänger für elektrische Schwingungen mit eingebauten Verstärkerstufen, vorzugsweise abgestimmten Hochfrequenzstufen, welche durch Neutralisierung (s. d.) zum sicheren und zuverlässigen Arbeiten gebracht sind. *H. Rukop.*

Neutron, hypothetisches, aus der Vereinigung eines Protons (s. d.) und eines Elektrons hervorgehendes und daher unelektrisches Gebilde, das im Gegensatz zum Wasserstoffatom als chemisch träge zu gelten hätte. Alle Versuche zum Nachweis solcher Teilchen, deren Auftreten man beim radioaktiven Zerfall oder bei der künstlichen Atomzertrümmerung allenfalls erwarten könnte, sind bisher negativ geblieben.

Newton'sche Allgemeine Ähnlichkeit s. Ähnlichkeitsgesetze.

Newton'sche Ringe. Sie sind ein spezieller Fall der Erscheinungen der Farben dünner Blättchen (s. d.). Das dünne Blättchen ist hier eine Luft-



Newton'sche Ringe.

schicht zwischen einer ebenen und einer sphärischen Glasfläche von großem Krümmungsradius r , hat also verschiedene Dicke, wenn man von der Mitte in radialer Richtung nach außen fortschreitet. Ein von dem Berührungspunkt P der beiden Platten um die Strecke ρ entfernter Punkt der ebenen Fläche ist um eine Strecke d parallel PM ($M =$ Krümmungsmittelpunkt der Kugeloberfläche) von der Kugeloberfläche entfernt. Dann ist nach einfachen geometrischen Sätzen

$$\begin{aligned} d(2r - d) &= \rho^2 \\ 2rd - d^2 &= \rho^2. \end{aligned}$$

Bei kleinem d bzw. ρ gegen r wird $\rho^2 = 2rd$, also $d = \frac{\rho^2}{2r}$. Ist diese Größe für senkrecht zur ebenen Platte einfallendes homogenes Licht ein ganzes Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ (weil der Gangunterschied gleich der doppelten Dicke d ist), so müßte durch Interferenz Verstärkung, also Helligkeit eintreten. Da jedoch die Reflexion der interferierenden Strahlen einmal am dichteren, einmal am dünneren Medium stattfindet (s. Farben dünner Blättchen), so kommt noch ein Gangunterschied von einer halben Wellenlänge hinzu und wir haben an diesen Stellen Dunkelheit. Es treten also dunkle Ringe auf für

$$\frac{\rho^2}{2r} = n \cdot \frac{\lambda}{2} \text{ oder } \rho = n \cdot r \cdot \lambda,$$

wobei n eine ganze Zahl ist. Man kann für bekanntes r und gemessenes ρ diese Beziehung zu einer rohen Bestimmung von λ benutzen oder besser für bekanntes λ den Krümmungsradius einer schwach gekrümmten Kugeloberfläche durch Messung an Newton'schen Ringen bestimmen. Bei Beleuchtung mit weißem Licht werden die Ringe farbig, weil die den verschiedenen Wellenlängen entsprechenden Ringe gleicher Ordnungszahl n verschiedene Größe haben. Die hier betrachteten Interferenzringe bezeichnet man als Interferenzkurven gleicher Dicke.

L. Grebe.

Näheres s. z. B. Handb. d. Phys. von Geiger und Scheel, Bd. XX oder Lehrb. d. Phys. von A. Berliner.

Newton'sches Abkühlungsgesetz. Der Strahlungsaustausch zwischen zwei Körpern geringer Tem-

peraturdifferenz ist proportional der Temperaturdifferenz der beiden strahlenden Körper $S = \sigma(T_2 - T_1)$. Dies ist der Grenzfall des Stefan Boltzmann'schen Gesetzes (s. d.) $S = \sigma(T_2^4 - T_1^4)$ für kleine Werte $T_2 - T_1$. *Gerlach.*

Newton'sches Fernrohr s. Himmelsfernrohr.

Nicht-Euklidische Geometrie. Das Wort Geometrie wird in zweierlei Sinn verstanden. Erstens: als ein Zweig der Mathematik. Hier werden aus unbewiesenen und unbeweisbaren Vordersätzen, den Axiomen, auf rein logischem Wege Folgerungen, Theoreme, abgeleitet. Die Axiome sind eigentlich nichts als Definitionen der in ihnen vorkommenden Ausdrücke, so daß die Theoreme nur etwa folgende Bedeutung haben: wenn man unter Geraden und Punkten Dinge versteht, die bestimmte axiomatisch festgesetzte Eigenschaften haben, daß z. B. durch zwei Punkte eine Gerade bestimmt ist usw., so lassen sich aus diesen und anderen festgesetzten Eigenschaften weitere logisch ableiten, daß z. B. die Winkelsumme im Dreieck zwei Rechte beträgt. Man sieht, daß die Geometrie in diesem Sinne mit der empirischen Wirklichkeit nichts zu tun hat. Wenn man unter die Festsetzungen das sog. Euklidische Axiom aufnimmt, daß man durch einen Punkt außerhalb einer Geraden eine und nur eine Gerade ziehen kann, welche die erste nicht schneidet, so entsteht die Euklidische Geometrie. Setzt man aber etwas anderes fest, z. B. daß es gar keine Gerade gibt, welche die erste nicht schneidet oder daß es unendlich viele solche „Parallele“ gibt, so entsteht eine Nicht-Euklidische Geometrie. In diesem Sinn der mathematischen Geometrie kann man sagen, daß es kein Mittel gibt, die eine oder andere dieser Geometrien als die „richtige“ auszuzeichnen, da sich jede ohne inneren Widerspruch durchführen läßt.

Anders verhält es sich, wenn man im zweiten Sinn die Geometrie in ihrer Beziehung zur Wirklichkeit betrachtet. Dann wird sie eine physikalische Wissenschaft. Damit das möglich ist, muß eine Anweisung gegeben werden, wie sich die in den Axiomen vorkommenden Begriffe wirklich als physikalische Apparate herstellen lassen, ebenso wie die Sätze der Elektrizitätslehre nicht geprüft werden könnten, wenn man keine Anweisung hätte, wie ein elektrischer Strom herzustellen und seine Intensität durch einen Apparat zu messen ist. Man kann die Geometrie prüfen, indem man fordert, daß alles, was sie über gerade Strecken aussagt, für starre Stangen gelten soll, und zwar mit um so größerer Annäherung, je mehr diese Stangen den Anforderungen der Feinmechanik an Starrheit und Geradheit entsprechen, wobei aber diese beiden Begriffe nicht so aufgefaßt werden dürfen, daß sie durch die Axiome der Geometrie definiert werden, denn dann würden die Aussagen über sie nur Zirkelschlüssen entspringen; sondern es müssen unter Starrheit und Geradheit bestimmte durch bestimmte technische Verfahren herstellbare Eigenschaften verstanden werden, wie z. B. man durch Aneinanderschleifen von zwei Materialstücken ebene Schließflächen erzeugen kann. Die Erzeugung muß also unabhängig von jeder gewählten Geometrie sein, um damit die Sätze der Geometrie empirisch prüfen zu können.

Aus der Euklidischen Geometrie folgt z. B., daß man ein rechtwinkeliges Gitter im Raum einzeichnen kann, und wir sind gewohnt, die von

drei Ebenen aus gezählten Anzahlen der Gitterintervalle x, y, z als Koordinaten eines Gitterpunktes zu bezeichnen. Vom physikalischen Standpunkt kann man die Frage aufwerfen, ob es möglich ist, aus gleichlangen starren Stäben wirklich ein rechtwinkeliges Gitter aufzubauen, wobei unter gleichlang solche Stäbe zu verstehen sind, die beim wirklichen Aneinanderlegen sich decken. Diese Frage ist natürlich nur empirisch zu entscheiden. Nur wenn ein solches Gitter herstellbar ist, kann man sagen: in Wirklichkeit gilt die Euklidische Geometrie und die anderen Geometrien sind nur Gedankenspiele. Aber auch dann müssen wir sagen: die Euklidische Geometrie gilt nur, wenn die Strecke durch die beschriebene Technik realisiert wird, und es könnte noch sein, daß man durch andere Zuordnungen des Wortes „Strecke“ zu Apparaten die Nicht-Euklidische Geometrie realisieren könnte. Jedenfalls sind die Aussagen der Geometrie in diesem Sinne Aussagen über die Eigenschaften bestimmter Klassen empirisch gegebener technischer Vorrichtungen. Man kann den zu machenden Versuch auch so beschreiben: nach der Euklidischen Geometrie ist die Entfernung zweier Punkte, denen die Koordinatendifferenzen dx, dy, dz entsprechen, wegen des pythagoräischen Lehrsatzes durch

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 \dots \dots 1)$$

gegeben. Da der Größe $d\sigma$ empirisch die Anzahl der willkürlichen starren gleichlangen Einheitsmaßstäbe entspricht, die ich aneinanderlegen muß, um die beiden Punkte zu verbinden, so fordert Gl. (1), daß es möglich sein soll, die Raumpunkte so durch Koordinaten x, y, z zu bezeichnen, daß man aus ihren Differenzen für zwei Punkte nach Gl. (1) eine Größe $d\sigma$ erhält, welche mit der empirisch gemessenen Distanz übereinstimmt. Insbesondere mußte ein starrer Stab von der empirisch gemessenen Länge $d\sigma$, wohin ich ihn im Raum auch bewege, immer zwei Punkte verbinden, deren Koordinatendifferenzen der Gl. (1) genügen. Wenn das nicht möglich ist, betrachten wir die Euklidische Geometrie als empirisch widerlegt. Da aber im kleinen unsere üblichen Erfahrungen die Formel (1) jedenfalls bestätigen, und es nur möglich wäre, daß sie in großen Maßstäben versagt, ist es naheliegend, die Annahme zu machen, daß für sehr benachbarte zwei Punkte $d\sigma^2$ immer eine quadratische Form der Koordinatendifferentiale dx, dy, dz ist,

$$d\sigma^2 = g_{11} dx^2 + 2 g_{12} dx dy + \dots g_{33} dz^2 \dots 2)$$

daß aber deren Koeffizienten g_{ik} von Ort zu Ort sich ändern, also von x, y, z abhängen. Dies ist die Hypothese der Riemannschen Geometrie, die also die Euklidische als Spezialfall enthält. Durch Experimente lassen sich offenbar für irgendein willkürliches Koordinatensystem x, y, z , da ja ein rechtwinkeliges Netz nicht möglich ist, die Koeffizienten g_{ik} empirisch bestimmen, indem man z. B. die Distanz zweier Punkte mißt, die nur im x -Werte abweichen, wo dann wegen $dy = dz = 0$ aus $d\sigma = \sqrt{g_{11}} dx$ sich g_{11} ergibt. Wenn es nicht möglich ist, durch geeignete Koordinatenwahl die Distanzformel (1) zu erzielen, müssen wir die Gültigkeit der Nicht-Euklidischen Geometrie als erwiesen ansehen. Man spricht oft davon, daß die g_{ik} dann die „Struktur des Raumes“ bestimmen. Man wird diesem etwas mystisch klingenden Wort lieber ausweichen und ganz trocken sagen,

daß man nicht an allen Stellen des Raumes die Distanz $d\sigma$ durch eine Form mit denselben Koeffizienten [wie im Euklidischen Fall (1)] darstellen kann. Schon Riemann hat darauf hingewiesen, daß diese Verschiedenheit der Raumstellen von der wechselnden Verteilung der Materie im Raum herrühren kann. Die Einsteinsche allgemeine Relativitätstheorie führt auch wirklich zu der Folgerung, daß es nicht möglich ist, im Gravitationsfeld Koordinaten einzuführen, aus deren Differentialen sich die empirisch gemessenen Distanzen nach der Euklidischen Formel (1) berechnen lassen. Wenn wir z. B. die Formeln (11) und (14) im Artikel „Allgemeine Relativitätstheorie“ betrachten, so sehen wir ganz konkret, wie sich im Gravitationsfeld die Distanzen $d\sigma$ nach Formeln von der Art unserer Riemannschen Gl. (2) darstellen lassen. Insbesondere aus Gl. (14) des zitierten Artikels geht hervor, daß die Abweichung von der Euklidischen Distanzformel um so größer wird, je näher man der gravitierenden Masse kommt. Wenn die Einsteinsche Gravitationstheorie also richtig ist, und die Existenz eines von r abhängigen Faktors in der Formel für $d\sigma$ ist durch die Beobachtungen über die Lichtablenkung im Gravitationsfeld bewiesen (s. den Artikel „Lichtablenkung usw.“ Gl. 3), so ist damit zugleich die Ungültigkeit der Euklidischen Geometrie im Gravitationsfeld bewiesen. Die von manchen Philosophen und von im Anschluß an alte Systeme philosophierenden Physikern hervor gehobene Absurdität, die darin liegt, daß durch die Gravitation die Regeln der Geometrie geändert werden, verschwindet sofort, wenn man daran denkt, daß hier unter Geometrie nur Aussagen über Experimente an technisch herstellbaren Apparaten zu verstehen sind. Es liegt nichts Absurdes darin, daß auf derartige Versuche das Schwerfeld einen Einfluß hat.

Manchmal wird das Wort „Nicht-Euklidische Geometrie“ auch im engeren Sinne gebraucht, nämlich nur für diejenigen Riemannschen Geometrien, die der Euklidischen insofern ähneln, als die „Raumkrümmung“ wohl nicht wie in dieser Null ist, aber doch überall einen konstanten Wert hat.

Philipp Frank.

Näheres s. A. S. Eddington, Raum, Zeit und Schwere. Braunschweig 1923.

Nichtholonom s. Koordinaten der Bewegung.

Nichtleiter. Die elektrischen Nichtleiter oder Isolatoren wurden zuerst von Gray (1729) von den Leitern (s. d.) scharf unterschieden. Als bester Isolator gilt Bernstein. Gute Isolatoren sind fernerhin die meisten Glassorten, Porzellan, geschmolzener Quarz, Harz, senkrecht zur Achse geschnittener Quarz, Fette, Schwefel, Seide, Glimmer, Gutta-percha, Hartgummi oder Ebonit sowie verschiedene Öle. Neuerdings benutzt man vielfach, besonders im Elektromaschinenbau und als Wickelkörper für Spulen, Preßspan, Fiber, Pertinax, Bakelit, Stabilit, Serpentin usw. Quarzglas ist besonders bei Anwendung hoher Temperaturen zu gebrauchen. Bei Gläsern und Ebonit muß man auf die Oberflächenleitung achten. Gläser befreit man von der leitenden Wasserhaut nach der Vorschrift von E. Warburg durch Abkochen. Schering gibt an, daß Ebonit dem Bernstein an Isolierfähigkeit gleichkommt, wenn es mit tiefen Rinnen versehen, mit filtrierter heißer Schellacklösung getränkt und bei etwa 100° im Luftbad getrocknet wird.

Die Luft zählt ebenfalls zu den Isolatoren, doch kommt es hierbei stark auf die Bedingungen an, unter denen sie betrachtet wird. Die wesentlichen Faktoren, die auf die elektrische Isolationsfähigkeit der Luft einen Einfluß ausüben, sind Feuchtigkeit, Druck und elektrische Spannung.

Bei niederen Spannungen isoliert Luft gewöhnlich vollkommen. Bei höheren Spannungen können verschiedene Formen der Entladung in Luft stattfinden; besondere Erscheinungen treten bei niederen Drucken auf (s. auch Gasentladungen). Ferner ist Luft nur dann ein vollkommener Isolator, wenn alle ionenbildenden Vorgänge ferngehalten werden, wie Röntgen- oder radioaktive Strahlung. Eine ganz geringe, für die meisten Zwecke völlig vernachlässigbare Leitfähigkeit wird durch die radioaktive Eigenstrahlung der Körper und die „Höhenstrahlung“ (s. d.) bewirkt.

R. Jaeger.

Nickeleisen und Nickelstahl. Legierungen von Eisen mit Nickel zeigen die Eigentümlichkeit, daß der magnetische Umwandlungspunkt (s. Curiepunkt) mit zu nehmendem Nickelgehalt sinkt, und zwar der Punkt Ac_2 , bei welchem der Körper mit steigender Temperatur die Magnetisierbarkeit verliert, nur verhältnismäßig wenig, der Punkt Ar_2 dagegen, bei welcher er sie bei der Abkühlung zurückerlangt, außerordentlich stark (sog. Temperaturhysterese). So liegt bei 22% Nickel der Punkt Ac_2 bei etwa 500°, der Punkt Ar_2 dagegen bei Zimmertemperatur und darunter, ein Material mit 25—27% Nickel ist daher bei gewöhnlicher Temperatur mit einer Höchstpermeabilität von 1,02—1,1 praktisch unmagnetisierbar; es hat in diesem Falle ein vollkommen austenitisches Gefüge, das aber bei der Abkühlung in flüssiger Luft plötzlich in magnetisierbares martensitisches Gefüge übergeht. Diese Magnetisierbarkeit bleibt dann auch bei der Wiedererwärmung bis zum Punkt Ac_2 erhalten. Das aus zwei hochmagnetisierbaren Teilen bestehende Material kommt also, je nach der Vorbehandlung, bei derselben Temperatur in magnetisierbarem und in unmagnetisierbarem Zustand vor, aber auch in ersterem ist die Permeabilität erheblich geringer als diejenige von reinem Eisen. Bei Nickelgehalten über 27% geht dieser irreversible Zustand allmählich wieder in den reversibelen über, die Legierungen zeigen dann wieder ein normales Verhalten.

Die Eigenschaft der auch mechanisch sehr zähen irreversibelen Legierungen, bei welchen der Umwandlungspunkt durch Hinzufügen von weiteren Zusätzen noch weiter herabgesetzt werden kann, wurde früher vor Einführung des Kreisellkompasses praktisch zur Herstellung von unmagnetisierbaren Panzerplatten in der Umgebung des Kompasses von Kriegsschiffen benützt, da durch die magnetische Einwirkung der Stahlpanzerung die Angaben des gewöhnlichen Kompasses außerordentlich gestört werden.

Die reversibelen Fe-Ni-Legierungen mit mehr als 30% Ni haben neuerdings durch die Entdeckung von Arnold und Elmen, daß diese Legierungen nach geeigneter thermischer Behandlung eine unverhältnismäßig hohe Anfangspermeabilität (s. d.) besitzen, eine große wissenschaftliche und praktische Bedeutung gewonnen. (S. auch Permalloy und Längenmessungen.)

Gumlich.

Nickelin. Nickelin ist eine Legierung von verhältnismäßig hohem spez. elektrischem Widerstand,

die in Drahtform zum Wickeln von Präzisionswiderständen benutzt wird. Sie besteht nach Angaben der Physikal. Techn. Reichsanstalt aus ca. 61,5% Cu + 20 Zn + 18,5 Ni; doch werden auch andere proz. Zusammensetzungen angegeben. Der spez. elektrische Widerstand bei 18°C ist $\sigma = 0,000042$ (bezogen auf einen cm-Würfel). Die relative Zunahme von σ auf +1° ist 0,00023, die thermoelektrische Kraft gegen Kupfer 18,1.

R. Jaeger.

Nicol s. Polarisiertes Licht.

Niederfrequenzverstärker. Verstärker für elektrische Ströme, der infolge der Dimensionierung der Transformatoren, Spulen, Kondensatoren usw. speziell für Niederfrequenz, richtiger Tonfrequenz genannt (ca. 30—10000 Perioden) geeignet ist. Er wird vielfach verwendet zur Verbesserung der Telegraphie mit und ohne Draht, Telephonie, Signalgebung, Registrierung, Musik- und Sprechvorträgen und zu Meßzwecken. Siehe Verstärker und Verstärkerröhre.

H. Rukop.

Niederschlag. Entstehung. Kondensation des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes führt zu Bildung des Niederschlags, der sich entweder direkt an der Erdoberfläche und den auf ihr befindlichen festen Gegenständen absetzt oder sich in der freien Luft bildet und zu Boden fällt. Beide Arten von Niederschlägen können in flüssiger wie in fester Form erfolgen. Man unterscheidet dementsprechend Tau, Reif, Raufrost und Glatteis einerseits von Regen, Schnee, Graupeln und Hagel andererseits und findet ausführlichere Angaben bei diesen Stichwörtern. Die Ursache der Kondensation ist fast ausschließlich in der Abkühlung der Luft unter den Taupunkt (s. d.) zu suchen, die durch Wärmeausstrahlung, Berührung mit kalten Körpern, adiabatische Ausdehnung infolge rascher Druckabnahme oder Mischung mit kälteren Luftschichten erfolgen kann. Bei Abkühlung von 1 cbm gesättigt feuchter Luft um 1° werden kondensiert, bei einer

Temperatur v.	15°	10°	5°	0°	5°
Niederschlag	0,11	0,15	0,21	0,29	0,39 g
Temperatur v.	10°	15°	20°	25°	30°
Niederschlag	0,52	0,69	0,90	1,15	1,51 g

Steigt eine nicht mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmasse auf, so kühlt sie sich zunächst um rund 1° pro 100 m Höhe ab (Trockenstadium). Nach Erreichung des Taupunktes (s. d.) beginnt mit der Wolkenbildung das Wolken- und Regentstadium, in dem die Temperaturabnahme etwa auf die Hälfte verlangsamt ist. Ist der Gefrierpunkt erreicht, so beginnt das Hagelstadium, so genannt, weil das Gemenge von Wolkenteilchen und mitgerissenen Regentropfen, dessen Temperatur, so lange als Wasser gefriert, nicht unter 0° sinkt, der Hagelbildung günstig ist. Die Mächtigkeit dieser Schicht dürfte nicht erheblich sein, da bald alles Wasser gefroren sein wird und damit das Schneestadium beginnt, in welchem der Wasserdampf gleich in festem Zustande ausgeschieden wird. Bei den Niederschlägen in fester Form spielt der Unterschied zwischen der Dampfsättigung der Luft über Eis (s. d.) und über Wasser (s. d.) eine wichtige Rolle. Ist die Luft in bezug auf Eis gerade gesättigt oder wenig übersättigt, so bilden sich Vollkristalle. Bei stärkerer Übersättigung in Bezug auf Eis tritt an den Ecken der Kristalle weitere Kondensation ein, und es bilden sich Schneesterne (s. Schnee). Schreitet die Übersättigung noch

weiter fort, so wird die Verzweigung der Kristallskelette immer größer und es entstehen Graupeln (s. d.).

Die Kondensation und damit die Niederschlagsbildung in freier Luft findet jedoch nur dann statt, wenn die Luft Partikelchen enthält, die als Ansatzkerne für die kleinsten Wassertropfchen dienen. Neben Staubeilchen feinsten Art kommen auch Kondensationskerne elektrischer Natur, die sog. Ionen (s. d.) in Betracht.

Messung. Die Messung der Niederschläge erfolgt in besonderen Auffanggefäßen, Regenmessern, deren Inhalt (bei festen Niederschlägen nach der Schmelzung) in einem graduierten Glasgefäß gemessen wird. Die Teilung des letzteren ist so eingerichtet, daß sie die Höhe der Wasserschicht auf einer horizontalen Fläche abzulesen gestattet. Man gibt daher die Niederschlagsmenge in Millimetern an. Die Zuverlässigkeit solcher Messungen hängt in hohem Maße von der Aufstellung des Regenmessers ab. Insbesondere ist die Messung des bei starkem Winde gefallenen Schnees sehr ungenau.

Beschreibung. Neben ausführlicher Schilderung der einzelnen Niederschläge nach Form, Intensität und Zeit, werden die Niederschlagsverhältnisse dargestellt durch Angaben der Monats- und Jahressummen, sowie der Anzahl der Tage mit Niederschlag, wobei man diese häufig nach bestimmten Schwellenwerten, d. i. nach den Regemengen pro Tag sondert. Für praktische Zwecke wichtig ist die Angabe der größten Tagesmenge für jeden Monat. Die Division der Niederschlagsmenge durch die Niederschlagshäufigkeit ergibt die Niederschlagsdichte, diejenige der mittleren Zahl der Niederschlagstage durch die Gesamtzahl der Tage dagegen die Niederschlagswahrscheinlichkeit in dem betreffenden Zeitabschnitt. Zur Charakterisierung der extremen Schwankungen der Jahressummen in verschiedenen Klimaten dient der Quotient der größten und kleinsten Jahresmenge, der sog. Schwankungsquotient.

Geographische Verteilung. Zwecks kartographischer Darstellung der Niederschlagsverteilung

in einem Gebiet verbindet man die Orte gleicher Niederschlagshöhe durch Isohyeten (s. d.). Die Verteilung über dem Lande ist uns in ihren großen Zügen bekannt; für den Atlantischen und beträchtliche Teile des Indischen Ozeans lassen sich begründete Annahmen machen; von mehr als der Hälfte der Erdoberfläche jedoch liegen noch keine Messungen vor. Die Verteilung ist sehr unregelmäßig, weil der Wechsel von Wasser und Land, die Erhebungen des Landes, sowie Luft- und Meeresströmungen die regelmäßige Anordnung nach Breitenzonen, wie sie der allgemeine Kreislauf der Atmosphäre bedingen würde, stark beeinflussen. Daher ist kein zweites meteorologisches Element so sehr von örtlichen Verhältnissen abhängig und keines einem so großen zeitlichen Wechsel unterworfen wie der Niederschlag. Durchschnittlich finden wir die größten Niederschlagsmengen in den Tropen, um die Wendekreise herum dagegen ausgedehnte Trockengebiete, in den höheren gemäßigten Breiten im allgemeinen wieder größere Mengen, die nach den Polen zu abnehmen. Als größte mittlere Jahresmenge ist durch langjährige Messungen eine Niederschlagshöhe von 10280 mm zu Cherrapunji in Assam (Hinterindien) festgestellt worden. An den Abhängen der Gebirge nimmt die Niederschlagsmenge im allgemeinen mit der Höhe zu, weil die Luft dort zum Aufsteigen gezwungen wird und sich dabei dynamisch abkühlt, wodurch Kondensation eintritt. Die jahreszeitliche Verteilung zeigt große geographische Unterschiede. In den Tropen unterscheidet man Zonen mit einer und solche mit zwei Regenzeiten im Laufe des Jahres, sowie die Gebiete der Passat- und Monsunregen. Andere Typen sind die Winterregen der Subtropenzone und die zu verschiedenen Jahreszeiten einsetzenden Küstenregen der gemäßigten Zonen.

Der Kreislauf des Wassers, der sich in Verdunstung (s. d.), Niederschlag und Abfluß (s. Flüsse) gliedert, ist von größter meteorologischer wie geographischer Wichtigkeit. Man hat daher Näherungswerte für eine Bilanz dieses Kreislaufes berechnet, die in folgender Tabelle nach A. Supan wiedergegeben sind:

	Flächen	Mengen in Tausenden cbkm			Mittlere Höhe in mm		
	in Mill. qkm	Verdunstung (+)	Regen (-)	Unterschied	Verdunstung (+)	Regen (-)	Unterschied
Weltmeer	361	506,0	475,4	+ 30,6	1400	1320	+ 80
Landflächen mit Abfluß .	117	70,8	101,4	- 30,6	610	870	- 260
Abflußlose Gebiete . . .	32	10,5	10,5	0	330	330	0
Ganze Erde	510	587,3	587,3	0	1150	1150	0

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

O. Baschin.

Niederschlag. Die Niederschläge der chemischen Analyse sind meistens Elektrolyte, die infolge der Überschreitung ihres Löslichkeitsproduktes aus der flüssigen Phase ausgetreten sind. In der übersättigten Lösung bilden sich wahrscheinlichkeitsgemäß wachstumsfähige Keime, die bis zur Erreichung des Sättigungsgleichgewichtes wachsen. Diese Primärkörner sind um so kleiner, je häufiger es zur Keimbildung kam, also je übersättigter die Lösung war, und weiterhin je verdünnter die Lösung war, also je schwerer löslich das ausfallende

Salz ist. Diese Primärkörner sind im allgemeinen nicht direkt filtrierbar. Im Laufe der Zeit wachsen die zufällig größeren Partikel auf Kosten der kleineren, da diese, wie man thermodynamisch begründen kann, weniger löslich sind; doch spielt diese „Ostwaldreifung“ gerade bei den ganz schwerlöslichen Niederschlägen wegen der Langsamkeit der möglichen Diffusionsvorgänge eine geringe Rolle. Die Bildung filtrierbarer großer „Sekundärpartikel“ erfolgt durch Koagulation der Primärpartikel, wobei eine gewisse Menge Elektrolyt in

der Lösung günstig wirkt, indem von den Primärpartikeln Ionen mit verschiedenen Ladungen adsorbiert werden und durch ihre elektrostatische Anziehung die Zusammenballung der Primärpartikel befördern.

Um praktisch auch bei extrem schwerlöslichen Fällungen (Bariumsulfat, Calciumoxalat) zu filtrierbaren Niederschlägen zu gelangen, nimmt man die Fällung in der Hitze vor und läßt den Niederschlag noch längere Zeit mit der warmen Mutterlauge in Berührung. Dadurch wird die Löslichkeit des Niederschlages im Augenblick der Fällung etwas vergrößert und vor allem die Koagulationsgeschwindigkeit und Diffusionsgeschwindigkeit erhöht. Hierbei soll ein Elektrolyt, meist ein Überschuß vom Fällungsreagenz, zugegen sein. Das Auswaschen solcher Koagulate darf auch nur mit einer verdünnten Elektrolytlösung erfolgen, da sonst durch Abgabe der von den Primärpartikeln adsorbierten Ionen die Bildung der Sekundärpartikeln zurückgehen könnte (Peptisation). Um die Löslichkeit des Niederschlages herabzudrücken, setzt man im Sinne des Massenwirkungsgesetzes dem Waschwasser einen solchen Elektrolyten zu, der mit der Fällung ein Ion gemeinsam hat. *Günther.*

Niederschlags Elektrizität. Seit langem weiß man, daß die Niederschläge jeder Art elektrische Ladungen zur Erde bringen. Die ersten Messungen wurden von Elster und Geitel (1890) ausgeführt. Das Prinzip derselben ist ungemein einfach: Man fängt die Niederschläge auf einer gut isolierten, mit einem Elektrometer verbundenen Schale auf und mißt die Ladung, worauf man leicht die pro Zeiteinheit oder Volumseinheit des Niederschlages entfallende Elektrizitätsmenge berechnen kann. Die Auffangschale muß gegen jede Influenzwirkung des Erdfeldes geschützt sein: man erreicht dies dadurch, daß man sie in einen metallischen Schutzzyylinder einsetzt, der oben eine kreisrunde Öffnung hat. Um zu verhindern, daß Regentropfen, welche schon geerdete Teile des Apparates berührt haben, in die Auffangschale spritzen, wird der Schutzzyylinder selbst noch in ein oben offenes, um vier vertikale Pfähle gewickeltes großes Erdschutznetz eingesetzt. Gerdien hat die Ladungen mittels Quadrantenelektrometer photographisch registriert. Kähler, Benndorf, Simpson u. a. haben verbesserte Versuchsanordnungen gebaut, bei welchen die Regenladungen mittels des mechanisch registrierenden Benndorf-Elektrometers (vgl. Benndorf-Elektrometer) in kurzen Intervallen aufgezeichnet werden. Für kurze Einzelmessungen eignet sich sehr gut eine Anordnung von E. Weiß, bei welcher die Regentropfen mittels einer isolierten kreisrunden Bürste aufgefangen und nachher mittels eines Elektrometers gemessen werden. Die Tropfen werden von den Bürstenhaaren „gespießt“, wodurch jedes Zerspritzen verhütet wird. Nach dieser Methode hat K. W. F. Kohlrausch in Porto-Rico die Ladungen der subtropischen Regenfälle gemessen.

Vorzeichen und Größe der Regenladungen. Während Elster und Geitel in Wolfenbüttel und Gerdien in Göttingen ein Überwiegen negativer Regenladungen erhalten hatten, zeigten die mehrere Jahre fortgesetzten Registrierungen von Kähler (Potsdam) und Simpson (Simla, Nord-Indien) das entgegengesetzte Resultat. Mehrere andere, lange und mit größter Sorgfalt durchgeführte Versuchsreihen von Baldit in Südfrankreich, Mc. Clelland

und Nolan in Irland, Schindelbauer (Potsdam), Benndorf (Teichhof in Steiermark) und Herath (Kiel) haben übereinstimmend ein Überwiegen des positiven Vorzeichens bei Regen festgestellt: der positive Regen überwiegt nicht nur der Häufigkeit, sondern auch nach seiner Dauer und nach seiner Ladungsdichte (Ladung pro ccm). Die Stromstärke des Regens läßt sich aus der registrierten Spannung bei bekannter Kapazität und bekannter Größe der Auffangschale leicht berechnen: Bei Landregen beträgt sie meist der Größenordnung nach 10^{-16} Ampere pro qcm. Bei Böenregen und bei Gewitterregen werden 10—1000fach größere Ströme registriert. Die vom Regen transportierte Ladung steht in keinem einfachen Verhältnis zur Regenintensität. Nur bei Landregen kommen innerhalb eines Regens die größten Ladungen beim stärksten Regen auf. Bei Böen- oder Gewitterregen führen umgekehrt häufig die schwächsten Regen die größte Ladung. Im Mittel beträgt die Ladung für je 1 ccm Regen etwa 1 elektrostatische Einheit. In extremen Fällen wurden auch bis zu 40fach höhere spezifische Ladung beobachtet. Die Ladung einzelner Tropfen ist etwa 10^{-4} elektrostatische Einheiten, ihre Spannung kann bis zu 30 Volt betragen.

Auch Schnee, Graupeln und Hagel sind elektrisch geladen. Im allgemeinen überwiegt auch hier das Vorkommen positiver Ladungen. Bei gewitterigen Niederschlägen kann das Vorzeichen des Niederschlages innerhalb sehr kurzer Zeit wechseln. Zwischen Potentialgefälle und Regenelektrizität besteht kein regelmäßiger Zusammenhang. Doch entspricht meist positiver Regenladung umgekehrtes (negatives) Potentialgefälle. Im ganzen ersieht man, daß die durch die Niederschläge der Erde zugeführten Ladungen (man nennt diese Ströme „gestörte vertikale Konvektionsströme“) im Mittel bzw. ihrer Summe nach positiv sind, also durchaus nicht, wie man nach den ersten Messungen Elsters und Geitels hoffte, eine Kompensation der vom normalen vertikalen Leitungsstrom aus der Atmosphäre zur Erde ständig transportierten positiven Ladungen bewirkt.

Theorien über den Ursprung der Niederschlags Elektrizität. Von den zahlreichen Theorien, welche sich die Erklärung der Elektrizität der Niederschläge, der Wolken und der Gewitter zur Aufgabe stellten, haben sich die wenigsten als haltbar erwiesen. Insbesondere sind die in der populären Literatur noch immer auftauchenden Ideen von reibungselektrischen Vorgängen innerhalb von Wolken als Ursache von Elektrizitätserregungen abzulehnen, da ihnen jede experimentelle Basis fehlt. Von neueren, seit der allgemeinen Annahme der Ionenhypothese aufgestellten, zum Teil auch experimentell fundierten Theorien mögen hier erwähnt werden: die von C. T. R. Wilson und Gerdien entwickelte „Kondensationstheorie“, die Simpsonsche Theorie (Grundeffekt: Elektrisierung durch Zerspritzen der größeren Tropfen während ihres Falles von der Wolke zur Erde) und die Elster-Geitelsche sog. „Influenztheorie“. Da diese Theorien sowohl die Entstehung der Regenladungen, wie der Wolkenelektrizität und der Gewitterentladungen behandeln, werden sie ausführlicher im Artikel „Gewitterelektrizität“ besprochen. *V. F. Hess.*

Näheres s. A. Gockel, Das Gewitter, 3. Aufl. Berlin (Verl. Dümmler) 1925. S. 316.

Nimbus s. Wolken.

Nippflut bezeichnet jenes Stadium der Fluterscheinung, wo der Einfluß der Sonne der durch den Mond erzeugten Flut entgegenwirkt, so daß der Gezeitenhub verkleinert wird. Es tritt dies z. Z. des ersten und letzten Viertels ein (s. Ebbe und Flut).
A. Prey.

Niton s. Radium-Emanation.

Nitrose Gase. Sammelname für die stechend riechenden Gase, die sich in Räumen mit stark sprühenden Hochspannungsleitungen, insbesondere in Röntgenzimmern bilden, in denen Funkenstrecken oder rotierende Hochspannungsschalter laufen. Die Gase bestehen teils aus Ozon, teils aus Oxydationsprodukten des Luftstickstoffes. Sie rufen außer der unangenehmen Geruchsempfindung bei empfindlichen Personen Kopfschmerzen und allgemeines Übelbefinden (Röntgenkater) hervor. Schutzmittel dagegen sind das Vermeiden der Sprühercheinungen durch dicke und gut verrundete Leitungen, Unterbringung der Funkenstrecken und rotierenden Schalter in besondere Räume und gute Ventilation.
Behnken.

Niveau oder Wasserwaage nennt man einen viel benutzten Hilfsapparat zur Orientierung einer Instrumentenachse bzw. seiner Lager in einer Horizontalen. Das Prinzip ist genau dasselbe, wie das der von den Bauhandwerkern benutzten Wasserwaagen. Ihr Hauptbestandteil ist ein mit einer Flüssigkeit von geringer innerer Reibung (Äther) gefülltes schwach tonnenförmig ausgeschliffenes Glasrohr bzw. eine Dose. Die Flüssigkeit füllt das Glasrohr bis auf eine Luftblase aus, deren infolge von Temperaturveränderungen ständig wechselnden Größe man regulieren kann, indem man aus einem an das Glasrohr angeschlossenen kleinen Behälter Flüssigkeit in das Rohr bringt. Die Luftblase spielt je nach der Neigung der Unterlage, auf welcher das Rohr befestigt ist, auf einer in das Rohr eingravierten Skala ein. Man liest bei der Beobachtung die Einstellungen der Enden der Luftblase auf der Skala ab, sobald die Blase zur Ruhe gekommen ist. Ist die Auflage des Niveaus horizontal, so müßte der Mittelwert aus beiden Ablesungen mit dem mittelsten Skalenstrich zusammenfallen. Die Abweichung des Mittelwertes von diesem mittelsten Skalenstrich in Bruchteilen der Skalenteilung gemessen liefert ein Maß für die Neigung der Unterlage, auf die das Niveau aufgelegt wurde. Um diese Neigung in Millimetern — Höhenunterschied der Enden der Auflage oder z. B. in Bogenmaß zu kennen, muß die Skalenteilung auf einem besonderen Apparat geeicht werden. Um den immer vorhandenen Indexfehler des Niveaus zu eliminieren, d. h. also den Fehler, der daher rührt, daß das Glasrohr auf seiner Unterlagsplatte bzw. seinen Füßen nicht so angebracht ist, daß die Ablesung „Null“ zustande kommt, wenn das Niveau auf eine wirklich horizontale Ebene aufgelegt wird — einen Fehler, den man durch Regulierschrauben zwar klein aber nicht dauernd auf Null halten kann — so legt man bei der Beobachtung das Niveau um, d. h. dreht es um 180° und kann dann durch geeignete Kombination beider Ablesungen den Indexfehler eliminieren. Bei den Meridiankreisen bzw. Passageinstrumenten spielen die Niveaus eine wichtige Rolle, da die Neigung der Horizontalachse dieser Instrumente ein bei der Reduktion der Beobachtungen mit großer Genauigkeit zu berücksichtigender Faktor ist. Für diese

Instrumente stellt man besonders ausgebaute große Niveaus her, die an die Enden der Achse aufgehängt oder aufgesetzt werden können.

E. Freundlich.

Näheres s. L. Ambronn, Instrumentenkunde.

Niveauflächen sind Flächen, die in jedem Punkt eines Systems senkrecht zur Richtung der

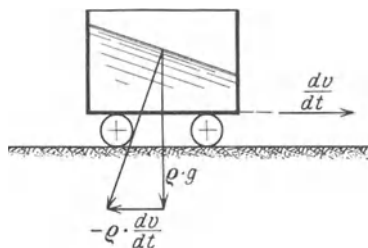


Fig. 1. Niveaufläche bei beschleunigter Bewegung.

äußeren („eingepprägten“) Massenkräfte liegend gedacht werden. Oberflächen von Flüssigkeiten, die bezüglich der Erde

(Erdschwere) oder irgendeines bewegten Bezugssystems in Ruhe sind, sind Niveauflächen. Beispiele von solchen Niveauflächen sind in Fig. 1 u. 2 gegeben. In Fig. 1 ist waagerechte, gleichförmige Beschleunigung vorhanden, in Fig. 2 gleichförmige Drehbewegung (Rotations-Paraboloid). (Vgl. a. Äquipotentialfläche, Potential.)

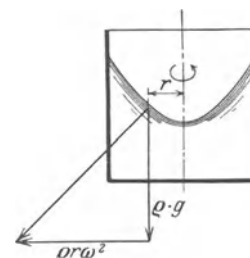


Fig. 2. Niveaufläche bei Rotation.

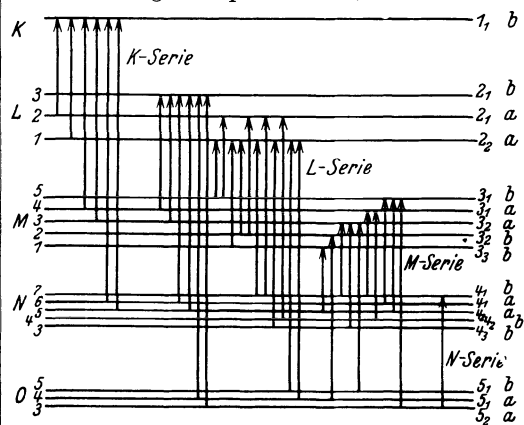
Eisner — O. Schrenk.

Niveausphäroid. Darunter versteht man eine Näherungsfigur für das Geoid, welche durch Vernachlässigung der Glieder 3. und höherer Ordnung in dem allgemeinen Ausdruck für das Potential entstehen. Die beibehaltenen Glieder 2. Ordnung lassen sich durch die Hauptträgheitsmomente ausdrücken. Die Glieder 1. Ordnung werden durch die Wahl des Koordinatenanfangspunktes zum Verschwinden gebracht.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. II.

Niveauschema. Graphische Veranschaulichung der Entstehung von Spektrallinien, namentlich von



Niveauschema (Xenon).

Röntgenlinien, durch Übergänge von Elektronen zwischen den verschiedenen nach der Bohrschen Theorie als stabil angenommenen Niveaus. Man zeichnet dabei die Niveaus meist als parallele Gerade und markiert die Elektronenübergänge durch Pfeile. Die Figur zeigt als Beispiel das Niveauschema beim Xenon.

Die linke Seite gibt die Bezeichnung der Niveaus an, die rechte Seite die Charakterisierung durch Quantenzahlen. Die Bezeichnung durch a und b ist von Bedeutung für die sog. Auswahlregel, welche besagt, daß nur Übergänge von a nach b und von b nach a, andere aber „verboten“ sind. Doch gilt diese Regel nicht streng, da vereinzelt auch „verbotene“ Linien beobachtet werden.

Behnken.

Nivellement, astronomisches s. Lotabweichung.

Nivellement, geometrisches, trigonometrisches s. Höhenmessung.

Nivellementpolygon s. Höhenmessung.

n-Körperproblem heißt die Aufgabe, die Bewegung von n reibungsfrei laufenden Massenpunkten m_i ($i = 1, 2, \dots, n$) zu finden, von welchen je zwei sich gegenseitig anziehen (oder abstoßen) mit Kräften, die in der Verbindungslinie wirken und entgegengesetzt gleiche, nur von der gegenseitigen Entfernung abhängige Beträge besitzen. Ist r_i der von einem raumfesten Punkt nach dem Massenpunkt m_i gezogene Fahrstrahl, $v_i = \frac{dr_i}{dt}$ dessen

Geschwindigkeit und r_{ik} die Entfernung zwischen m_i und einem anderen Massenpunkt m_k , und bedeutet \mathfrak{R}_{ik} den Vektor der Kraft des Punktes m_k auf den Punkt m_i , so ist $\mathfrak{R}_{ki} = -\mathfrak{R}_{ik}$, und die absoluten Beträge $|\mathfrak{R}_{ik}| = |\mathfrak{R}_{ki}|$ sind die gleichen Funktionen von r_{ik} allein. Die n Bewegungsgleichungen aber lauten

$$m_i \frac{d^2 r_i}{dt^2} = \sum_{k=1}^n \mathfrak{R}_{ik}, \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

wo der Strich hinter Σ andeuten soll, daß bei der Summierung der Wert $k = i$ auszulassen sei.

Die Integralprinzipie (s. Prinzipie der Kinetik 6.—8.) erlauben, sogleich zwei erste und ein zweites Integral dieser Bewegungsgleichungen anzugeben:

a) Der Energiesatz [s. Energie (mechanische)] lautet

$$(1) \quad T + U = h,$$

wo h eine von den Anfangsbedingungen abhängige Konstante, ferner

$$T = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} m_i v_i^2$$

die Bewegungsenergie und

$$U = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \int K_{ik} dr_{ik}$$

die Energie der Lage bedeutet, unter K_{ik} den Absolutwert der Kraft \mathfrak{R}_{ik} verstanden, und zwar positiv oder negativ gerechnet, je nachdem es sich um Anziehung oder Abstoßung handelt.

b) Der Schwerpunktssatz (s. Impulssätze) besagt, daß der durch den Mittelwertvektor

$$r_0 = \frac{\sum_{i=1}^n m_i r_i}{\sum_{i=1}^n m_i}$$

definierte Massenmittelpunkt der n Punkte sich

geradlinig mit gleichförmiger Geschwindigkeit v_0 (die auch Null sein kann) bewegt:

$$(2) \quad r_0 = v_0 t + a,$$

wo der Vektor a ebenso wie v_0 als Integrationskonstante anzusehen, also von den Anfangsbedingungen abhängig ist.

c) Der Flächensatz (s. Impulssätze) stellt fest, daß das Impulsmoment (s. Impuls)

$$(3) \quad \mathfrak{S} = \sum_{i=1}^n m_i [r_i v_i]$$

einen der Größe und Richtung nach unveränderlichen Vektor darstellt. Irgend eine zu \mathfrak{S} senkrechte Ebene (in der Regel diejenige durch den zum Bezugspunkt gewählten Schwerpunkt) heißt die *invariable Ebene* der n Massen.

Ist $n = 2$ (*Zweikörperproblem*), so sagt der Flächensatz, daß die Bewegung beider Massen dauernd in einer durch den gemeinsamen Schwerpunkt gelegten Ebene verläuft, welche ihre Stellung im Raume beibehält (Ekliptikebene). Wählt man den weiterhin ruhend gedachten Schwerpunkt zum Bezugspunkt, so hängen die von m_1 nach m_2 und zurück gezogenen Vektoren $r_{12} = -r_{21}$ mit r_1 und r_2 zusammen durch

$$r_{12} = -\frac{m_1 + m_2}{m_2} r_1, \\ r_{21} = +\frac{m_1 + m_2}{m_1} r_2.$$

Ist e ein Einheitsvektor von der Richtung r_{12} , und ist die Kraft in der Form $\mathfrak{R}_{12} = e f(r_{12})$ als Funktion der gegenseitigen Entfernung gegeben, so lauten also die Bewegungsgleichungen in bezug auf den gemeinsamen Schwerpunkt als Pol

$$(4) \quad \begin{cases} m_1 \frac{d^2 r_1}{dt^2} = e f \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} r_1 \right), \\ m_2 \frac{d^2 r_2}{dt^2} = -e f \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1} r_2 \right). \end{cases}$$

Ebenso findet man für den relativen Fahrstrahl $r_{12} = r_2 - r_1$ die Gleichung

$$(5) \quad \frac{d^2 r_{12}}{dt^2} = -e \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} f(r_{12}).$$

Jede der beiden Gleichungen (4) kennzeichnet die Bewegung ihres Massenpunktes als eine *Zentralbewegung* (s. d.) mit dem gemeinsamen Schwerpunkt als Zentrum unter der Wirkung der rechteckstehenden Zentralkräfte, die man sich vom Schwerpunkt aus wirkend denken muß, wenn man auf die andere Masse keine Rücksicht mehr nehmen will. Die Gleichung (5) zeigt, daß auch jede Masse in bezug auf die ruhend gedachte andere Masse als Zentrum eine Zentralbewegung beschreibt. Im Falle der Newtonschen Gravitationskraft wird mit

$$f(r_{12}) = \frac{\kappa m_1 m_2}{r_{12}^2}$$

und mit den Abkürzungen

$$\alpha_{12} = \frac{1}{\left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right)^2}, \quad \alpha_{21} = \frac{1}{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^2}$$

$$\beta_{12} = 1 + \frac{m_2}{m_1}, \quad \beta_{21} = 1 + \frac{m_1}{m_2}$$

aus den Bewegungsgleichungen (4) und (5)

$$(4a) \quad \frac{d^2 r_1}{dt^2} = e \kappa \frac{\alpha_{21} m_2}{r_1^2}, \quad \frac{d^2 r_2}{dt^2} = -e \kappa \frac{\alpha_{12} m_1}{r_2^2},$$

$$(5a) \quad \frac{d^2 r_{12}}{dt^2} = -e \kappa \frac{\beta_{21} m_2}{r_{12}^2} = -e \kappa \frac{\beta_{12} m_1}{r_{12}^2}.$$

Diese zeigen, daß jede Masse sowohl um den gemeinsamen Schwerpunkt als auch um die andere Masse eine Keplerbewegung beschreibt. Im ersten Falle hat man sich die andere Masse durch eine a_{21} (bzw. a_{12}) mal so große Masse im gemeinsamen Schwerpunkt ersetzt zu denken; im zweiten Falle muß man an der Stelle der anderen Masse eine β_{21} (bzw. β_{12}) mal so große Masse annehmen.

Bei mehr als zwei Massenpunkten ist eine über die Integrale (1) (2) (3) hinausgehende Integration in geschlossener Form nicht möglich. Ist, wie im Planetensystem, eine der Massen, etwa m_1 , die Sonnenmasse, sehr groß gegenüber allen übrigen Massen, und sind deren Entfernungen voneinander so groß, daß ihre Bewegungen im wesentlichen nur von der Anziehungskraft der Masse m_1 reguliert werden, so rechnet man in erster Annäherung die Bewegung jeder der Massen m_2, m_3, \dots, m_n zusammen mit der Masse m_1 , aber ohne Berücksichtigung der anderen Massen als Zweikörperproblem durch und findet dann im Falle des Newtonschen Gravitationsgesetzes natürlich die obengenannte Keplerbewegung um die Sonne m_1 , wobei allerdings das dritte Keplersche Gesetz (s. Zentralbewegung) für zwei Massen m_i und m_k ($i > 1, k > 1$) genauer durch die Gleichungen

$$\propto \beta_{i1} t_i^2 = 4 \pi^2 a_i^3, \propto \beta_{k1} t_k^2 = 4 \pi^2 a_k^3$$

mit den analog zu oben gebildeten Abkürzungen β_{12} und β_{1k} darzustellen ist; hierbei sind t_i und t_k die Umlaufzeiten, a_i und a_k die großen Halbachsen der Keplerellipsen. Deren Kuben verhalten sich mithin auch ohne Berücksichtigung der anderen kleinen Massen nicht völlig genau wie die Quadrate der Umlaufzeiten.

Der Fall $n = 3$ des *Dreikörperproblems* ist wohl die berühmteste Aufgabe der Punktmechanik. Die große astronomische Wichtigkeit dieses Problems hat dazu geführt, daß die Lösung heute, wenn auch nicht in geschlossener Form, so doch in weitem Umfange zahlenmäßig auswertbar vorliegt. Dies gilt namentlich für das *eingeschränkte Dreikörperproblem*, bei welchem die dritte Masse unendlich klein gegen die beiden anderen ist, wobei noch angenommen wird, daß alle drei Massen sich in einer Ebene bewegen und daß die gegenseitigen Keplerbewegungen der beiden größeren Massen kreisförmig seien (Sonne-Jupiter-Planetoid-Problem). Es ist neuerdings namentlich den Bemühungen von Strömrgren gelungen, eine große Zahl von periodischen, einfach darstellbaren Bahnen dieses eingeschränkten Dreikörperproblems zu entdecken, wogegen für das allgemeine (ebene) Dreikörperproblem schon seit Lagrange zwei stationäre Lösungen bekannt sind: die drei Massen können entweder auf eine gleichmäßig um den gemeinsamen Schwerpunkt rotierende Gerade gehftet sein oder die Ecken eines in seiner Ebene rotierenden (eventuell pulsierenden) gleichseitigen Dreiecks bilden.

Über das *Vier- und Mehrkörperproblem* liegen bis jetzt nur ganz spärliche Ergebnisse vor.

R. Grammel.

Näheres s. Geiger-Scheelsches Handbuch der Physik, Bd. V. Vgl. auch den Artikel „Störungstheorie“.

Noden s. Ψ = Fläche von van der Waals.

Nörrenbergsche Polarisationsinstrumente. Zur Untersuchung doppelbrechender Körper (z. B. einachsiger, zweiachsiger und flüssiger Kristalle) im polarisierten Lichte werden zwei verschiedene Beobachtungsmethoden verwendet, indem man ent-

weder möglichst paralleles oder aber stark konvergentes Licht durch die zu prüfende Kristallplatte gehen läßt. Bei ersterer Methode benutzt man meist den Nörrenbergschen Polarisationsapparat (s. auch Stichwort Polarisationsapparat), von dem Fig. 1 einen vertikalen Durchschnitt gibt. Der Spiegel A und die schwarze Glasplatte B werden so geneigt, daß das z. B. von einer hellen Stelle des Himmels herkommende Licht an B unter dem Polarisationswinkel von etwa 57° vertikal nach oben reflektiert wird. Darüber befindet sich der Kristallträger C mit horizontaler drehbarer Glasplatte D, auf welche die zu untersuchende Platte E

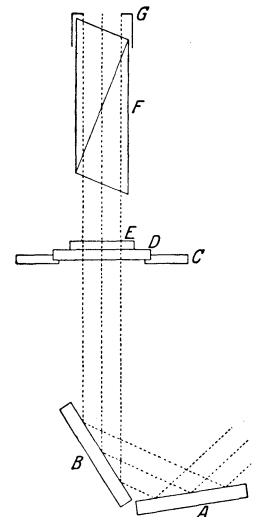


Fig. 1. Polarisationsapparat.

gelegt wird. Darauf folgt der analysierende Nicol F mit Blende G, der meist über einem Teilkreis um die vertikale Achse des Apparates drehbar ist. Durch G erblickt man das optische Präparat in einer deutlicher Schweite, während es von unten her durch parallele polarisierte Strahlen erleuchtet erscheint. Im allgemeinen kann man daher mit diesem Instrument nur diejenigen optischen Erscheinungen wahrnehmen, welche das Präparat in einer Richtung zeigt.

Bei den Nörrenbergschen Polarisationsinstrumenten bezeichnet man die Polarisationsebene des Polarisators und die zu ihr senkrechte Ebene als Hauptebenen des Apparats. Zumeist wird mit diesen Instrumenten bei gekreuzten Polarisationsvorrichtungen beobachtet, wobei also das Gesichtsfeld dunkel erscheint, falls kein Kristall eingeschaltet ist.

Will man aber die Veränderungen, welche das polarisierte Licht bei seinem Durchgange durch einen Kristall in verschiedenen Richtungen erleidet, gleichzeitig beobachten, so bedarf man eines großen Gesichtsfeldes mit Strahlenbüscheln von möglichst verschiedener Richtung. Dazu dient das Polarisationsinstrument zur Beobachtung im konvergenten Lichte, auch Nörrenbergsches Polarisationsmikroskop genannt,

das in Fig. 2 in einem vertikalen Durchschnitte dargestellt ist.

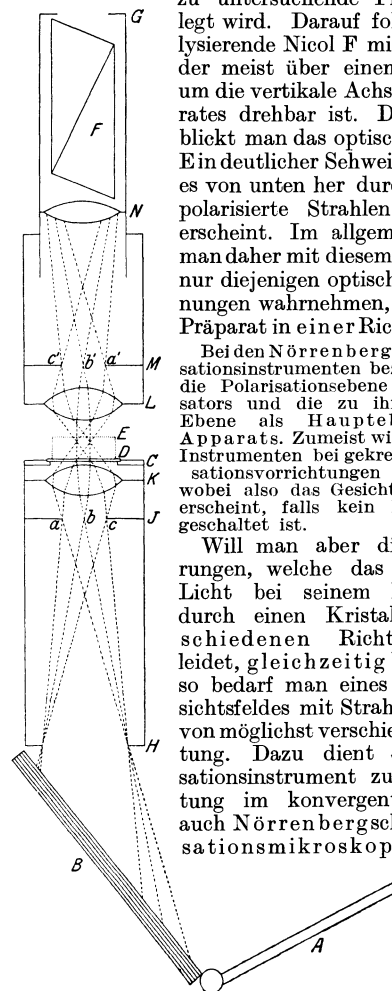


Fig. 2. Polarisationsmikroskop.

Der zur Beleuchtung dienende metallbelegte Spiegel A wird dem Orte der Lichtquelle (Tageslicht, Natriumlicht usw.) entsprechend gestellt. Der andere B ist der aus einem Glasplattensatz bestehende Polarisator, von welchem das Licht unter dem Polarisationswinkel von etwa 57° nach oben reflektiert wird. Statt des Plattensatzes kann der Apparat auch mit einem entsprechend großen Nicol zwischen H und J versehen sein. Bei J befindet sich ein Diaphragma mit kreisrunder Öffnung vom Durchmesser ac . Jeder Punkt dieser Blende wird mit einem Strahlenkegel beleuchtet, dessen Basis die untere Öffnung H ist; in der Figur ist der Verlauf dreier solcher Strahlenbündel angegeben. J liegt nun in der Brennebene einer Linse K (von starker Krümmung), welche jeden von J ausgehenden Strahlenkegel in ein Bündel paralleler Strahlen verwandelt. Die Kristallträger-Glasplatte D wird also von Parallelstrahlenbündeln in den verschiedensten Richtungen durchsetzt. Diese Strahlenbündel fallen dann auf die Linse L (von gleicher Größe und Krümmung wie K), die in ihrer Brennebene, im Diaphragma M, jedes parallele Bündel wieder zu einem Punkte vereinigt. In M entsteht also ein reelles Bild von J, wobei die Punkte a' , b' , c' in M der Reihe nach den Punkten a , b , c von J zugeordnet sind, und zu jedem Punkte von M gehört eine bestimmte Auffallsrichtung der Strahlen auf D.

Zumeist sind die beiden Linsen K und L durch je ein System mehrerer plankonvexer, einander fast berührender Gläser ersetzt, welche zusammen wie eine Linse von sehr kurzer Brennweite wirken. In der Figur ist der Abstand der beiden Linsen K und L etwa gleich der Summe ihrer Brennweiten.

Darauf gelangen die Lichtstrahlen durch die schwach vergrößernde Lupe N, den Analysator F und die Blende G ins Auge des Beobachters. Mit der Lupe N stellt man scharf auf das Diaphragma M ein. Dieses bei gekreuzten Polarisationsvorrichtungen dunkle Gesichtsfeld im Nörrenberg wird nun in mannigfaltiger Weise geändert, wenn man eine doppelbrechende Kristallplatte E auf die Glasplatte D legt. Durch den Kristall gehen dann Strahlensysteme von sehr verschiedener Richtung, aber alle Strahlen gleicher Richtung, welche im Kristall auch die gleiche Beeinflussung erfahren, vereinigen sich in einem einzigen Punkte des Gesichtsfeldes M, und zwar alle Strahlen von abweichender Richtung auch an verschiedenen Stellen des Gesichtsfeldes. In der Mitte von M, in b' , vereinigen sich die Strahlen, welche die Kristallplatte senkrecht durchsetzt haben, während die seitlichen Stellen von Strahlen erzeugt werden, welche den Kristall in immer schrägerer Richtung durchlaufen haben, je mehr der betrachtete Bildpunkt am Rande von M liegt. In dem Bilde $a'c'$ vermögen wir so mit einem Blicke die Interferenzen von Strahlen zu übersehen, die in sehr mannigfaltigen Richtungen durch die Kristallplatte hindurchgegangen sind.

Schönrock.

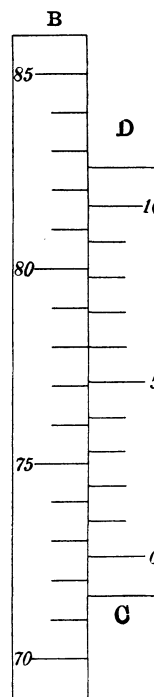
Näheres s. P. Groth, Physikalische Kristallographie. Leipzig.

Nonius. Der Nonius, auch Vernier genannt, dient zur Ermittlung der Bruchintervalle einer Teilung. — AB sei (s. Fig.) eine feste, gleichmäßig geteilte Skale. Neben ihr gleitet ein Schieber CD, etwa der bewegliche Anschlag einer Schublehre (s. den Artikel Längenmessungen), und es ist nun die Aufgabe, die genaue Stellung der Index-

marke 0 dieses Schiebers gegen die Skale AB zu finden. Zu diesem Zweck bringt man auf dem Schieber, vom Indexstrich 0 aus beginnend, eine gleichmäßige Hilfstheilung an, auf welcher zehn Intervalle gleich neun Intervallen der Skale AB sind. Die Teilstriche beider Skalen sind dann, wie die Figur zeigt, gegeneinander versetzt, und überblickt man die ganze Reihe, so findet man, daß an irgendeiner Stelle zwei Teilstriche nahe zusammenfallen, in der Figur der Strich 78 der Haupt- und Strich 6 der Nebenteilung. Dann entsprechen, wie leicht einzusehen, einander folgende Skalenstellen:

CD 5 4 3 2 1 0
AB 77,1 76,2 75,3 74,4 73,5 72,6

Dem Indexstrich 0 des Schiebers entspricht also die Ablesung 72,6 an der Hauptskala. Es folgt hieraus die praktische Regel, daß die Bezeichnung desjenigen Striches der Indexskale, welcher mit einem Strich der Hauptskala zusammenfällt, die Dezimalstelle für die Lage des Indexstriches ergibt. — Die Messung wird verfeinert, wenn nicht 10 und 9 Intervalle, sondern 100 Intervalle auf CD 99 Intervallen auf AB entsprechen. Auch ist häufig der verschiebbare Maßstab CD mit $(n - 1)$ Teilen in n Teilen von AB enthalten. Die richtige Benutzung des Nonius wird sich in jedem Falle durch eine einfache Überlegung finden lassen.



Nonius.

Nordlicht, Nordlichtlinie, Nordlichtpol, Nordlichtspektrum s. Polarlicht.

Nordpol, magnetischer s. Pole.

Nordschein s. Polarlicht.

Normaldampf s. Verdampfungsziffer.

Normale Beleuchtung s. Beleuchtungstechnische Definitionen.

Normalelektroden. Da die Messung des „absoluten“ Potentials auch bei Anwendung besonderer experimenteller Maßnahmen (vgl. Tropfelektrode) fragwürdig bleibt, im allgemeinen auch nur die Änderungen des Einzelpotentials (s. Elektrolytisches Potential) von Interesse sind, bedient man sich mit Vorteil leicht herstellbarer Bezugselektroden. Als solche „Normalelektroden“ sind insbesondere die folgenden Halbelemente gebräuchlich, die über eine elektrolytische Verbindung gegen die zu untersuchende Elektrode geschaltet werden.

Die Wasserstoffnormalelektrode (Nernst). Ein platinisiertes Platinblech (s. Platinierung), welches von Wasserstoff unter Atmosphärendruck umspült ist, taucht in eine doppeltnormale (s. Normalität) Schwefelsäurelösung. Das Platinblech muß durch vorherige elektrolytische Oxydation und darauf folgende Reduktion (indem es bei der Elektrolyse verdünnter Schwefelsäure zuerst als Anode, sodann als Kathode benutzt wird) aktiviert werden. Katalysatorgifte (s. Katalyse) wie Kohlenoxyd oder Arsen sind durch Waschflaschen mit geeigneter Füllung fern zu halten.

Die Kalomelektrode (Ostwald). Kalomel wird mit Quecksilber zu einem Brei zerrieben. Diese

Paste wird unter einer einfach-normalen oder $\frac{1}{10}$ normalen Lösung von Kaliumchlorid über reines Quecksilber geschichtet, das (etwa durch einen eingeschmolzenen Platindraht) mit einer Zuleitung versehen ist. Um eine Polarisierung der Elektrode zu vermeiden, erteilt man dem Hg eine möglichst große Oberfläche.

Die Potentialdifferenz zwischen der Wasserstoffnormalelektrode und der Kalomelnormalelektrode beträgt bei $18^{\circ}\text{C} + 0,286$ Volt bezogen auf die Wasserstoffelektrode als Nullpotential. *H. Cassel.*
Näheres und über andere Normalelektroden in den Lehrbüchern z. B. M. Le Blanc, Elektrochemie; G. N. Lewis und M. Randall, Thermodynamik.

Normalelement. Als Normalelemente bezeichnet man solche Primärelemente, die als Normal der Spannung dienen. Man muß daher in erster Linie von ihnen verlangen, daß sie eine zeitlich sehr konstante EMK besitzen, so daß sie eine zuverlässige Gebrauchseinheit der Spannung bei elektrischen Messungen bilden, wenn ihre EMK einmal durch Eichung bestimmt worden ist. Die jetzt benutzten Normalelemente haben noch den Vorteil, reproduzierbar zu sein, d. h. sie haben eine bestimmte EMK, wenn sie nach Vorschrift zusammengesetzt werden. Das früher mitunter als Spannungsnormalelement verwendete Kupfer-Zink-Element (Fleming) und das Kalomelement (Helmholtz) sind jetzt nicht mehr in Gebrauch, da sie die erwähnten Bedingungen nicht in ausreichendem Maße erfüllen. Diese Elemente sind ebenso wie die heute als Normale benutzten Clarkschen und Westonschen Elemente reversibel, d. h. ihre Zusammensetzung bleibt bei Stromdurchgang in beiden Richtungen unverändert. Die Elemente enthalten einen sog. „Depolarisator“ am positiven Pol. Beim Clark- und Westonelement wird der positive Pol aus Quecksilber gebildet, der Elektrolyt aus dem Sulfat des Metalls am negativen Pol. Der Depolarisator besteht daher in beiden Fällen aus Merkursulfat (Hg_2SO_4), einem nur wenig löslichen Quecksilbersalz, das als sog. „Paste“ in einer Schicht über dem Quecksilber gelagert ist. Der negative Pol besteht beim Clarkelement aus Zink oder Zinkamalgalam, beim Westonelement aus Kadmiumamalgalam mit einem Gehalt von 12,5% Kadmium. Entsprechend enthält das Clarkelement als Elektrolyt eine gesättigte Lösung von Zinksulfat, das Westonelement eine solche von Kadmiumsulfat. Damit die EMK der Elemente bei allen in Betracht kommenden Temperaturen definiert ist, muß die Lösung stets gesättigt sein und daher einen gewissen Überschuß an festen Kristallen von Zinksulfat-hydrat bzw. Kadmiumsulfat-hydrat enthalten. Die beiden Elemente sind also ganz analog gebaut; näheres s. unter Clarkelement und Westonelement. Mit der Temperatur ist die EMK der Elemente im allgemeinen etwas veränderlich (ca. 1 Promille beim Clark-, 4 Hunderttausendstel beim Westonelement). Zur Erzielung größter Genauigkeit werden die Normalelemente bei der Messung in Petroleum eingestellt, dessen Temperatur gemessen wird. Dies ist auch deshalb ratsam, damit sich beide Pole mit Sicherheit auf gleicher Temperatur befinden, da die Temperaturkoeffizienten der einzelnen Pole erheblich größer sind, als derjenige des Elements. Auch dürfen die Elemente nur mit sehr schwachen Strömen benutzt werden, da sie sich bei Stromdurchgang in um so höherem Maße polarisieren, je größer der Strom ist. Die Polari-

sation wird durch eine Konzentrationsänderung des Elektrolyts an den Polen hervorgerufen und verschwindet erst nach einiger Zeit durch Diffusion. Die Elemente sollen daher nur in Kompensation benutzt werden (s. Kompensator); man gleicht dann vorher ungefähr durch ein Hilfselement ab, damit das Normalelement keinen stärkeren Strom erhält. Das Glasgefäß des Elements besitzt meist die von Rayleigh angegebene H-Form und besteht aus zwei vertikalen Schenkeln, die durch eine horizontale Glasröhre H-förmig verbunden sind; auf dem Boden der Schenkel befinden sich die Elektroden: die Zuführungen zu ihnen werden aus eingeschmolzenen Platindrähten gebildet. Die Elemente müssen oben verschlossen sein und sind daher entweder zugekittet oder besser abgeschmolzen. Das Clarkelement ist jetzt durch das Westonelement fast völlig verdrängt worden, das auch international als Normalelement (in der Form, die gesättigten Elektrolyt und Überschuß von Kristallen besitzt) angenommen worden ist.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Normalempfindlichkeit der Galvanometer s. Stromempfindlichkeit.

Normaler Kathodenfall s. Glimmentladung.

Normaler Zeemaneffekt s. Zeemaneffekt.

Normalfläche s. Kristalloptik.

Normalgewicht, saccharimetrisches s. Saccharimetrie.

Normalglas heißt 1. ein Glas, das die sog. Normalzusammensetzung hat, d. h. der Molekularformel $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{CaO} \cdot 6 \text{SiO}_2$ oder $\text{K}_2\text{O} \cdot \text{CaO} \cdot 6 \text{SiO}_2$ entspricht. Gläser, die dieser Formel nahe kommen, können als gute angesehen werden. 2. Das Jenaer Normal-Thermometerglas 16III, kenntlich durch einen roten Streifen (s. Glas für thermometrische Zwecke.
R. Schaller.

Normalhorizont. Man versteht darunter die Höhenlage jener Niveaufläche, auf welcher man sich ein Triangulierungsnetz ausgebreitet denkt. Ist in dem Netz nur eine Basis gemessen, die ohne weitere Reduktion verwendet wird, so fällt der Normalhorizont mit der Seehöhe der Grundlinie zusammen. Dies ist nur für kleine Länder empfehlenswert.

Enthält das Netz mehrere Basismessungen, so muß man sie alle auf ein gemeinsames Niveau reduzieren, wozu man am besten gleich das Meeresniveau wählt.
A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I, S. 487.

Normalität von Lösungen. Eine Normallösung enthält im Liter das Äquivalentgewicht der wirksamen Substanz (Salz ohne Kristallwasser, Base, Säure) in Grammen, d. h. die Menge, die sich mit 1 g Wasserstoff umsetzt. Z. B. enthält eine Normal-salzsäure 36,5 g Chlorwasserstoff, eine Normalbarytlösung wegen der Zweiwertigkeit des Ba $\frac{1}{2} \text{Ba}(\text{OH})_2 = 85,7$ g Ätzbaryt im Liter. Eine $\frac{1}{n}$ -Normallösung enthält das Äquivalentgewicht wirksamer Substanz in n Litern. Siehe auch Maßanalyse.
H. Cassel.

Normalkomponente der elektrischen Kraft s. Brechung der elektrischen Kraftlinien und Tangentialkomponente der elektrischen Kraft.

Normalkondensator. Um die Messungen von Kapazitäten für die Praxis zu erleichtern, hat

man Normalkondensatoren gebaut. Da für die Messung hauptsächlich Wechselstrommethoden in Frage kommen, so dürfen als Dielektrikum für einen Normalkondensator nur solche Stoffe verwendet werden, die keine Hysterese (Energieverlust) bedingen, so daß man auf Luft (oder ein anderes Gas) angewiesen ist. Dadurch ist es nicht möglich, Normalkondensatoren von großer Kapazität herzustellen, ohne sehr viel Raum zu beanspruchen.

Als Formen von Luftkondensatoren kommen hauptsächlich Zylinderkondensatoren, die aus mehreren ineinandergeschobenen Metallröhren bestehen, und Plattenkondensatoren in Betracht, die sich aus übereinander geschichteten ebenen Platten aufbauen. Für die Kapazität eines Elements von der Oberfläche F eines Luftkondensators kann man angenähert setzen, da die Dielektrizitätskonstante der Luft 1 ist:
$$C = \frac{F}{4\pi d},$$
 wo d der Abstand der Flächen ist.

Doch ist auf diese Weise wegen der Randkorrektion (s. d.) keine genaue Berechnung der Kapazität möglich. Sie muß durch eine elektrische Messung auf die andern elektrischen Grundeinheiten zurückgeführt werden.

Zylindernormalkondensatoren wurden konstruiert von Muirhead (0,021 Mikrofarad, MF) und von Giebe (0,01 MF). Der Giebesche Kondensator besteht aus sieben Röhren von 1 mm Wandstärke und 50 cm Höhe, deren äußerstes 14 cm Durchmesser besitzt. Die Isolation und Fixierung geschieht durch Hartgummikämme oder geschmolzenen Quarz.

Mit Plattennormalkondensatoren lassen sich größere Kapazitäten erzielen als mit Zylinderkondensatoren. Eine ältere Konstruktion stammt von Lord Kelvin (1892/93). Neuere Angaben stammen von Giebe (Phys. Techn. Reichsanstalt) und Rosa (Bureau of Standards in Washington). Der Giebesche Kondensator hat eine Kapazität von 0,03 MF bei einem Gewicht von 19 kg. Von Giebe wurde auch die Abhängigkeit der Kapazität von Temperatur und Frequenz untersucht, die sehr gering ist.

R. Jaeger.

Normalkraft s. Impulsätze; Spannungsergebnisse, Balken und Stäbe.

Normallampen s. Zwischenlichtquellen.

Normallösung der Radium-Emanation. Um den Gehalt einer Flüssigkeit an Radium-Emanation direkt in Gleichgewichtsmenge (s. d.) zu Radium-Metall angeben zu können, eicht man die zur Messung bestimmten Instrumente (vgl. „Fontaktoskop“) mit Radium-Normallösungen, das sind solche Lösungen, die eine bekannte Menge Radium und daher eine bekannte Menge Emanation („Gleichgewichtsmenge“ nach genügend langem abgeschlossenen Stehen) enthalten. Normallösungen mit $3,33 \cdot 10^{-9}$ g Ra sind bei der Phys. Techn. Reichsanstalt Charlottenburg erhältlich. Hat man kein geeichtes Radiumpräparat zur Verfügung, so nimmt man am besten alte Pechblende, von der eine gewogene Menge fein pulverisiert und durch Behandlung mit Salpeter-, Fluß- und Salzsäure in klare Lösung gebracht wird. Da Pechblende auf 1 g Uran $3,4 \cdot 10^{-7}$ g Ra enthält, läßt sich der Ra-Gehalt der Lösung sofort angeben. Für Fontaktometer benötigt man etwa 10^{-8} g Ra. Die Tendenz des Radiums in die schwer löslichen

Sulfate überzugehen und in wenig emanierender Form auszufallen, muß durch Salzsäureüberschuß und Zusatz von Bariumchlorid bekämpft werden. Sorgfältiges Auskochen und Reinigen der verwendeten Gefäße sowie überhaupt die Vermeidung aller Verunreinigungen (Staub, Ruß usw.), die als Adsorptionskerne in der Lösung dienen könnten, ist nötig.

K. W. F. Kohlbrausch.

Normal-Null. Niveaufläche, die als Ausgangsfläche für alle in Preußen gemessenen Höhen dient. Sie sollte ursprünglich identisch sein mit der durch den Nullpunkt des Amsterdamer Pegels gehenden Niveaufläche. Ein genaues Präzisionsnivelement ergab jedoch, daß Normal-Null (N.N.) 44 mm tiefer liegt als Amsterdamer Pegel-Null. Zur Festlegung des Normal-Null-Niveaus ist etwa 40 km östlich von Berlin an der Chaussee Berlin-Manschnow eine Gruppe von fünf Normal-Höhenpunkten auf Pfeilern unterirdisch in der Weise angebracht, daß sich die Pfeileroberfläche jedes Punktes etwa 60 cm unter der Erdoberfläche befindet. Man hofft damit die Lage des Normal-Null-Niveaus mit ausreichender Genauigkeit für absehbarer Zeit fixiert zu haben.

O. Baschn.

Normalpotential s. Elektrochemie oder Lösungsdruck, elektrolytischer.

Normalquarzplatte s. Saccharimetrie.

Normalspannung s. Spannungszustand in einem Kontinuum.

Normalspektrum s. Photometrie im Spektrum, Nr. 1.

Normalspule. Induktionsspulen (s. d.), die als Normal der Induktivität dienen sollen, müssen möglichst sorgfältig hergestellt sein und werden meist auf Marmorkerne aufgewickelt, die auf Eisenfreiheit geprüft und nötigenfalls noch mit Paraffin imprägniert sind, oder auf Porzellan. Zur Vermeidung des Skineffekts bei höheren Frequenzen wird Litzendraht verwendet. Die Induktivität läßt sich annähernd aus den geometrischen Abmessungen berechnen; genauer ist es, sie in der Wechselstrombrücke durch Vergleich mit einer bekannten Kapazität, die absolut ausgemessen werden kann, zu bestimmen.

W. Jaeger.

Normalstimmgabel s. Normalton.

Normaltemperatur eines Maßstabes s. Längenmessungen.

Normalton oder Kammerton. Auf der internationalen Stimmtongkonferenz zu Wien im Jahre 1885 wurde als internationaler Normalton, dem sich die Stimmung aller Instrumente usw. anzupassen habe, das eingestrichene a zu 435 Doppelschwingungen (vibrations doubles $\equiv v$. d.) oder 870 Halbschwingungen (vibrations simples $\equiv v$. s.) festgelegt. Zu seiner Darstellung werden Normalstimmgabeln angefertigt, die in Deutschland von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auf Wunsch geprüft werden. Die rein physikalische Zählweise legt noch heute vielfach das eingestrichene c mit 256 Schwingungen (statt der 261, wie es dem a' von 435 Schwingungen entspräche) zugrunde.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. A. Kielhauser, Die Stimmgabel. Leipzig 1907.

Normalvalenz s. Valenztheorien.

Normalwiderstände. Das gesetzlich definierte Normal des Widerstandes wird durch die Quecksilbernormale dargestellt (s. d.). Als Normalwiderstände für den praktischen Gebrauch werden dagegen Einzelwiderstände verschiedenen Betrages

benutzt, die aus Manganin bestehen, da sich dieses Material für den betreffenden Zweck nach langjährigen Erfahrungen am besten bewährt hat. Das Manganin besteht aus 84 Teilen Kupfer, 12 Teilen Mangan und 4 Teilen Nickel und wird in bester Zusammensetzung von der Isabellenhütte in Dillenburg geliefert. Es zeichnet sich durch einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten (wenige Hunderttausendstel Änderung pro Grad) und eine verschwindende Thermokraft gegen Kupfer aus; nach dem Aufwickeln der Drähte müssen die Widerstände noch künstlich gealtert werden, da sie sonst anfänglich starke Veränderungen des Widerstandes zeigen. Manganlegierungen mit kleinem Temperaturkoeffizient, der sogar negativ werden kann, sind von Weston in Newark vorgeschlagen worden; die für Normalwiderstände günstigste Zusammensetzung der Legierung, welche dann als Manganin bezeichnet wurde, ist in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt festgestellt und dort zuerst für Normalwiderstände benutzt worden. Die Drähte werden bifilar auf Messingzylinder gewickelt und sind durch eine Metallhülle geschützt, die oben durch eine Hartgummiplatte geschlossen ist. Die Zuführung des Stroms geschieht durch starke Kupferbügel, an welche der Manganindraht hart angelötet ist. Die Enden der Bügel werden in Quecksilbernapfe eingehängt oder es sind an ihnen Klemmen befestigt, durch welche der Widerstand definiert ist. Bei kleinen Widerständen, bei denen in der Regel Bänder oder Blöcke aus Manganin verwendet werden, müssen noch besondere Potentialleitungen angebracht sein, durch welche der Widerstand definiert ist. Äußerlich besitzen die Widerstände meist Büchsenform. Bei genaueren Messungen werden die Widerstände in Petroleum eingestellt, das nötigenfalls gerührt und dessen Temperatur gemessen wird. Der Anschluß der Normalwiderstände an die Widerstandseinheit erfolgt in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Vgl. noch Wechselstromwiderstände. *W. Jaeger.*
Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Normalzuckerlösung s. Saccharimetrie.

Normalzustand, der stationäre Quantenzustand kleinster Energie eines abgeschlossenen Atomsystems, auch unterster Quantenzustand genannt. Er ist stets gekennzeichnet durch die kleinsten an dem Atomsystem möglichen Quantenzahl-Werte (s. d.).

Notsignal. Für See-Nothilfe gilt nach internationalen Vereinbarungen das Zeichen — — — 10mal hintereinander gegeben, früher das Zeichen s o s. *A. Meißner.*

Nova s. Neue Sterne.

N-Serie s. Röntgenserien.

Nullinstrumente. Im Prinzip kann jedes Meßinstrument als Nullinstrument dienen, wenn die Meßmethode so eingerichtet wird, daß sich zwei Wirkungen aufheben, so daß das Instrument keinen Ausschlag zeigt. Wird diese Kompensation der Wirkungen in das Instrument selbst verlegt, so entstehen die eigentlichen Nullinstrumente wie z. B. das Differentialgalvanometer und -telefon (s. d.). Zeigerinstrumente, die als Nullinstrumente dienen sollen, bedürfen nur einer Skala von geringer Ausdehnung. *W. Jaeger.*

Nullkurve, magnetische s. Magnetisierungskurven.

Nullleiter s. Mehrphasen-Wechselstromsysteme.

Nullpunkt, absoluter s. Absoluter Nullpunkt.

Nullpunktsenergie s. Oszillator; vgl. Absoluter Nullpunkt.

Nullpunktsentropie s. Nernstsches Theorem.

Numerische Apertur s. Mikroskop.

Nutation s. Präzession.

Nutzeffekt, optischer, eine energetisch-wirtschaftliche Größe, Definition s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen; s. ferner Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2 und 3.

Nutzeffekt, thermischer s. Wärmediagramme, Wirkungsgrad, maximaler.

Nutzfaktor einer Innenbeleuchtung s. Wirkungsgrad einer Innenbeleuchtung.

Nutzlast nennt man denjenigen Teil des Flugzeuggewichtes, welcher nicht zur Flugzeugkonstruktion und nicht zum Motor gehört, insbesondere Passagiere, Ladung und Betriebsstoff. Bei den heutigen Verkehrsflugzeugen beträgt das Gewicht der Nutzlast 30—40% des gesamten Gewichtes, bei großen Streckenflügen bei Flugbeginn bis zu 65%. Oft rechnet man indes auch den Betriebsstoff nicht zur Nutzlast und spricht dann von „zahlender Nutzlast“. *L. Hopf.*

Nystagmus ist ein eigenartiger Typus von Augenbewegung, bei welchem die Augen, zumeist ohne Wissen der Versuchsperson, in pendelnden Schwingungen um eine Gleichgewichtslage oszillieren. Je nach der Richtung, in der diese Schwingungen erfolgen, wird von einem horizontalen, vertikalen, rotatorischen usw. Nystagmus gesprochen. Die Ursache seiner Entstehung kann sehr verschieden sein. Am bekanntesten ist der in reflektorischer Abhängigkeit vom Labyrinth auftretende Nystagmus, wie er sowohl während der Rotation des sonst unbeeinflussten Tierkörpers um eine beliebige feststehende Achse als nach Sistierung derselben während der Nacherregungsperiode des Labyrinthes besteht. Diese Form des Nystagmus ist dadurch charakterisiert, daß die Phasengeschwindigkeit für den Hin- und den Rückgang des Auges wesentlich verschieden ist (langsame „Reaktions“- und rasche „Nystagmusphase“). Bei anderen Formen des Nystagmus sowie bei gelegentlich zu beobachtendem willkürlichen Augenzittern handelt es sich dagegen um ein einfaches oszillatorisches Schwingen des Auges ohne derartige Geschwindigkeitsunterschiede. Für die Lehre von der optischen Lokalisation beim Sehen mit bewegten Augen sind diese der Kontrolle des Bewußtseins entzogenen Formen der Augenbewegungen deshalb von Bedeutung geworden, weil gezeigt werden konnte, daß während ihres Bestehens, im Unterschied zu den bewußt vollzogenen Augenbewegungen, ruhigstehende Außendinge entsprechend der Verschiebung ihrer Bilder auf der Netzhaut lebhaftere Scheinbewegungen aufweisen, während auf der Netzhaut festliegende dauerhafte Nachbilder keinerlei Scheinbewegung erfahren. Die Lokalzeichen der Netzhaut erfahren unter ihrem Einfluß also offenbar keine der jeweiligen Augenstellung entsprechende Umwertung, wie sie bei bewußten Blickbewegungen erfolgt und die trotz der Verschiebung der Netzhautbilder bestehende Ruhe der Außendinge bewirkt. Eine besondere Stellung nimmt in dieser Beziehung der auf neuropathischer Grundlage oder, wie bei den total Farbenblinden, auf mangelndem Fixationsvermögen beruhende habituelle Nystagmus ein. *R. Dittler.*
Näheres s. Hering, Beiträge z. Physiol., Heft 1. Leipzig 1861.

O

Oberfläche, freie. Grenzt eine Flüssigkeit an leeren Raum oder auch an Luft, so wird die Grenzfläche als freie Oberfläche bezeichnet. An der freien Oberfläche herrscht konstanter Druck, und Schubkräfte werden nicht aufgenommen. Bei Bewegung und Krümmung der Oberfläche treten Schwere- und Kapillaritätswirkungen auf, die Wellenerscheinungen hervorrufen (s. Oberflächenwellen). *L. Hopf.*

Oberflächendichte der elektrischen Ladung. Die elektrische Ladung eines metallischen Leiters befindet sich stets an seiner Oberfläche. Betrachtet man zunächst den einfachen Fall einer geladenen Metallkugel, deren Ladung Q sei und die eine Oberfläche von $4\pi r^2$ cm² besitzt, so ist die Ladung

pro Flächeneinheit $\sigma = \frac{Q}{4\pi r^2}$. σ heißt die

Oberflächendichte der elektrischen Ladung. Bei einem Körper von ungleichmäßiger Gestalt, also auch ungleichmäßiger Ladungsverteilung muß für Q eine Elementarladung ΔQ , für $4\pi r^2$ ein Oberflächenelement ΔF gesetzt werden. Dann ist die Oberflächendichte definiert durch $\Delta Q/\Delta F$. Die Größe der Oberflächendichte spielt bei der Spitzenwirkung wie bei Funkenüberschlägen eine wichtige Rolle. Wie sie mit anderen elektrostatischen Größen zusammenhängt, geht aus folgendem Beispiel hervor. Verbindet man zwei elektrisch geladene Kugeln leitend miteinander, so ist, da die Kapazität einer Kugel gleich ihrem Radius ist, die Oberflächendichte, wenn Q die

Gesamtladung bedeutet: $\sigma_1 = \frac{1}{r_1} \cdot \frac{Q}{4\pi(r_1 + r_2)}$ und

$\sigma_2 = \frac{1}{r_2} \cdot \frac{Q}{4\pi(r_1 + r_2)}$ d. h. $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{r_2}{r_1}$. In Worten, die Oberflächendichten der beiden Kugeln verhalten sich umgekehrt wie ihre Radien. Eine Spitze oder Kante kann man als eine bzw. mehrere Kugeln von kleinem Radius auffassen. Da deren Oberflächendichte nach der obigen Ableitung sehr groß werden kann, so tritt zuerst an diesen Stellen ein Glimmen bzw. ein Durchschlag auf. Man spricht dann allgemein von der elektr. Spitzenwirkung.

R. Jaeger.

Oberflächenfärbung s. Anomale Dispersion.

Oberflächenleitung, elektrische. Bei der Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit ist in vielen Fällen, besonders aber bei Isoliermaterialien, auf die Oberflächenschicht zu achten. Infolge von Zersetzung der Oberfläche an der Luft oder durch hygroskopische Einflüsse kann die Oberflächenleitfähigkeit merklich größer werden als die eigentliche Leitfähigkeit des untersuchten Materials. Die Oberflächenleitung kann Isoliermaterialien in manchen Fällen unbrauchbar machen. Als Beispiel sei Hartgummi genannt, auf dessen Oberfläche durch Licht Schwefelsäure gebildet wird. Aus diesem Grund sind Apparate mit Hartgummiisolation möglichst vor hellerem Licht oder besonders direkter Sonnenstrahlung zu schützen. Manche Glassorten zeigen eine Oberflächenleitung infolge Niederschlag einer durch Wägung nachweisbaren Wasserhaut, die sich aber je nach der Glas-

sorte mehr oder weniger gut beseitigen läßt. Nach einem von E. Warburg angegebenen Verfahren ist das Abkochen der Gläser für die Beseitigung der Oberflächenschicht das beste Mittel, da man dadurch die Oberfläche alkaliarm macht. Alkali-freie Glasoberflächen haben keine Wasserhaut.

R. Jaeger.

Oberflächenschichten. Man versteht darunter jene monomolekularen Schichten, die auf der Oberfläche eines (festen oder flüssigen) Körpers von einem in dem betreffenden Körper schwerlöslichen Stoff gebildet werden. Zur experimentellen Untersuchung eignen sich besonders auf Wasser schwimmende Schichten organischer Stoffe. Ihre besondere Bedeutung liegt darin, daß — wie man neuerdings erkannte — solche von außen aufgebraute Schichten den an Lösungen oberflächenaktiver Stoffe durch Adsorption (s. d.) sich bildenden Schichten ganz ähnlich sind.

Die Untersuchung solcher Schichten gibt in zweierlei Hinsicht Auskunft über ihre Natur.

1. Indem man bekannte Mengen eines Stoffes auf Wasser ausbreitet, mißt man in einem geeigneten Apparat den seitlichen Druck (π), der von der Schicht ausgeübt wird. Kennt man die molare Konzentration der Flächeneinheit an dem betreffenden Stoff (q), so kann man die Abhängigkeit des π von q messend verfolgen. Man trägt auf die Abszisse meist $\frac{1}{q}$, die spezifische Fläche auf, und erhält so eine Art von Isotherme. Die Gleichung zwischen π und q läßt sich als Zustandsgleichung der Oberflächenschicht auffassen.

Geht man von den verdünntesten Schichten aus, so hat man zunächst die „gasförmigen“ Schichten, welche, wie Marcelin und insbesondere Adam fanden, der idealen Gasgleichung

$$\pi = qRT$$

gehörten. Die Konstante R hat dabei denselben Wert, wie bei den idealen Gasen. Schon bei relativ geringen Dichten treten aber Abweichungen auf. Man kommt in den „nichtidealen“ Gaszustand; Volmer setzt für diese Schichten

$$\pi - b = qRT,$$

wobei b dieselbe Volumkorrektur darstellt, wie man sie auch in der v. d. Waalsschen Gleichung hat. Andere Gleichungen z. B. von Frumkin oder von Schofield und Rideal berücksichtigen die Anziehungskraft zwischen den Molekeln der Schicht.

Diese Schichten gehen dann in die „flüssigen“ oder „festen“ Schichten über, die eine sehr geringe Kompressibilität haben. Auch ganz horizontale Äste der Kurve sind beobachtet worden, diese scheinen einer „Verflüssigung bei konstantem Druck“ zu entsprechen. Bei weiterer Druckerhöhung geht dann die Schicht in einzelne Tröpfchen über: sie bricht zusammen.

Geht man von Lösungen aus, so bestimmt man die Abhängigkeit der Oberflächenspannung γ von der Konzentration c des Gelösten. Nach der Gibbsschen Gleichung (s. d.) ist dann

$$q = - \frac{c}{RT} \frac{d\gamma}{dc}$$

während

$$\pi = \gamma_0 - \gamma_c$$

wo γ_0 für $c = 0$ gilt. Auf diese Weise lassen sich die Kurven $\pi - q$ auch aufnehmen.

2. Neben dieser Einsicht in die „Zustands-gleichung“ der Schichten erhält man andererseits Auskünfte mehr chemischer Art, falls man jene Oberflächen bestimmt, die eine Molekel bei der Sättigung einnimmt. Bei der Messung des Druckes π läßt sich dieser Punkt aus dem plötzlichen Steilwerden der Kurve leicht ermitteln. Nach der

zweiten Methode ergibt der Wert von $\frac{d\gamma}{d \ln c}$,

sobald er konstant geworden ist, auch den Sättigungswert für q . Da man die Dimensionen der Molekeln vielfach aus anderweitigen Messungen kennt (z. B. aus Röntgenogrammen), so weiß man jetzt, mit welcher Fläche die Molekel an dem Wasser aufliegt, wie sie orientiert ist. Indem man den Einfluß von Substitutionen auf die Orientierung bestimmt, kann man die positiven oder negativen Tendenzen der Gruppen, sich im Wasser zu lösen, feststellen. Manche organische Ketten stehen z. B. senkrecht auf der Wasserfläche, manche liegen flach, mit der Seitenlänge auf. *A. Gemant.*

Oberflächenspannung (vgl. auch den folgenden Artikel). Unter Oberflächenspannung γ versteht man die Kraft, die auf die Längeneinheit eines Oberflächenelements, senkrecht zu ihr wirksam ist. Sie ist dem absoluten Betrag nach mit der Oberflächenenergie (freie Energie pro Flächeneinheit [A]) identisch. Wird nämlich ein Oberflächenrechteck von der Seitenlänge l nach der einen Seite um dx verlängert, so ist die Zunahme der freien Energie offenbar $A dx$, die geleistete Arbeit andererseits γdx also $\gamma = A$.

Die Oberflächenspannung bewirkt, daß die Oberfläche jeder Flüssigkeit unter gegebenen äußeren Bedingungen ganz bestimmte Flächen bildet. Die daraus sich ergebenden Zusammenhänge zwischen der Oberflächenspannung und den geometrischen Konstanten von Oberflächen ermöglichen eine ganze Reihe von Meßmethoden für γ (Vergl. den folgenden Artikel). Bei einigen derselben wird auch die Kraft gemessen, die der Oberflächenspannung bei bestimmten Oberflächen das Gleichgewicht hält. Die Methoden werden in zweidimensionale und axialsymmetrische eingeteilt. γ wird meist in dyn/cm angegeben.

Im folgenden die Werte von γ für einige Stoffe:

Stoff	Temp. in C°	γ
Äthyläther	20	16,5
Äthylalkohol	20	22,0
Benzol	17,5	29,2
Blei	377	394
Essigsäure	20	23,4
Kohlendioxid	21	1,0
Natriumchlorid	803	114
Paraffin	54	30,5
Quecksilber	20	472
Schwefelkohlenstoff	19,4	33,6
Traubenzucker	160	56,4
Wasser	20	72,5
Wasserstoff	—253	2,13

Für Gemische gilt entweder die Volkmannsche Beziehung $\gamma = n_1 \gamma_1 + n_2 \gamma_2$, wo n_1, n_2 die Mischungsverhältnisse sind ($n_1 + n_2 = 1$), oder aber die Kurve $\gamma - n_1$ verläuft nach oben oder nach unten konvex. Im ersten Fall geht die Dampfdruckkurve des Gemisches durch ein Minimum, im zweiten durch ein Maximum.

Organische Stoffe (sog. oberflächenaktive Stoffe) erniedrigen meist die Oberflächenspannung, anorganische Elektrolyte (sog. oberflächeninaktive Stoffe) erhöhen sie. Die erste Gruppe wird positiv adsorbiert, die zweite negativ.

Die Abhängigkeit der Oberflächenspannung von der Temperatur ist angenähert eine lineare. Es gilt nach Eötvös (s. d.)

$$\gamma \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{2}{3}} = k (T_k - T - \tau)$$

(μ = Molekulargewicht, ρ = Dichte, T_k = kritische Temperatur, $k \sim 2,12$; $\tau \sim 6^\circ$). Die molare Oberflächenenergie ist eine universelle Funktion von T und T_k . Faßt man, wie eingangs erwähnt, γ als freie Energie auf, so läßt sich aus $d\gamma/dT$ die gesamte Oberflächenenergie U berechnen:

$$U = \gamma - T \frac{d\gamma}{dT} \quad A. Gemant.$$

Oberflächenspannung. Jede Grenzfläche besitzt eine gewisse Energie, die von der besonderen Anordnung der Grenz-Moleküle herrührt. Da der Energieinhalt jedes Systems durch die gegenseitige Einwirkung der Moleküle aufeinander beeinflusst wird, ist es klar, daß eine Grenzfläche eine besondere Stellung einnehmen muß. Die Auswirkung dieser Grenzflächenenergie nennen wir Oberflächenspannung. Der Name rührt von der Erfahrungstatsache her, daß jedes Flüssigkeitsvolumen, dessen Gestalt nicht durch äußere Einflüsse (Gefäß) bestimmt ist, z. B. ein frei fallender Tropfen, die Form mit der kleinsten Oberfläche einzunehmen strebt. Man muß also notwendigerweise der Oberfläche eine gewisse Spannung zuschreiben. Wir beziehen diese Oberflächenkraft auf die Einheit der Länge, auf die sie senkrecht, in der Oberfläche liegend wirkt. Ist γ_0 die Energie eines unendlich kleinen (kreisförmigen) Oberflächenelements, so ist die der Ausdehnung dieses Elements entsprechende Energiezunahme

$$(1) \quad \gamma \cdot d(r^2 \pi) = \gamma 2r \pi dr.$$

γ wird in Dyn/cm oder mg/mm angegeben. Die Zahlen in Dyn/cm muß man durch 9,81 dividieren um mg/mm zu erhalten.

Auf ein nach außen konvexes Flächenelement mit den Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 wirkt nach innen der Zug

$$(2) \quad P = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1. \text{ Laplacescher Satz}).$$

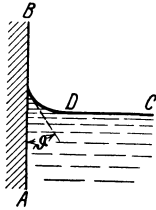
Für ein Kugelflächenelement wird $P = \frac{2\gamma}{R}$. Ist die Fläche nach außen konkav, so kehrt sich das Vorzeichen von P um.

Der Randwinkel einer Flüssigkeit, das heißt der Winkel ϑ , unter dem die Oberfläche CD die Gefäßwand AB trifft (s. Figur), kann nach der Gleichung berechnet werden:

$$(3) \quad \gamma \cdot \cos \vartheta + \gamma' = 0 \quad (2. \text{ Laplacescher Satz}).$$

γ ist hierin die Oberflächenspannung an der Grenzfläche Flüssigkeit-Dampf (bzw. Luft), γ' diejenige an der Grenzfläche Flüssigkeit-Wand. Ist der Randwinkel stumpf, dann benetzt die Flüssigkeit die Wand nicht (Quecksilber-Glas), ist er spitz,

dann benetzt die Flüssigkeit die Wand (Öl-Glas), ist der Randwinkel gleich Null, dann überzieht die Flüssigkeit die Wand vollständig (Wasser-Glas bei vollkommen reinen Oberflächen).



Randwinkel einer Flüssigkeit.

Die zahlreichen Methoden zur Bestimmung der Oberflächenspannung kann man in eine statische und eine dynamische Gruppe einteilen. Zu ersterer gehören:

1. die Messung der Krümmung einer im Gleichgewicht befindlichen Oberfläche (s. Tropfen),
2. die Ausmessung flacher, großer Tropfen auf einer ebenen Unterlage oder ebensolcher Gasblasen unter einer horizontalen Platte (s. Tropfen),
3. die Messung der Steighöhe in einer Kapillare. Eine Kapillare vom Radius r wird in die Versuchsflüssigkeit (Dichte ρ) eingetaucht, so daß sie innen vollkommen benetzt ist und wieder ein Stück weit herausgezogen. Die Kapillarkraft sucht die benetzte Oberfläche in der Kapillare zu verkleinern und zieht die Flüssigkeit um die Strecke h in die Höhe, bis Gleichgewicht zwischen der Kapillar- und der Schwerkraft eingetreten ist. Ist der Randwinkel gleich ϑ , so gilt die Gleichung

$$(4) \quad \gamma = \frac{r h \rho g}{2 \cos \vartheta}$$

Da r schwer genau zu bestimmen ist, führt man die Messung zweckmäßig als Relativbestimmung aus.

Weitere statische Verfahren sind:

4. die Wägung der Kraft, mit der eine Platte oder ein Ring von der Flüssigkeitsoberfläche abgerissen werden müssen,
 5. die Bestimmung des Gewichtes eines langsam sich bildenden Tropfens (s. Stalagmometer nach Traube) oder des Druckes einer Gasblase.
- In die dynamische Gruppe gehören:
6. die Untersuchung der Schwingungen eines frei fallenden Tropfens (s. Tropfen),
 7. die Untersuchung der Schwingungen eines Flüssigkeitsstrahls (s. Flüssigkeitsstrahl),
 8. die Untersuchung kleiner, mit einer Stimmgabel auf einer Flüssigkeitsoberfläche erzeugter Wellen (s. Kapillarwellen).

Die meisten der erwähnten Verfahren sind als Absolutmessungen sehr schwierig durchzuführen, besonders deshalb, weil alle Oberflächen peinlich sauber, freie Flüssigkeitsoberflächen immer frisch sein müssen. Daher werden die Verfahren meist zu Relativmessungen benützt.

Folgende Tabelle gibt die Zahlenwerte der Oberflächenspannung einiger Flüssigkeiten gegen den in der zweiten Spalte genannten Stoff. Dabei ist unter „Dampf“ der gesättigte Dampf der Versuchsflüssigkeit verstanden.

Flüssigkeit	gegen	Temperat.	Dyn/cm
Quecksilber	Dampf	20°	472
Wasser	Luft + Dampf	20°	72,53
Athylalkohol	Dampf	20°	22,03
Athyläther	Dampf	20°	16,49
Benzol	Luft	17,5°	29,16
Wasser	Benzol	20°	35,0
Wasser	Heptylsäure	20°	7,54
Quecksilber	Wasser	20°	375
Quecksilber	Athylalkohol	20°	364

Mit steigender Temperatur nimmt die Oberflächenspannung linear ab nach der Formel

$$(4) \quad \gamma_t = \gamma_0 (1 - a t)$$

a hat z. B. für Wasser den Wert 0,002.

Mit den Eigenschaften, die mit der molekularen Anziehung zusammenhängen, geht die Oberflächenspannung symbat, z. B. mit der van der-Waalschen a -Konstante, der Verdampfungswärme u. a. Entsprechend verläuft die Oberflächenspannung antibat zu den Eigenschaften, die bei lockerer Anordnung der Moleküle groß sind, z. B. der Kompressibilität, der Lösefähigkeit für fremde Stoffe.

Die ausgezeichnete Stellung der Oberfläche tritt bei Lösungen besonders deutlich in Erscheinung. Es zeigt sich, daß

1. die Konzentration des gelösten Stoffes an der Grenzfläche größer oder kleiner ist als im Innern der Flüssigkeit. Diese Erscheinung nennt man positive oder negative Adsorption. Die Nähe der Oberfläche enthält weniger gelösten Stoff, wenn die Oberflächenspannung der Lösung mit steigender Konzentration zunimmt, sie enthält mehr gelösten Stoff, wenn die Oberflächenspannung mit steigender Konzentration abnimmt.

2. Die an der Oberfläche vorhandenen Moleküle des gelösten Stoffes sind in irgend einer bestimmten Weise regelmäßig angeordnet.

Eine besonders mathematisch sehr interessante Erscheinung, die durch die Oberflächenspannung verursacht wird, ist die Bildung von „Minimalflächen“ durch Flüssigkeitslamellen, die in festen Rahmen ausgespannt sind. *S. Erk.*

Näheres s. H. Freundlich, Kapillarchemie. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1925. — A. Gemant, Kapillarität in Bd. VII des Handbuches der Physik, Berlin: Julius Springer. 1927.

Oberflächenwellen auf einer an Luft oder Vakuum grenzenden Flüssigkeit, sowie an der Trennungsoberfläche zweier Flüssigkeiten entstehen dadurch, daß an der freien Oberfläche ein bestimmter konstanter Druck herrscht und daher bei Störung der Druck an dem Nullniveau der ungestörten Oberfläche durch Kräfte verändert wird, welche die Oberfläche in ihre ungestörte Lage zurückzuführen streben; diese Kräfte sind Schwere und Kapillarität; sie setzen sich mit den Trägheitskräften, welche die Störung aufrecht zu erhalten streben, so ins Gleichgewicht, daß Schwingungen entstehen.

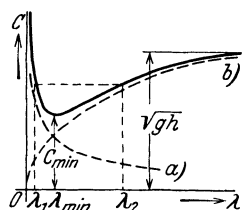
Die Berechnung der Oberflächenwellen erfolgt auf Grund der Theorie des Geschwindigkeitspotentials (s. d.), die bei einer solchen von festen Körpern und der Zähigkeit kaum beeinflussen Bewegung sehr gut anwendbar ist. Die Potentialgleichung ($\Delta \Phi = 0$) führt in Verbindung mit den Oberflächenbedingungen, wonach der Druck dort konstant und die Geschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche gleich der Geschwindigkeit dieser Oberfläche selbst ist, zu einer Art Schwingungsgleichung, die für jede Wellenlänge λ eine bestimmte Fortpflanzungsgeschwindigkeit c ergibt. Hierbei sind aber quadratische Glieder vernachlässigt; sonst lassen sich die Oberflächenbedingungen nicht so einfach erfüllen. Die Wellenamplitude muß klein gegen die Wellenlänge sein, wenn die Berechnung die Wirklichkeit wiedergeben soll. Wenn g die Schwerebeschleunigung, ρ die Dichte, h die Wassertiefe und T die Kapillarkonstante bedeuten, so gilt

$$c = \sqrt{\left(\frac{g \lambda}{2\pi} + \frac{T 2\pi}{\rho \lambda} \right) \frac{2\pi h}{\lambda}}$$

Dieser Ausdruck spricht, da c von λ abhängt, ein Dispersionsgesetz für die Phasengeschwindigkeit

aus. Diese ist natürlich nicht identisch mit der Teilchengeschwindigkeit; die Oberfläche ist wohl eine Stromlinie, aber nur die Einhüllende der Bahnlinien, welche die Teilchen beschreiben; diese Bahnlinien laufen ellipsenartig in sich selbst zurück, auch wenn die Wellenphase fortschreitet. Dies ist leicht an jedem schwimmenden Blatt zu beobachten.

Die wichtigsten Folgerungen aus dem Dispersionsgesetz sind folgende: Lange Wellen $\lambda \gg 2\pi \sqrt{\frac{T}{\rho g}}$ stehen nur unter Einfluß der Schwere (was ja physikalisch einleuchtend ist, da die Krümmung, welcher die Kapillarwirkung proportional geht, für lange Wellen sehr klein ist); sie schreiten um so schneller fort, je größer die Wellenlänge ist. Diese Gesetzmäßigkeit erklärt das „Ringwellen“-



Kapillar- u. Schwerewellen.
a) Kapillarität allein wirkend.
b) Schwere allein wirkend.

Denkt man sich nämlich die Störung in Fourierscher Weise in periodische Partialstörungen aufgelöst, so eilen die langwelligen rascher vom Entstehungsort fort, wie die kurzwelligen und man sieht ein Wellenbild, bei welchem von außen nach innen die Wellenlänge abnimmt.

Bei großer Tiefe ($\frac{2\pi h}{\lambda} = 1$) ist c prop. $\sqrt{\lambda}$, also von der Tiefe unabhängig; erst wenn die Tiefe von der Größenordnung der Wellenlänge wird, beeinflußt sie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und zwar wird bei kleinem $\frac{2\pi h}{\lambda}$ schließlich $c = \sqrt{gh}$.

Die ist die sog. Schwallgeschwindigkeit der Hydraulik, die allein maßgebend ist, solange die Strömung — wie immer in der Hydraulik — als einzelner Stromfaden angesehen werden kann; Hochwasser, sowie Ebbe und Flut gehorchen diesem einfachen Gesetz, bei welchem jede Dispersion entfällt. Hierher gehört auch die „Einzelwelle“ (s. d.). Mit einer kleineren Geschwindigkeit

als $c_{\min} = \sqrt{\frac{4Tg}{\rho}}$ kann sich keine Welle fortpflanzen; für Wasser ist $c_{\min} = 23,2$ cm/s, die dazu gehörige Wellenlänge $\lambda_m = 1,73$ cm. Bei noch kleineren Wellenlängen überwiegt die Kapillaritätswirkung; die Schwere tritt zurück; man bezeichnet daher diese kurzen Wellen als „Kapillarwellen“ oder „Riffeln“; sie sind an jeder Wasseroberfläche bei Wind leicht zu beobachten, auch ihr Verschwinden an fetten Oberflächen infolge Veränderung der Kapillarkonstanten.

Der Zusammenhang zwischen c und λ zeigt sich auch, wenn bei Anströmen eines Flusses gegen ein Hindernis oder bei der Bewegung eines Schiffes c zwangsläufig gegeben ist. Dann bilden sich nämlich zwei Wellen aus, eine Kapillar- und eine Schwerewelle, mit den beiden durch die Dispersionsgleichung zu c gehörigen Wellenlängen. Die lange Schwerewelle zieht hinter, die kurze Kapillarwelle vor dem Hindernis her; dieses Verhalten hängt mit der Gruppengeschwindigkeit (s. d.), d. i. der Fortschreitgeschwindigkeit der Energie zusammen. Die Gruppengeschwindigkeit ist nämlich

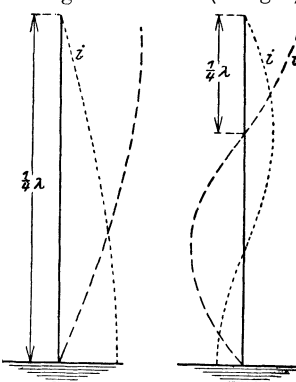
für Kapillarwellen größer, für Schwerewellen kleiner als die Phasengeschwindigkeit bzw. die Geschwindigkeit des Wellen erzeugenden Hindernisses. Auch das Wellengitter vor und hinter einem Schiff baut sich aus Wellen auf, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Komponente der Schiffsgeschwindigkeit nach ihrer Fortpflanzungsrichtung entspricht. Im übrigen s. dazu „Schiffswellen“.

Wellen, deren Amplitude mit der Wellenlänge vergleichbar wird und die ihre Gestalt nicht ändern, sind von Levi-Civita behandelt worden, nachdem man lange im Zweifel darüber war, ob solche möglich sind. Die lange bekannten „Gerstnerschen Wellen“ (s. d.) weisen zwar manches Ähnliche auf, sind aber keine wirbelfreien Bewegungen und daher physikalisch bedeutungslos. Hopf.

Oberflächenwiderstand 1. als Reibungswiderstand an Körperoberflächen s. Reibungswiderstand; 2. als Widerstand infolge Beeinflussung einer freien Flüssigkeitsoberfläche durch die Bewegung eines Körpers auf oder in Nähe dieser Trennfläche s. Schiffswiderstand (Wellenwiderstand). Eisner.

Oberschwingungen. Alle gradzahligen oder ungradzahligen Vielfachen der betreffenden Frequenz O . bei Antennen: alle Antennen haben außer der Eigenschwingung Oberschwingungen; am ausgesprochensten sind sie beim geraden Draht (s. Figur).

O. von Sendern.
a) Maschinensender. Alle Maschinensender haben eine ganze Reihe von Oberschwingungen, deren Amplitude meist geringer als $\frac{1}{10}$ – $\frac{1}{1000}$ % derjenigen der Grundschiwingung ist. Hervorgerufen sind sie zum Teil durch die Oberschwingungen, welche die Maschine selbst enthält und entweder durch rotierende Transformatoren (Gold-



Antennen-Oberschwingungen gerader Drähte.

schildt) oder durch statische Transformatoren in den Perioden erhöht werden, so daß in der Antenne dann meist 3–5 oder mehr Oberschwingungen zu finden sind oder durch große Sättigungen in irgendwelchen Eisenkernen des Systems. Durch einen einfachen, auf die Antenne abgestimmten Zwischenkreis werden hier die Oberschwingungen meist fast vollkommen von der Antenne abgeleitet. — Der Lichtbogen zeigt in derselben Art Oberschwingungen. Sie ergeben sich hier durch die eigentümlichen Spitzen in der Bogencharakteristik. Beim Röhrensender sind die Oberschwingungen bedingt durch den mehr oder weniger rechteckigen Verlauf des Anodenstromes, insbesondere bei fester Kopplung der Röhre mit dem Arbeitskreis. A. Meißner.

Obertiden sind Flutwellen, welche den Obertönen der Akustik analog sind. Sie gehören zu den sog. Nebengezeiten. A. Prey.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. Bd. II, S. 248.

Obertöne s. Klang.

Objektiv s. Himmelsfernrohr, Mikroskop.

Objektive Ablesung. Gaußsche Spiegelablesung (s. d.), bei der das Bild eines Lichtspaltes oder eines leuchtenden Fadens (z. B. Nernstlampe) auf einer Skala entworfen wird. Bei der Drehung des Spiegels bewegt sich das Bild auf der Skala. Besonders scharf wird die Ablesung, wenn man vor der Lichtquelle einen feinen Metallfaden anbringt, den man auf der Skala abbildet, so daß innerhalb der Lichtflecks ein feiner dunkler Strich entsteht, der als Marke dient. Die Skala kann transparent sein, um von der Rückseite beobachtet zu werden; die Einrichtung kann aber auch so getroffen werden, daß die Ablesung auf einer undurchsichtigen Skala erfolgt. Für die Länge des Lichtzeigers ist der Abstand der Skala von dem Spiegel maßgebend, während die Entfernung der Lichtquelle dafür nicht in Betracht kommt. Im übrigen gelten die gleichen Bemerkungen, wie bei der subjektiven Ablesung (s. d.).

W. Jaeger.

Objektive Photometrie s. Photometrie, objektive.

Objektive Töne s. Kombinationstöne.

Objektivprisma s. Spektralanalyse der Gestirne.

Oboe s. Zungeninstrumente.

Öffnungsblende s. Strahlenbegrenzung.

Öffnungsverhältnis, Öffnungswinkel s. Mikroskop.

Ökonomie, energetische und technische (nach Lumersch Bezeichnung), gleichbedeutend mit optischem Nutzeffekt und Lichtausbeute.

Ökonomieprinzip. Bei der Theorienbildung der Physik spielt der Begriff der Einfachheit eine große Rolle; so hat Kirchhoff die Aufgabe der Mechanik dahin formuliert, daß sie die Erscheinungen „vollständig und auf die einfachste Weise beschreiben“ soll. Ernst Mach hat den Gedanken dahin verschärft, daß ein Wahrheitsbegriff (s. Wahrheit) im eigentlichen Sinne für die Naturerkenntnis nicht existiere, sondern daß es ihr nur darum zu tun sei, ein möglichst ökonomisches System von Begriffen zu finden. Diesem Machschen Prinzip der Denkökonomie trat das von Avenarius aufgestellte Prinzip des kleinsten Kraftmaßes zur Seite; weiteren Zustrom fand dieses, der positivistischen Philosophie zuzurechnende Prinzip in der biologisch-philosophischen Entwicklungslinie, wie sie an den Darwinismus anknüpfte. Danach ist der begriffliche Denkapparat der Lebewesen ein aus der Anpassung an die Umwelt hervorgegangener Apparat, vergleichbar den übrigen biologischen Organen, und dieser Apparat hat sich von selbst so eingestellt, daß ihm als wahr erscheint, was zweckmäßig ist für die Beherrschung der Natur. — Die positivistische Umdeutung des Wahrheitsbegriffes ist schärfster Kritik begegnet, gerade auch von physikalischer Seite (Planck), und dürfte heute nicht mehr aufrecht zu halten sein.

Insbesondere hat die Kritik des Einfachheitsbegriffes ergeben, daß hierin zwei ganz verschiedene Begriffe durcheinanderlaufen, der der deskriptiven und der der induktiven Einfachheit; der letztere enthält ein Wahrscheinlichkeitsaxiom. Näheres bei Reichenbach, Handbuch der Physik, Springer Bd. IV, Z. 11.

Reichenbach.

Öleinspritzmaschine. Der flüssige Brennstoff wird entweder zugleich mit einem Luftquantum oder auch allein in den Verbrennungsraum eingeführt. Die Verbrennungstemperatur wird entweder durch starke Kompression der Luft (Dieselmaschine, s. Verbrennungskraftmaschine) oder durch besondere Zündvorrichtungen (Zündkammermaschine, Glühkopfmachine, s. d.) bewirkt.

Henning.

Ölkondensator s. Kondensator.

Ölpumpen. Zur Erzeugung eines Vakuums bis etwa 10^{-3} mm Hg dienen Saugpumpen, die durch Öl abgedichtet sind. Dabei wird die Tatsache benutzt, daß ein Gas stets den ihm zur Verfügung stehenden Raum ganz ausfüllt. Es wird daher der Rauminhalt eines Gefäßes oder Rezipienten künstlich vergrößert, indem man mit ihm eine Vorrichtung verbindet, die im einfachsten Fall aus einem durch einen Kolben verschlossenen Zylinder besteht. Wird der Kolben aus diesem herausgezogen, so breitet sich das Gas auch auf den Zylinder aus. Ist die äußerste Stellung des Kolbens erreicht, so gestattet ein besonderes Ventil oder Hahn ein Verschließen des Rezipienten und ein Herstellen der Verbindung des Zylinders mit der Außenluft. Beim Herunterdrücken des Kolbens wird die im Zylinder abgetrennte Gasmenge herausgedrückt. Ist der Kolben in seine Ausgangsstellung zurückgekehrt, so wird das Ventil wieder umgeschaltet, und der Pumpakt kann von neuem beginnen. Mit jedem Hin- und Hergang ist durch das fortgesetzte Vergrößern des Raumes und die Beseitigung der abgetrennten Gasmenge im Rezipienten ein Vakuum erzeugt. Eine untere Grenze ist durch das undichte Abschließen des Kolbens sowohl, wie durch die Räume im Ventil bedingt. Der nachteilige Einfluß dieser sog. schädlichen Räume auf das Vakuum wird bei Ölpumpen durch das Abdichten mit Öl herabgesetzt. Um das noch wirksamer zu gestalten, wird häufig die Druckdifferenz unterteilt, indem ein zweiter Kolben dem ersten vorarbeitet. Die Pumpe arbeitet dann mit einem Vorvakuum. Wegen der Mannigfaltigkeit der Modelle ist eine Einzelbeschreibung nicht möglich. Es seien hier die Gerikluftpumpe (Ztschr. f. Unterr. 14, 285, 1901) und die Ölluftpumpe nach Gaede (s. Goetz, Phys. u. Techn. d. Hochvakuum, S. 48ff, 1926) genannt.

H. Ebert.

Ölschalter s. Schalter.

Ölvalgeschosse s. Geschosse.

Ohm (Absolutes und Internationales). Praktische Einheit des elektrischen Widerstandes im elektromagnetischen Maßsystem (vgl. Praktische elektrische Einheiten). Prinzipiell hat man zu unterscheiden: das Absolute Ohm, welches gleich 10^9 CGS-Einheiten ist und das Internationale Ohm, das durch die Quecksilbereinheit empirisch definiert wird (vgl. Internationale elektrische Einheiten). Nach den zur Zeit vorliegenden Messungen hat man zu setzen: 1 Internationales Ohm = 1,0005 Absolute Ohm. Die elektrostatische Widerstandseinheit im CGS-System ist rund gleich $9 \cdot 10^{11}$ Ohm.

W. Jaeger.

Ohm, legales. Auf dem Pariser Elekrikerkongreß 1884 wurde als Einheit des elektrischen Widerstandes das legale Ohm angenommen und gleich 1,06 Siemens-Einheiten festgesetzt, während das jetzt gebräuchliche internationale Ohm gleich 1,063 Siemens-Einheit ist.

W. Jaeger.

Ohmmeter. Die Ohmmeter dienen zur direkten Messung des Widerstandes ohne Brücke mittels Zeigerablesung. In einfacher Weise kann hierzu ein Drehspulinstrument (Präzisionsamperemeter) benutzt werden, dessen Skala direkt den Widerstand angibt. Mittels eines beigegebenen Normalwiderstandes wird durch einen Regulierwiderstand der Zeiger auf eine bestimmte Marke eingestellt. Von der Stromquelle unabhängig sind Instrumente,

bei denen eine Differentialmethode in Anwendung kommt. Z. B. besitzt ein Ohmmeter von Hartmann & Braun zwei gekreuzte Spulen in einem inhomogenen Magnetfeld, von denen die eine drehbar aufgehängt ist. Die Art der Stromverzweigung ist derjenigen bei einem Differentialgalvanometer ähnlich. Der Drehungswinkel ist infolge der Inhomogenität des Feldes eine Funktion des Feldstärkeverhältnisses beider Spulen. Einem bestimmten Widerstandsverhältnis zwischen einem eingebauten Widerstand und dem zu messenden entspricht ein bestimmter Drehungswinkel, so daß der Widerstand direkt abgelesen werden kann.

W. Jaeger.

Näheres s. Handbücher der Elektrotechnik.

Ohmnormale s. Quecksilbernormale des Widerstandes.

Ohmsches Gesetz. Das Ohmsche Gesetz, in seiner eigentlichen Form nur für stationäre Ströme gültig, wurde von Georg Simon Ohm (1787 bis 1854), ord. Prof. in München, in seiner 1827 erschienenen Schrift: „Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet“ veröffentlicht. Das für die ganze Elektrizitätslehre fundamentale Gesetz sagt aus, daß die in einem Leiterstück fließende Stromstärke proportional der zwischen den Enden des Leiterstücks wirkenden elektromotorischen Kraft ist. Nach diesem Gesetz ist also der Quotient aus der elektromotorischen Kraft (V) und der Stromstärke (J) von der elektromotorischen Kraft oder der Spannung unabhängig. Dieser Quotient wird als Widerstand (R) des Leiters bezeichnet.

Dann ist also $R = \frac{V}{J}$ die eine Form des Ohmschen Gesetzes. Das Gesetz kann demnach, je nach der gesuchten Größe, in drei Formen geschrieben werden. Wählt man als Einheit der Potentialdifferenz 1 Volt, als Einheit der Stromstärke 1 Ampere, so ergibt sich als Einheit des Widerstandes 1 Ohm (Ω).

Statt des Widerstandes wird vielfach der reziproke Wert, der sog. Leitwert (L), eingeführt. Die Einheit des Leitwertes heißt 1 Siemens. Das Ohmsche Gesetz nimmt dann die Form an

$$L = \frac{J}{V}$$

Infolge der rein formalen Ähnlichkeit von Gesetzmäßigkeiten bei anderen physikalischen Erscheinungen spricht man von Ohmschen Gesetzen der Akustik, des Magnetismus u. a.

Für die Anwendung des Ohmschen Gesetzes ist folgendes zu beachten:

Das Ohmsche Gesetz gilt für stationäre Ströme, die zu ihrer Entstehung einer Spannungsquelle bedürfen; diese wird im allgemeinen über einen oder eine Anordnung von mehreren Widerständen zu einem Stromkreis geschlossen sein. Der an jeder Stelle des Stromkreises gleich große Strom hat also nicht nur die Verbrauchswiderstände oder den äußeren Widerstand R_A , sondern auch den Widerstand der Spannungsquelle (Batterie, Dynamomaschine), den inneren Widerstand R_J zu überwinden. Für die Betrachtung eines ganzen Gleichstromkreises nimmt das Ohmsche Gesetz daher die Form an

$$R_A + R_J = \frac{V}{J},$$

wobei der äußere oder der innere Widerstand überwiegen kann. Besonders wichtig wird die Berücksichtigung

des inneren Widerstandes, wenn eine Reihe von hintereinander oder parallelgeschalteten Spannungsquellen im Kreise liegt, so daß gilt $R_A + R_J = \frac{\sum V}{J}$. Je nach dem Überwiegen des äußeren oder inneren Widerstandes muß man dann Parallel- oder Hintereinanderschaltung der Spannungsquellen wählen.

Was die theoretische Frage des Ohmschen Gesetzes betrifft, so kann man zeigen, daß es sich als Folge des Energieprinzips ergibt für den speziellen Fall, daß man nicht die chemische, sondern die dynamische Elektrizitätserzeugung betrachtet, bei der die aufgewandte Arbeit dem Produkt aus Spannung und Strom proportional ist, während andererseits die in dem Schließungskreis erzeugte Wärmeenergie proportional dem Widerstand und dem Quadrat der Stromstärke ist, so daß sich unter Berücksichtigung des Wärmeäquivalents: $V \cdot J = R \cdot J^2$, mit anderen Worten, das Ohmsche Gesetz ergibt. Die experimentelle Ausführung dieser Beziehung führt zu einem ausgezeichneten Wert des mechanischen Wärmeäquivalents, so daß daraus gleichzeitig eine experimentelle Bestätigung des Ohmschen Gesetzes folgt.

Die zahlreichen experimentellen Prüfungen des Ohmschen Gesetzes führten im allgemeinen zu der Ansicht, daß das Gesetz bei rein metallischen Leitern und Elektrolyten schwacher Leitfähigkeit erfüllt ist. Die Anomalien, z. B. bei ganz dünnen Metallschichten bedürfen noch der genügenden Aufklärung. Bei allen derartigen Messungen ist es schwierig, sich von Sekundäreffekten, z. B. Stromerwärmung des Widerstandes u. a., frei zu halten.

Wegen der großen formalen Bequemlichkeit hat man das Ohmsche Gesetz auch für Wechselströme als sog. erweitertes Ohmsches Gesetz beibehalten, indem man einfach den Widerstand eines Wechselstromkreises mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes definiert. Dabei ist der Wechselstromwiderstand eine komplexe Größe, die sich aus dem eigentlichen Ohmschen oder Gleichstromwiderstand, dem induktiven und kapazitiven Widerstand zusammensetzt. Das erweiterte Ohmsche Gesetz gilt aber nur für Sinusstrom, bei dem zweckmäßig nach der symbolischen Methode gerechnet wird. Der Gesamtwiderstand, der sog. Widerstandsoperator \mathfrak{R} , setzt sich dann zusammen aus dem „Wirksamen Widerstand“ (R') und dem Blindwiderstand (B), der kapazitiv, induktiv oder beides sein kann. Dann ist der Widerstandsoperator durch die komplexe Gleichung $\mathfrak{R} = R' + jB$ gegeben, wo $j = \sqrt{-1}$ ist. Der „Scheinwiderstand“ $S = \sqrt{(R')^2 + B^2}$ definiert die effektive Spannung $V = J \cdot S$, wo J der effektive Strom ist, ganz analog dem Ohmschen Gesetz für stationäre Ströme.

R. Jaeger.

Ohmsches Gesetz der Akustik. Es besagt, daß das menschliche Ohr nur eine spezielle Art von Luftschwingungen, nämlich sinusförmige, als einfache Töne empfindet, und jede andere periodische Luftbewegung in eine Reihe pendelförmiger Schwingungen zerlegt, deren jede bei genügender Stärke die Empfindung eines Tones hervorruft (s. Ton und Klang). Den Beweis für die Richtigkeit des Ohmschen Gesetzes gab Helmholtz, so daß es oft auch als Ohm-Helmholtzsches Gesetz bezeichnet wird. Es ist eines der Grundgesetze der

physiologischen Akustik. Mathematisch liegt ihm zugrunde der Fouriersche Satz, physikalisch die Analyse von Klängen durch Resonanz und physiologisch die Annahme, daß das Ohr einen Resonatorenapparat (s. Resonanztheorie des Hörens) enthält.

Vielfach wird das Ohmsche Gesetz in der Form ausgesprochen, daß das Ohr überhaupt nur sinusförmige Schwingungen als Töne empfindet; das ist eine unerlaubte Erweiterung. Das Gesetz besagt nur, daß eine Luftschwingung sinusförmig sein muß, damit sie weiter nichts als die Empfindung eines einfachen Tones veranlaßt. Vom Standpunkte der Resonanztheorie würde man vermuten, daß auch dann eine einfache Tonempfindung zustande kommen kann, wenn ein Ohrresonator eine nicht sinusförmige Schwingung ausführt.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Die Resonanztheorie des Hörens. Braunschweig 1912.

Ohr. Man unterscheidet drei Teile des Ohres, das äußere, mittlere (Trommel- oder Paukenhöhle) und das Innenohr (Labyrinth). Das äußere Ohr besteht aus der Ohrmuschel und dem Gehörgang, der in der Mitte am engsten ist und gegen das Mittelohr durch das Trommelfell abgeschlossen wird. Der Eigentön des Gehörganges liegt in der Gegend von c_4 (2048 Schwingungen) bis c_3 , bei manchen Personen auch etwas tiefer.

Das Trommelfell ist eine ungefähr kreisförmige, nach innen trichterförmig eingezogene Membran, die in einem knöchernen Ringe ziem-

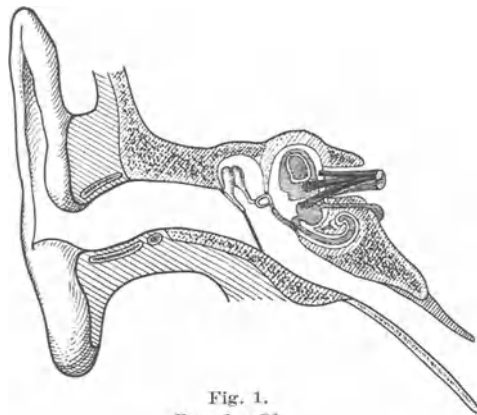


Fig. 1.
Bau des Ohrs.

lich schlaff ausgespannt ist. Über die Eigentöne des Trommelfelles ist noch nichts Sicheres bekannt. Im allgemeinen neigt man zu der Ansicht, daß überhaupt nur ein ausgeprägter Eigentön da ist und daß dieser sehr tief liegt, etwa in der Gegend von 20 Schwingungen pro Sekunde. Versuche von W. Köhler am Trommelfell des lebenden Menschen haben gezeigt, daß dasselbe beim Erklängen eines Tones plötzlich gespannt wird; jedoch scheint nach den bisherigen Versuchen der Grad der Spannung nur von der Stärke des Tones abzuhängen. Der vertikale Durchmesser des Trommelfelles beträgt etwa 9—10 mm, der horizontale etwa 7,5 bis 9 mm.

Innerhalb der Paukenhöhle befindet sich die Gehörknöchelchenkette, welche die Verbindung zwischen dem Trommelfell und dem zum Labyrinth führenden ovalen Fenster herstellt. Von den drei Knöchelchen haftet der Hammer mit dem Stiel am Trommelfell, der Steigbügel steckt mit seiner Fußplatte in dem ovalen Fenster und der Amboß verbindet Hammer und Steig-

bügel. Die Fußplatte des Steigbügels füllt das ovale Fenster nicht völlig aus, sondern es bleibt noch ein schmaler, ungefähr ringförmiger Spalt übrig, der durch die Fasern eines Bandes verschlossen ist. Hammer und Amboß sollen durch ein Sperrgelenk derart miteinander verbunden sein, daß die Steigbügelplatte in dem sie umgebenden ringförmigen Bande einer Einwärtsbewegung des Trommelfelles vollkommen folgt, einer Auswärtsbewegung aber nicht. Manche Forscher bezweifeln freilich die Richtigkeit dieser Angabe. Der ganze Paukenhöhlenapparat hat nach Helmholtz die mechanische Aufgabe, die Luftbewegungen von verhältnismäßig großer Amplitude, aber geringer Kraft, welche auf das Trommelfell treffen, in Bewegungen von kleinerer Amplitude, aber größerer Kraft umzuwandeln, weil sonst die verhältnismäßig große Masse des Labyrinthwassers nicht zu genügend starkem Mitschwingen gebracht werden könnte. Die Exkursionen der Steigbügelplatte sollen nicht mehr als etwa $\frac{1}{10}$ mm betragen. Die Paukenhöhle kommuniziert durch die im Mittel etwa 3,5 cm lange Ohrtrumpete (Tuba Eustachii) mit dem Nasenrachenraum. Die im allgemeinen mittels einer sehnigen Membran verschlossene Ohrtrumpete wird bei der Ausführung von Schlingbewegungen geöffnet, wodurch etwaige Luftdruckunterschiede zwischen Außenraum und Mittelohr ausgeglichen werden. Die Frage der Leitung des Schalles im Ohr ist 1923 von Otto Frank (Bayer. Akad.-Ber.) zum erstenmal in physikalisch befriedigender Weise angefaßt und weitgehend gefördert worden. Frank und Broemser haben am Leichenohr für den gesamten schalleitenden Apparat eine Eigenperiode von etwa 1200 Schwingungen pro Sekunde gefunden.

Die Labyrinthhöhle wird in den Vorhof, die drei Bogengänge und die Schnecke eingeteilt. Auf letztere, die akustisch der wichtigste Teil ist, entfallen etwa $\frac{3}{5}$ des Gesamtvolumens. Die Schnecke ist ein schräg nach vorn und unten gehender, in etwa $2\frac{3}{4}$ Windungen spiralförmig gewundener Kanal, an dessen Anfang das nach der Paukenhöhle schauende, mit einer Membran verschlossene runde Fenster liegt, dicht neben dem ovalen Fenster. Der Durchmesser beträgt an der Basis etwa 9, an der Kuppel etwa 1,8 mm. Der Schneckenkanal ist in seiner ganzen Längsausdehnung durch eine quer hindurchgehende, teils knöcherne, teils häutige Scheidewand in zwei fast völlig voneinander getrennte Gänge geteilt, die nur an der Spitze der Schnecke durch eine kleine Öffnung (Helicotrema) miteinander in Verbindung

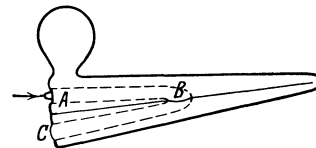


Fig. 2. Schematische Darstellung der Schnecke. (Bei A liegt der Steigbügel, bei C die Membran des runden Fensters. Zu einer bei B mitschwingenden Querzone der Basilarmembran gehört die Flüssigkeitsdoppelsäule ABC.)

stehen. Der eine der beiden Gänge, die sog. Vorhofstreppe (Scala vestibuli) kommuniziert direkt mit dem Vorhofe, in dessen Wand die Steigbügelplatte sitzt, während der andere (Scala tympani) durch die häutige Scheidewand von ihm abgesperrt

ist und in das runde Fenster ausmündet, durch dessen Membran er von der Paukenhöhle getrennt ist. Bei einer Einwärtsbewegung des Trommelfelles und damit der Steigbügelplatte muß sich also die Membran des runden Fensters nach außen wölben, was auch durch direkte Beobachtung bestätigt worden ist. Der häutige Teil der Scheidewand besteht aus zwei Lamellen, der Membrana basilaris und der Membrana vestibuli, die schräg gegeneinander geneigt sind. Die Befestigungslinien beider Membranen an der Innenseite der äußeren Schneckenwand sind durch eine dritte Membran, die der Schneckenwand dicht anliegt, miteinander verbunden. So bilden die drei Membranen zusammen einen im Querschnitt ungefähr dreiseitigen, spiralförmig gewundenen Kanal, den häutigen Schneckenkanal. Der Basilar-membran ist aufgelagert das Cortische Organ, ein sehr kompliziertes Gebilde, in dem sich die Endausbreitungen des einen Teiles des als Nervus acusticus bezeichneten achten Gehirnnervs befinden. Oben am Cortischen Organ liegen die mit feinen Härchen versehenen Hörzellen. Den Härchen gegenüber, ungefähr parallel der Basilar-membran, liegt die ungefähr 0,20—0,23 mm breite Cortische Membran. Eine Nervenreizung soll zustande kommen, wenn die Härchen der Hörzellen gegen diese Membran stoßen.

Die Basilar-membran ist von Helmholtz als ein Resonatorenapparat, d. h. als ein System von verschiedenen abgestimmten Resonatoren angesprochen worden. Sie ist eine ziemlich straff gespannte elastische Membran, die aus vielen nur lose zusammenhängenden Radialfasern besteht, so daß ihre Festigkeit in der Längsrichtung nur eine sehr geringe ist, während sie in radialer Richtung einen ziemlich hohen Grad von Festigkeit besitzt. Ihre Länge beträgt etwa 33,5 mm; ihre Breite am Anfang (am ovalen Fenster) etwa 0,04 mm und am Ende (in der Kuppel der Schnecke) etwa 0,5 mm. Die Zahl der Radialfasern ist von Hensen zu etwa 13000 und von Retzius zu etwa 24000 angegeben worden.

Die Schwingungen des Trommelfelles werden durch Vermittlung der Gehörknöchelchenkette und letzten Endes der Steigbügelplatte auf die Labyrinthflüssigkeit übertragen. Die Flüssigkeit in dem Vorhofe bzw. den Bogengängen kann den Schallschwingungen nur teilweise bzw. gar nicht folgen. Bei einer Einwärtsbewegung der Steigbügelplatte wird die Flüssigkeit zu der nachgiebigen Membran des runden Fensters gedrängt, da sie nur hier ausweichen kann. Sie kann entweder durch das Helicotrema von der Scala vestibuli nach der Scala tympani zum runden Fenster hin gedrängt werden, oder aber die Druckfortpflanzung geschieht in der Weise, daß die membranöse Scheidewand der Schnecke dem Druck der Flüssigkeit nachgibt. Allem Anschein nach erfolgt der Druckausgleich fast ausschließlich auf diesem letzten Wege, und das Helicotrema wäre dann nur eine Schutzvorrichtung für die Basilar-membran, indem bei übermäßig starken Schwingungen die Flüssigkeit durch dasselbe abfließen kann und damit zu starke Druckwirkungen auf die Basilar-membran verhindert werden. Diejenigen Fasern der Basilar-membran, deren Eigenperioden mit der Periode der erregenden Schwingung ungefähr übereinstimmen, sollen jetzt zu besonders starkem Mitschwingen kommen, so daß die Härchen der zu ihnen gehörenden Hörzellen

die Cortische Membran berühren und damit die Nervenreizung bewirken.

S. Resonanztheorie des Hörens, Akkomodation des Trommelfells.

Außer auf dem normalen Wege durch Trommelfell und Gehörknöchelchenkette kann der Schall auch durch sog. Knochenleitung zum inneren Ohre gelangen.

E. Waetzmann.

Näheres s. K. L. Schaefer, Der Gehörsinn. In Nagels Handbuch der Physiologie des Menschen. 3. Bd. Braunschweig 1905.

Okklusion der Emanation s. Emanierungsvermögen.

Okklusion (meteorologisch) s. Polarfront.

Okklusion von Gasen. Bezeichnung für die Adsorption von Gasen an der Oberfläche fester Körper. Die Gase werden an der Oberfläche verdichtet (am meisten diejenigen, die am leichtesten in Wasser löslich sind) und bilden eine fest haftende Gashaut darauf. Am stärksten adsorbieren poröse Stoffe, da durch die Poren die Oberfläche im Verhältnis zum Rauminhalt sehr groß wird. Jedoch ist Porosität nicht notwendig, um eine Adsorption herbeizuführen.

v. Staal.

Oktave s. Intervall.

Oktavieren s. Pfeifen.

Okular. Das Objektiv eines Fernrohrs oder Mikroskops entwirft ein auffangbares Bild (Zwischenbild) des Gegenstandes, das durch eine zweite Linsen- oder Flächenfolge (das Okular) beobachtet wird. Bei einem rechtsichtigen Auge soll das Zwischenbild in der vorderen Brennebene des Okulars entworfen werden, so daß das Auge nicht akkomodiert. Wenn das Instrument verdeutlichend wirken soll, muß der Gesichtswinkel auf der Okularseite größer sein als auf der Objektivseite, und es kommt deshalb für das Okular nicht so sehr auf die Hebung der optischen Fehler in der Achse, als auf die Hebung des Astigmatismus (unter Umständen auch der Bildfeldwölbung, Verzeichnung, Koma) und der Farbenabweichung in der Vergrößerung an. Doch geben bei Mikroskopen die starken Achromate und die Apochromate die stärkere Vergrößerung für blaues als für rotes Licht; hier müssen die Okulare also so angefertigt werden, daß sie für sich den entgegengesetzten Fehler haben (Kompensationsokulare).

Wollte man als Okular eine gewöhnliche Lupe verwenden, so würde das von Punkten außer der Achse durch das Objektiv kommende Licht, namentlich bei längerer Brennweite des Okulars (für schwächere Okulare, geringere Vergrößerung) nicht hineinfallen (s. Zeichnung), falls nicht die Lupe einen sehr großen Durchmesser hätte; man ist deshalb genötigt, mehrere Linsen, meist mit großem Abstand hintereinander zu schalten. Die erste (Feldlinse oder Kollektiv) steht in der Nähe der Bildebene und bildet das Zwischenbild in nahezu gleicher Größe ab, gleichzeitig aber erzeugt sie ein Bild der Objektivöffnung in der Nähe der zweiten Linse (Augenlinse), so daß auch die von seitlichen Punkten des Gegenstands kommenden Strahlen die letztgenannte, die als Lupe wirkt, treffen.

Hauptsächlich sind drei Formen von Okularen üblich.

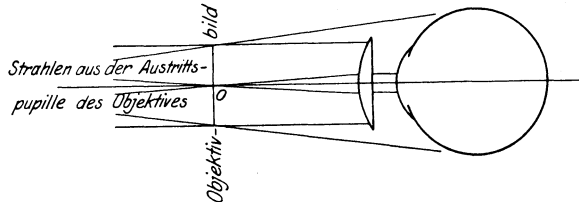
1. Ramsdensche Form. Die Feldlinse steht nahe hinter der Bildebene (beim Fernrohr der hintern Brennebene) des Objektivs, mit der die vordere Brennebene des Okulars zusammenfällt.

Die Feldlinse steht ferner nahezu im vorderen Brennpunkt der Augenlinse; diese hat etwa dieselbe Brennweite, die das Okular haben soll. Nennt man die hinteren Brennweiten der beiden Linsen f_1' und f_2' , so ist die im Artikel „Gaußsche Abbildung“ Δ genannte Strecke (nahezu) $= f_1'$, und die Formel VIII gibt die Gesamtbrennweite zu f_2' . Diese Zusammenstellung kann auf zwei Arten den Farbenfehler heben:

a) wenn die Feldlinse dieselbe Brennweite hat wie die Augenlinse (Ramsden),

b) wenn die Augenlinse achromatisch ist (Kellner).

2. Huygensche Form. Die Feldlinse steht etwas vor der Bildebene, so, daß das vom Objektiv entworfene Zwischenbild nicht wirklich zustande kommt, sondern ein verkleinertes Bild näher an der Feldlinse; dieses wird durch die Augenlinse beobachtet, und dadurch der scheinbare Sehwinkel vergrößert. Eine Hebung des Farbenfehlers kann man mit zwei Linsen aus der nämlichen Glasart



Übersichtsbild für die Beschränkung des Gesichtsfeldes, die bei der Benutzung einer einfachen Lupe als Okular auftreten würde. (Nach M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. Aus Natur und Geisteswelt 88. 3. Aufl. 1918, 57, Fig. 35.)

erzielen, wenn man bestimmte Verhältnisse zwischen der Brennweite der Augenlinse, dem Abstand beider Linsen und der Brennweite der Feldlinse auswählt, z. B. das von Huygens angegebene Verhältnis 1:2:3 oder das heute üblichere 2:3:4. Die schwächeren Kompensationsokulare haben die Huygenssche Form, doch besteht die Augenlinse aus zwei miteinander verkitteten Linsen verschiedener Glasart.

3. Mittenzweyische Form. Eine dreifach verkittete Linse, hinter ihr ohne größeren Abstand eine Augenlinse. Bei Mittenzwey besteht die verkittete Linse aus zwei Flintteilen und einem Kronteile, bei den orthoskopischen Okularen aus zwei Kronteilen und einem Flintteile. Diese Form dient hauptsächlich für Okulare von kürzerer Brennweite, namentlich für die stärkeren Kompensationsokulare.

Bei der ersten und dritten Form kann man in die Brennebene einen Maßstab bringen, durch den man die lineare Größe des Bildes und bei Kenntnis der Brennweite oder Vergrößerung des Objektivs die Winkelgröße oder die lineare Größe des Gegenstandes bestimmen kann. Beim Huygensschen Okular muß die Vorrichtung dort angebracht werden, wo das Kollektiv das verkleinerte Bild entwirft.

Die besprochenen Okulare geben scheinbare Gesichtsfelder bis etwa 40° mit genügender Hebung des Astigmatismus und der übrigen Fehler. Neuere Formen (namentlich von H. Erfle angegeben) gestatten bis 70° , sie bestehen aus fünf und mehr Linsen.

Da das vom Objektiv entworfene Bild im allgemeinen umgekehrt ist, bieten die hier behandelten Okulare auf dem Kopf stehende Bilder. Über

bildaufrichtende Okulare vgl. die Artikel „Erdferrohr“ und „Umkehrprismensystem“, auch den Artikel „Holländisches Fernrohr“. Mehrfache Angaben über Okulare findet man bei Czapski-Eppenstein. Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth, 1924. S. 574—585. H. Boegehold.

Okularmikrometer s. Längenmessungen.

Okularrevolver s. Erdferrohr.

Okularspektroskop s. Spektralanalyse der Gestirne.

Onograph s. Kurvenaufnahme.

Opalglas, „durchscheinende Substanz“ (s. d.), Material für Lampenglocken zum Schutze gegen Blendung s. Leitsätze, IV.

Opazität. Der reziproke Wert $0 = \frac{1}{D}$ für die

Durchlässigkeit (Transparenz). Vgl. Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen.

Opdalit s. Lithosphäre.

Ophthalmometer sind Instrumente, die zur Ausmessung von Spiegelbildern auf den spiegelnden sphärischen Flächen des Auges (Hornhaut, Linsenflächen) zwecks nachträglicher Berechnung ihres Krümmungsradius konstruiert worden sind, ebensowohl aber auch zur Messung anderer Objekte und Bilder verwendet werden können. Diese Instrumente bedürfen einerseits eines optischen Verdopplungsmechanismus, durch den zwei optische Bilder des zu messenden Gegenstandes erzeugt werden, andererseits eines Kollimationsmechanismus, durch den der gegenseitige Abstand dieser Doppelbilder zum Zwecke der Größenbestimmung in passender Weise verändert werden kann.

1. Im Helmholtz'schen Ophthalmometer, dessen Prinzip wesentlich dasselbe ist wie bei dem unter dem Namen Heliometer bekannten astronomischen Instrumente, sind die beiden Mechanismen in einen vereinigt, indem vor das Objektiv eines Fernrohres zwei ganz gleichartige planparallele Glasplatten derart um eine gemeinsame Achse beweglich angeordnet sind, daß sie je eine Hälfte der Objektivöffnung verdecken und man das zu messende Spiegelbild (z. B. einer durch ihre Endpunkte markierten frontalparallelen Strecke, deren Entfernung vom Scheitel der spiegelnden Fläche bekannt ist) durch jede der beiden Glasplatten sieht. Werden die zur optischen Achse des Fernrohres zunächst senkrecht gestellten Glasplatten in eine gleichgroße, aber gegensinnige Winkelstellung zu dieser gebracht, so erfahren die den beiden Glasplatten zugehörigen „Halbbilder“ infolge der schrägen Lichtinzidenz eine Scheinverschiebung in umgekehrter Richtung, so daß sie nun nicht mehr miteinander koinzidieren. Zum Zwecke der Messung wird diejenige Winkelstellung der Glasplatten aufgesucht, bei welcher die nach innen zu gelegenen Grenzpunkte der Halbbilder gerade aufeinander fallen, die Halbbilder also gerade um den Betrag einer Bildbreite gegeneinander verschoben erscheinen. Aus der hierzu erforderlichen Winkeldrehung kann an Hand der elementaren Brechungsgesetze, wenn der Brechungsindex des Glases und die Plattendicke bekannt sind, die Größe des Spiegelbildes berechnet werden. Die Berechnung des Krümmungsradius aus der Größe des Spiegelbildes gestaltet sich, falls

letzteres verhältnismäßig klein ist gegenüber ersterem, sehr einfach, da die Größe des gespiegelten Objektes zu seiner Entfernung vom Auge sich dann verhält wie die Größe des Spiegelbildes zum halben Radius (v. Helmholtz). Für relativ große Spiegelbilder verhältnismäßig naher Objekte hat man zu berücksichtigen, daß dann das Spiegelbild nicht um den Betrag des halben Krümmungsradius hinter der spiegelnden Fläche liegt.

2. Im Ophthalmometer von Javal wird (nach dem Vorgange von Coccius) eine unveränderliche Verdopplung des zu messenden Spiegelbildes vermittels eines Wollastonschen Prismas benutzt und die Kollimation zum Zwecke der Messung durch Variation der Lage der Spiegelbilder durch Verschiebung der am Apparat selbst angebrachten leuchtenden Objekte erzielt. Als solche dienen zwei rechteckige weiße Scheiben, die verschieblich an einem Bogen angebracht sind, dessen Krümmungsmittelpunkt in dem beobachteten Auge liegt. Zur Messung des Krümmungsradius der spiegelnden Fläche wird den Objekten eine solche Lage gegeben, daß die inneren Doppelbilder sich gerade linear berühren. Das bei der Ablesung an der Skala erhaltene Maß ist ein Dioptrienwert D , welcher

durch die Gleichung $D = 1000 \frac{n-1}{\rho}$ bestimmt

wird, in welcher ρ den in Millimeter gemessenen Krümmungsradius darstellt und $n = 1,3375$ ist. Für die absolute Größe der Krümmungsradien liefert der Javalsche Apparat aus konstruktiven Gründen (Gullstrand) keine so exakten Werte wie der Helmholtzsche, dafür ist er zum Nachweis des Hornhautastigmatismus besonders geeignet, da der die leuchtenden Scheiben tragende Bogen um die Achse des Beobachtungsfernrohres drehbar ist und man das Gültigbleiben der für einen Hornhautmeridian gefundenen Objekteinstellung in rascher Folge an beliebigen anderen Meridianen prüfen kann. Für diese Art der Verwendung wird einer der Objektscheiben die Form einer Treppe gegeben, an deren Stufen etwaige Krümmungsabweichungen unmittelbar nach ihrem Dioptrienwert abgelesen werden können.

Dittler.

Näheres s. Tigerstedt, Handbuch d. physiol. Meth., 3. Bd. 149. 1911.

Ophthalmotrop. Unter dieser Bezeichnung wird ein von Ruete konstruiertes, von Knapp auf etwas einfachere Form gebrachtes stark vergrößertes Modell der beiden Augen und ihres muskulären Apparates verstanden, das den Zweck hat, die Wirkung der einzelnen Augenmuskeln (s. d.) und ihre Beteiligung bei bestimmten Augenbewegungen in anschaulicher Weise zur Darstellung zu bringen. Die beiden künstlichen Augäpfel sind um beliebig einstellbare Achsen um ihren Mittelpunkt drehbar angebracht, so daß mit ihnen jede am Auge vorkommende Bewegung nachgeahmt werden kann. Die Blicklinie, der Äquator sowie der vertikale und der horizontale Meridian sind besonders kenntlich gemacht und die Muskeln durch starke seidene Fäden von verschiedener Farbe dargestellt, die an denjenigen Stellen des künstlichen Augapfels befestigt sind, an denen die sechs Augenmuskeln am Bulbus ansetzen. Durch passend angebrachte Rollen und Ösen sind diese Fäden des weiteren so geführt, daß ihr Verlauf jenem der wirklichen Augenmuskeln voll entspricht. Die Fäden werden durch kleine Gewichte gespannt gehalten, die an ihrem freien Ende derart befestigt sind, daß sie

bei Primärstellung der Augen alle in genau gleicher Höhe stehen. Werden mit einem oder beiden Augäpfeln Bewegungen um bestimmte Achsen ausgeführt, so ist an der Bewegung der Gewichte ohne weiteres zu erkennen, welche Muskeln aktiv dabei beteiligt sind: ihre Gewichte gehen nach unten. Zugleich ist zu ersehen, daß die antagonistisch wirkenden Muskeln, die sich zuvor in einem Zustand mittlerer Spannung befanden, entsprechend an Tonus verlieren müssen: ihre Gewichte werden gehoben. Die relative Größe der Gewichtsbewegungen gibt unmittelbar ein Maß für das Verhältnis, in welchem die einzelnen Muskeln bei der Augenbewegung im positiven oder negativen Sinne beansprucht werden. Andere Formen des Ophthalmotrops, die mit Rücksicht auf eine besondere Problemstellung in Einzelheiten von dem Rueteschen Modell abweichen, sind in der Folge mehrfach konstruiert worden.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik, III. Aufl., Bd. 3, 1910.

Opposition eines Gestirnes ist die Konstellation, wo seine Länge um 180° von der Sonnenlänge verschieden ist.

Böttlinger.

Optik bewegter Körper. Alle astronomischen Erfahrungen zeigen uns, daß das von den Gestirnen ausgehende Licht sich relativ zu dem Inertialsystem, auf das wir bei Anwendung der Newtonschen Mechanik die Bewegungen der Himmelskörper beziehen, nach allen Seiten durch den leeren Raum mit einer bestimmten gleichen Geschwindigkeit c ausbreitet, ganz unabhängig davon, mit welcher Geschwindigkeit sich das aussendende Gestirn im Momente der Aussendung relativ zu diesem Inertialsystem bewegt. Aus der Annahme eines die Welt erfüllenden relativ zum Inertialsystem beständig ruhenden elastischen Mediums, des Äthers, als dessen Wellen das Licht sich auffassen läßt, folgt diese Aussage sofort, da die Ausbreitung der Wellen von einer Störung im Äther ausgeht, die gar nichts mit dem Bewegungszustand des störenden Körpers zu tun hat. Aus der Emissionstheorie von Newton würde hingegen folgen, daß sich die Geschwindigkeit der Lichtquelle immer zur Lichtgeschwindigkeit addiert (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton). Unmittelbar wird die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle durch die Beobachtungen von De Sitterargetan. Er fand, daß das von Doppelsternen zur Erde gesendete Licht genau die gleiche Zeit braucht, ob ein solcher Stern sich in der Periode der Annäherung an die Erde oder in der Periode der zunehmenden Entfernung befindet.

Wenn sich nun durch diesen leeren Raum, in dem die gleichförmige Lichtausbreitung erfolgt, irgendwelche materielle Körper bewegen, so entsteht die Frage, wie die Lichtausbreitung dadurch beeinflusst wird. Dieser Versuch wird im großen fortwährend angestellt, da ja die Erde mit ihrer Lufthülle und allen so verschiedenen Stoffarten sich durch den leeren Weltraum mit beträchtlicher Geschwindigkeit bewegt. Lassen wir das Inertialsystem annähernd mit der Sonne zusammenfallen, so bewegt sich die Erde mit einer Relativgeschwindigkeit von ungefähr 30 km/sec, während das Licht relativ zum selben System eine Geschwindigkeit von annähernd 300000 km/sec. besitzt. Wenn die Lichtausbreitung beim Durchgang durch die bewegte Atmosphäre gar keine Beeinflussung erfährt,

so hat ein Lichtstrahl, dessen Absolutgeschwindigkeit (so wollen wir kurz die Geschwindigkeit relativ zum Inertialsystem nennen) durch den Vektor \mathcal{C} gegeben ist, wenn die Erde eine Absolutgeschwindigkeit v besitzt, relativ zur Erde eine Geschwindigkeit \mathcal{C}' , für die sich (s. Artikel Relativbewegung)

$$(1) \quad \mathcal{C}' = \mathcal{C} - v$$

ergibt. Derselbe Lichtstrahl hat also in bezug auf die Erde eine andere Richtung und Größe der Relativgeschwindigkeit, je nach dem Winkel, den die Richtung der Erdgeschwindigkeit mit der des Lichtstrahles einschließt. Wenn z. B. die Absolutgeschwindigkeit eines Lichtstrahls senkrecht auf der Richtung der absoluten Erdgeschwindigkeit steht, so schließt seine Relativgeschwindigkeit einen Winkel φ mit der absoluten ein, der durch $\operatorname{tg} \varphi = \frac{v}{c}$ gegeben ist, wo c und v die Beträge der Licht-

und Erdgeschwindigkeit sind. Die Richtung, in der das von einem Fixstern kommende Licht ins Auge eines irdischen Beobachters fällt, wechselt also mit der Bewegungsrichtung der Erde, beschreibt also im Jahre einen Kegel vom Öffnungswinkel 2φ . Diese Erscheinung wird nun tatsächlich beobachtet und von den Astronomen Aberration der Fixsterne genannt (s. Artikel Aberration). Das Eintreten der Aberration in dem berechneten Ausmaße bildet also einen Beleg für die zugrunde gelegte Annahme, daß die bewegte Lufthülle der Erde die Absolutgeschwindigkeit der Lichtstrahlen nicht beeinflusst. Gilt nun für die anderen Stoffe der Erde dasselbe wie für die Luft? Wegen der Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit des Lichtes zur Trennungsfläche zweier Stoffe auf der Erde, also des Einfallswinkels von der Orientierung dieser Fläche zur Erdgeschwindigkeit und der Abhängigkeit des Verhältnisses der relativen Lichtgeschwindigkeiten in beiden Medien, also des Brechungsexponenten, von dem Winkel zwischen Lichtgeschwindigkeit und Erdgeschwindigkeit wäre in diesem Falle zu erwarten, daß die Erscheinungen der Brechung des Lichtes eine Abhängigkeit von der Orientierung der Versuchsanordnung (etwa der optischen Bank) zur Richtung der Erdbewegung zeigen. Arago hat im Jahre 1910 einen derartigen Versuch angestellt und aus diesem wie ähnlichen späteren Versuchen hat sich ergeben, daß der vermutete Effekt nicht eintritt, daß also jedenfalls die Voraussetzung falsch ist, die absolute Lichtgeschwindigkeit werde beim Durchgang durch ein beliebiges Medium ebensovienig durch die Bewegung des Mediums beeinflusst, wie das bei der Luft der Fall ist. Deshalb nahm Fresnel zur Erklärung der Aragoschen Versuche an, daß wohl Körper vom Brechungsindex 1 (bei der Luft ist er nur sehr wenig von 1 verschieden) durch ihre Bewegung den Strahlengang nicht beeinflussen, daß aber Körper von höherem Brechungsindex den absoluten Strahlengang um so mehr abändern, je größer ihr Brechungsvermögen ist. Wenn wir die Fresnelsche Hypothese zunächst nur rein als eine Hypothese über die Beeinflussung des beobachtbaren Strahlengangs durch bewegte Körper formulieren, ohne auf die Art einzugehen, wie man diesen Einfluß aus den Vorstellungen über die Natur der Lichtfortpflanzung erklären kann, so nahm Fresnel an, daß sich zum Vektor der absoluten Lichtgeschwindigkeit, wie er ohne Bewegung des Körpers vorhanden wäre, noch ein Bruchteil der Körpergeschwindigkeit (im

betrachteten Falle also der Erdgeschwindigkeit) im Sinne der Vektorrechnung addiert. Dieser Bruchteil verschwindet für Körper vom Brechungsindex 1 und steigt mit wachsendem Index beliebig bis zum vollen Werte der Erdgeschwindigkeit. Wenn also g der Vektor der Lichtgeschwindigkeit in einem Körper vom Brechungsindex n im Falle der Ruhe ist, also

$$(2) \quad \frac{c}{g} = n$$

so wird die absolute Lichtgeschwindigkeit g^* , wenn der Körper an der Geschwindigkeit v der Erde teilnimmt, nach der Hypothese von Fresnel

$$(3) \quad g^* = g + \mu v$$

wo μ eine Funktion von n ist und mit wachsendem Argument von null bis eins ansteigt. Sie wird gewöhnlich der „Fresnelsche Mitführungskoeffizient“ genannt. Die Geschwindigkeit relativ zur Erde ist dann nach Gleichung 1) $g' = g^* - v$, hat also den Wert

$$(4) \quad g' = g + (\mu - 1)v.$$

Da alle Brechungserscheinungen sich aus dem Fermatschen Prinzip der kürzesten Lichtzeit ableiten lassen, wollen wir die Zeit berechnen, die ein Lichtstrahl braucht, um auf der Erde eine Strecke von der Länge s zurückzulegen. Diese Zeit ist offenbar, wenn wir den Betrag jedes Vektors mit den entsprechenden lateinischen Buchstaben bezeichnen.

$$(5) \quad \tau = \frac{s}{g'}.$$

Wenn wir jede Seite der Gleichung 4) skalar mit sich selbst multiplizieren, erhalten wir

$$g'^2 = g^2 + 2(\mu - 1)(gv) + (\mu - 1)^2 v^2$$

und durch Bildung des reziproken Wertes

$$(6) \quad \frac{s}{g'} = \frac{s}{g \sqrt{1 + \frac{2(gv)}{g^2}(\mu - 1) + \frac{v^2}{g^2}(\mu - 1)^2}}.$$

Wir wollen uns nun darauf beschränken, die gesuchte Lichtzeit nicht vollkommen genau zu berechnen, sondern wegen des sehr kleinen Wertes des Verhältnisses von Erdgeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit (der Wert dieses Verhältnisses $\frac{v}{c}$, bzw. $\frac{v}{g}$ beträgt rund $\frac{1}{10000}$) uns damit begnügen, die in diesen Verhältnissen linearen Glieder zu berechnen und die höheren Potenzen ihnen gegenüber vernachlässigen. In der ganzen Optik bewegter Körper versteht man immer unter Größen erster Ordnung die in den genannten Verhältnissen linearen Ausdrücke, unter Größen zweiter Ordnung die in ihnen quadratischen usw. Man versteht dann unter einer Wirkung (oder einem Effekt) erster Ordnung der Bewegung eine solche, die durch eine Größe erster Ordnung gegeben ist, und analog definiert man Effekte zweiter Ordnung.

Berücksichtigen wir nun in Gleichung 6) nur die Glieder erster Ordnung, so erhalten wir mit Hilfe

$$\text{der Näherungsformel} \quad \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon}} = 1 - \frac{\varepsilon}{2}$$

$$(7) \quad \frac{s}{g'} = \frac{s}{g} \left[1 - \frac{(gv)}{g^2} (\mu - 1) \right].$$

Multiplizieren wir beide Seiten von Gleichung 4) skalar mit v , so ist

$$(8) \quad \frac{(gv)}{g^2} = \frac{(g'v)}{g'^2} - (\mu - 1) \frac{v^2}{g^2}.$$

Bezeichnen wir den Winkel zwischen der Relativgeschwindigkeit des Lichtes g' und der Erdgeschwindigkeit mit ϑ , so ist

$$(9) \quad \frac{(g'v)}{g^2} = \frac{g'}{g} \frac{v}{g} \cos \vartheta.$$

Da sich g von g' nur um Größen von mindestens der ersten Ordnung unterscheidet, können wir in Gleichung 9) rechts unter Vernachlässigung der Größen zweiter Ordnung g' durch g ersetzen. Dann ergibt sich aus den Gleichungen 5), 7), 8), 9) für die Lichtzeit, wenn wir noch nach Gleichung 2) den Brechungsexponenten n einführen und nur Größen erster Ordnung beibehalten, der Wert

$$(10) \quad \tau = \frac{s}{g} - \frac{sv \cos \vartheta}{c^2} n^2 (\mu - 1).$$

Wenn die Erde ruhte, wäre die Lichtzeit $\frac{s}{g'}$ der Effekt der Bewegung enthält also Glieder erster Ordnung.

Wir stellen uns nun vor, daß das Licht auf seinem Wege nicht nur einen einzigen Stoff mit dem Brechungsexponenten n durchsetzt, sondern verschiedene Stoffe mit dem Brechungsexponenten n_1, n_2, \dots, n_k hintereinander. Die Länge des Weges, die er in diesen verschiedenen Stoffen zurücklegt, sei l_1, l_2, \dots, l_k . Diese Wege werden im allgemeinen auch nicht alle dieselbe Richtung haben, sondern mit der Richtung der Erdgeschwindigkeit, an der ja alle auf der Erde befindlichen Körper teilhaben, Winkel $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_k$ einschließen. Ebenso seien die Mitführungskoeffizienten, die ja nach Fresnel vom Brechungsexponenten abhängen, $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_k$ und die Lichtgeschwindigkeiten für den Fall der Ruhe g_1, g_2, \dots, g_k . Dann ist die Zeit, die das Licht zur Zurücklegung dieses gesamten durch verschiedene Stoffe verlaufenden gebrochenen Weges braucht

$$(11) \quad T = \sum_{j=1}^k \frac{l_j}{g_j} - \frac{v}{c^2} \sum_{j=1}^k l_j \cos \vartheta_j n_j^2 (\mu_j - 1).$$

Betrachten wir zwei Punkte auf der Erde, die voneinander die Entfernung L haben und deren Verbindungslinie mit der Geschwindigkeit der Erde den Winkel Θ einschließt. Wir denken uns diese beiden Punkte als Anfang und Ende eines durch verschiedene Trennungsebenen gebrochenen Lichtweges, wie wir ihn eben beschrieben haben. Dieselben beiden Punkte denken wir uns aber auch durch einen anderen gebrochenen Lichtweg verbunden. Die Teilwege, die in den einzelnen Stoffen zurückgelegt werden, seien jetzt l'_1, l'_2, \dots, l'_k , und die Winkel mit der Erdgeschwindigkeit $\vartheta'_1, \vartheta'_2, \dots, \vartheta'_k$. Die Lichtzeit für diesen Weg T' ist dann analog zu Gleichung 11)

$$(12) \quad T' = \sum_{j=1}^k \frac{l'_j}{g_j} - \frac{v}{c^2} \sum_{j=1}^k l'_j \cos \vartheta'_j n_j^2 (\mu_j - 1).$$

Da nach dem Fermatschen Prinzip der wirkliche Lichtweg der in der kürzesten Zeit zurückgelegte ist, bilden wir die Differenz $T - T'$ und erhalten

$$(13) \quad T - T' = \sum_{j=1}^k \frac{l_j - l'_j}{g_j} - \frac{v}{c^2} \sum_{j=1}^k (l_j \cos \vartheta_j - l'_j \cos \vartheta'_j) n_j^2 (\mu_j - 1).$$

Da es bei ruhender Erde auf die Differenz $\sum_j \frac{l_j - l'_j}{g_j}$ ankommt, wird durch die Bewegung eine Änderung des relativen Lichtweges hervorgerufen, wenn wir über die Abhängigkeit

des Mitführungskoeffizienten von n keine besonderen Annahmen machen. Fresnel hat nun gezeigt, daß man eine Annahme machen kann, durch die die Differenz der Lichtzeiten von der Erdgeschwindigkeit unabhängig wird. Er setzt nämlich

$$(14) \quad n_j^2 (\mu_j - 1) = \text{Const.} \dots$$

Wenn wir jetzt μ als Funktion von n schreiben, so bedeutet das einfach

$$\mu - 1 = \frac{\text{Const.}}{n^2}.$$

Die Konstante muß den Wert -1 haben, weil der Mitführungskoeffizient für Luft ($n = 1$) verschwinden soll. Wir erhalten so die Fresnelsche Formel

$$(15) \quad \mu = 1 - \frac{1}{n^2}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung 13) ein und berücksichtigen, daß die Projektion beider gebrochenen Lichtwege auf die Verbindungslinie des Anfangs- und Endpunktes denselben Wert hat, also

$$(16) \quad \sum_{j=1}^k l_j \cos \vartheta_j = \sum_{j=1}^k l'_j \cos \vartheta'_j = L \cos \Theta$$

so wird

$$(17) \quad T - T' = \sum_{j=1}^k \frac{l_j - l'_j}{g_j}$$

d. h. die Differenz der Lichtzeiten zweier zwischen zwei Punkten der Erde verlaufenden relativen Lichtwege ist, wenn wir nur Größen erster Ordnung berücksichtigen, unter der Fresnelschen Annahme über die Mitführung von der Erdgeschwindigkeit unabhängig. Daraus folgen zweierlei Ergebnisse. Erstens ist ein Lichtweg, der auf der ruhenden Erde ein Minimum der Lichtzeit ist, auch auf der bewegten Erde noch ein Minimum. Die Gesetze der geometrischen Optik gelten also relativ zur Erde, soweit Größen erster Ordnung in Betracht gezogen werden. Der Versuch von Arago ist also gedeutet, da bei geometrisch-optischen Versuchen niemals eine so große Meßgenauigkeit erzielt werden kann, daß Größen höherer als erster Ordnung beobachtet werden können. Zweitens aber sind auch alle Erscheinungen der Interferenz und Beugung, die ja alle nur von der Differenz der Lichtzeiten verschiedener dieselben Punkte verbindender Wege abhängen, von der Bewegung der Erde unabhängig, soweit nur Größen erster Ordnung beobachtet werden. Hingegen bleibt noch die Möglichkeit offen, daß ein Einfluß der Erdbewegung auf die Interferenz vorhanden ist, der von der Größenordnung $\frac{v^2}{c^2}$ ist. Ein solcher Einfluß wird durch die Fresnelsche Annahme nicht ausgeschlossen.

Das Zustandekommen der Mitführung erklärt Fresnel mit Hilfe der Ätherhypothese. Der Äther, ein elastisches Medium, dessen Erschütterungen sich wellenartig fortpflanzen, ist außerhalb der ponderablen Körper nach Fresnel in relativer Ruhe aller seiner Teile. Wenn sich ein Körper durch ihn bewegt, so nimmt er den Äther teilweise mit, und zwar um so mehr, je dichter der Äther in ihm ist. Bezeichnen wir nämlich mit ρ_1, ρ_2, \dots die Dichte des Äthers in den verschiedenen Stoffen, mit w_1, w_2, \dots die durch die Erdbewegung mit der Geschwindigkeit v hervorbrachte Relativ-

geschwindigkeit des Äthers gegen die betrachteten irdischen Stoffe, so ist wegen der Kontinuität der Strömung $\varrho_1 w_1 = \varrho_2 w_2$.

Da nach der elastischen Lichttheorie in der Fresnelschen Gestalt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Ätherwellen der Wurzel aus der Ätherdichte verkehrt proportional ist, ist diese Dichte dem Quadrat des Brechungsindex proportional,

also $\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{n_1^2}{n_2^2}$. Nehmen wir nun an, der zweite

Stoff sei Luft ($n_2 = 1$), in der gar keine Mitführung stattfindet ($w_2 = -v$), so ergibt sich $w_1 = -\frac{v}{n_1^2}$

und für die Absolutgeschwindigkeit $w_1 + v = \left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right)v$, also für μ die Fresnelsche Formel Gleichung 15).

Diese nicht sehr befriedigende Ableitung hat H. A. Lorentz durch eine Ableitung auf Grund der elektromagnetischen Lichttheorie ersetzt, indem er den Äther auch innerhalb der ponderablen Körper als ruhend hinnahm und den Teil des Feldes berechnete, der an den im Körper enthaltenen Elektronen haftet. Dieser mitgeführte Teil ergibt dann gerade wieder den Fresnelschen Wert.

Entgegen der Fresnelschen Mitführungshypothese hat Stokes angenommen, daß bei der Bewegung der Erde durch den Äther die irdischen Stoffe unabhängig von ihrer Beschaffenheit den Äther vollkommen mitführen (also $\mu = 1$), daß also die Erdgeschwindigkeit sich überall zur Lichtgeschwindigkeit, wie sie auf der ruhenden Erde wäre, addiert, daß also analoge Verhältnisse herrschen wie beim Schall, wenn die Luft, in der er sich fortpflanzt, mitgenommen wird, wie die Erde tatsächlich ihre Atmosphäre mit sich führt. Dann wird selbstverständlich kein Einfluß der Erdbewegung auf die Lichtfortpflanzung relativ zur Erde wahrnehmbar sein (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton), also auch keine Abhängigkeit der Brechungserscheinungen von der Richtung des Lichtstrahles gegen die Erdgeschwindigkeit, und zwar nicht nur was Größen erster Ordnung betrifft, sondern ganz streng.

Wäre aber die Stokessche Hypothese richtig, so ließe sich die Erscheinung der Aberration, die ja die durch die Erdbewegung unbeeinflusste, relativ zum ruhenden Äther geradlinige Ausbreitung des Fixsternlichtes beweist, nicht so leicht erklären. Nun hat Stokes aber gezeigt, daß die Krümmung der Lichtstrahlen infolge der Bewegung des Äthers nur durch Wirbel der Ätherbewegung bedingt ist, daß also eine wirbelfreie Ätherbewegung die geradlinige Ausbreitung des Fixsternlichtes nicht stört. H. A. Lorentz konnte aber zeigen, daß eine wirbelfreie Bewegung des Äthers, bei der er an der Erdoberfläche vollkommen mitgeführt wird, mit der angenommenen Inkompressibilität des Äthers in Widerspruch steht. Planck hat daher vorgeschlagen, eine Verdichtung des Äthers an der Erdoberfläche anzunehmen, wodurch die Stokessche Hypothese der vollkommenen Mitführung mit der Aberration vereinbar würde.

Eine direkte experimentelle Entscheidung zwischen der Fresnelschen und der Stokesschen Theorie wird durch den Versuch von Fizeau herbeigeführt (s. Artikel Fizeauscher Versuch).

Hier wird ein Lichtstrahl durch strömendes Wasser geleitet, das in der Richtung der Lichtfortpflanzung die Geschwindigkeit v relativ zur Erde hat. Es zeigt sich dabei durch Messung der Lichtzeit mit Hilfe von Interferenzen, daß sich keineswegs, wie es die Stokessche Theorie erfordern würde, die gesamte Strömungsgeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit addiert, sondern nur ein Bruchteil μv , wobei sich μ aus der Fresnelschen Formel Gleichung 15) bestimmen läßt, wenn wir für n den Brechungsquotienten des Wassers einsetzen. Das Ergebnis dieses Versuches ist also mit der Theorie der vollkommenen Mitführung unvereinbar. Er ist später auch für strömende Luft wiederholt worden und ergab dabei ganz im Sinne der Fresnelschen Formel ($\mu = 0$ für $n = 1$), daß eine Beeinflussung der Lichtfortpflanzung durch strömende Luft überhaupt nicht stattfindet.

Wenn also die Grundannahme der Fresnelschen Mitführungstheorie gesichert erscheint, so muß sich in ihren Konsequenzen ein wesentlicher Unterschied gegenüber der Stokesschen Theorie herausstellen. Nach Fresnel konnte nur gezeigt werden, daß auf der bewegten Erde die Lichtfortpflanzung relativ zur Erde wegen der Mitführung des Lichtes durch die irdischen Körper so beeinflusst wird, daß relativ zur Erde die Brechungs- und Interferenzerscheinungen keinen Einfluß dieser Erdgeschwindigkeit verraten, soweit Größen erster

Ordnung $\left(\text{in } \frac{v}{c}\right)$ beobachtet werden, daß aber in

den Größen zweiter Ordnung sehr wohl ein solcher Einfluß eintreten kann, während nach der Stokesschen Theorie der vollkommenen Mitführung ein solcher Einfluß exakt ausgeschlossen ist. Eine derartige Versuchsanordnung, bei der an einem Interferenzexperiment auf der bewegten Erde noch Größen zweiter Ordnung beobachtet werden können, stellt der Versuch von Michelson und Morley dar (s. Artikel Michelsonscher Versuch). Das Ergebnis dieses Versuches ist, daß die nach der Fresnelschen Theorie erwarteten Effekte zweiter Ordnung der Erdbewegung in Wirklichkeit nicht eintreten, sondern daß der Einfluß der Erdgeschwindigkeit auf die Lichtfortpflanzung relativ zur Erde auch in den Größen zweiter Ordnung verschwindet, als würde die Stokessche Hypothese richtig sein. Da aber durch den Fizeauschen Versuch die Mitführungshypothese von Fresnel gesichert ist, kann das Ergebnis des Michelsonversuches nicht durch die Annahme der vollkommenen Mitführung, sondern nur durch irgend eine Zusatzannahme zur Fresnelschen Hypothese erklärt werden. Eine derartige Zusatzannahme war die Hypothese von H. A. Lorentz und Fitzgerald, daß sich bewegte Körper in ihrer Längsrichtung verkürzen (s. Artikel Michelsonversuch). Ein Versuch, durch Beobachtung elektromagnetischer Erscheinungen im engeren Sinne einen Effekt zweiter Ordnung, der nach der Fresnelschen Äthertheorie zu erwarten war, nachzuweisen, rührt von Trouton und Noble her (s. Artikel Trouton-Noblescher Versuch). Auch er hatte ein negatives Ergebnis, erforderte also zu seiner Erklärung eine Komplikation der Äthertheorie. Die Aufgabe, die Gesamtheit der notwendigen Zusatzannahmen auf ein einheitliches Prinzip zurückzuführen, hat sich Einstein in seiner Relativitätstheorie gestellt (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Einstein).

Außer dem Einfluß der Bewegung der Lichtquelle und des durchleuchteten Körpers auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes wird durch dieselben Ursachen auch eine Beeinflussung der Lichtfrequenz (Schwingungszahl) herbeigeführt, die durch das Dopplersche Prinzip bestimmt wird (s. Artikel Dopplersches Prinzip).

Philipp Frank.

Näheres s. H. A. Lorentz, The Theory of Electrons, Cap. V. Leipzig.

Optimeter, ein Meßgerät zum Vergleichen kleiner Dicken, welches auf dem Prinzip des Fühlhebels (s. d.) beruht. Die Dickenänderung wird auf einen drehbaren Spiegel übertragen. Die Drehung des Spiegels wird optisch stark vergrößert. *Scheel*. Näheres s. Handb. d. Phys. II, S. 74. Berlin 1926.

Optisch negativ und positiv s. Kristalloptik.

Optische Abbildung, optische Projektion, optisches Abbildungssystem usf. Durch eine Reihe völlig beliebiger brechender und spiegelnder Flächen oder auch durch stetige Änderungen des Brechungsverhältnisses werden die Lichtstrahlen nach dem Brechungs- und Reflexionsgesetz in ihrer Richtung geändert, und die allgemeinste Aufgabe der geometrischen Optik ist die Bestimmung der Gesetze dieser Änderung, sowie der durch sie vermittelten Wiedergabe von Gegenständen. Es lassen sich zunächst das Brechungsgesetz und Spiegelungsgesetz, wie auch die geradlinige Fortpflanzung des Lichtes im homogenen Mittel zusammenfassen, und zwar sind zwei Formen üblich.

1. *Das Fermatsche Gesetz.* Gelangt ein Lichtstrahl durch eine beliebige Zahl von Spiegelungen und Brechungen von A nach B, so ist die Summe der Produkte aus dem Brechungsverhältnis jedes Mittels n und der in ihm durchlaufenen Strecke l , also $\sum n l$, ein Grenzwert, d. h. sie weicht von der gleichen Summe für alle dem tatsächlichen Wege unendlich benachbarten höchstens um Glieder zweiter Ordnung ab, man schreibt dies

$$\delta \sum n l = 0. \quad (1)$$

Falls inhomogene Mittel, wie die Lufthülle (mit stetig veränderlichem n) in Frage kommen, hat man statt (1) zu schreiben

$$\delta \int n dl = 0. \quad (1a)$$

$\sum n l$ oder $\int n dl$ heißt der Lichtweg oder die optische Weglänge. Man hat den Satz wohl so ausgesprochen, daß die optische Weglänge ein Minimum sei, was jedoch keine allgemein richtige Fassung ist.

2. Die Gesamtheit der zu einer Fläche oder vielmehr zu einer Schar von Parallellflächen senkrechten Linien bildet ein Strahlenbündel von besonderen Eigenschaften. Diese Eigentümlichkeit, ein Normalenbündel zu sein, bleibt nach beliebig vielen Brechungen und Spiegelungen erhalten (*Satz von Malus*). Da die von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahlen im Dingraume zu einer Schar konzentrischer Kugelflächen senkrecht stehen, stehen sie im Bildraume zu einer Schar von Flächen senkrecht, die man als Wellenflächen bezeichnet, weil sie in der physikalischen Optik diese Bedeutung haben (s. *Beugung*). — Ferner ist die optische Weglänge zwischen zwei verschiedenen Wellenflächen fest, gleich wie viele Brechungen und Spiegelungen die Strahlen zwischen beiden erleiden. Die Folgerungen aus den Sätzen von Fermat und Malus sind zur Ableitung der Gesetze der optischen Abbildung benutzt worden,

namentlich von W. R. Hamilton, H. Bruns und A. Gullstrand; Hamilton hat sie auch auf doppelt brechende Mittel angewandt.

A. *Anwendung auf die Wiedergabe eines einzelnen Dingpunktes.* Hierzu ist das Strahlenbündel im Bildraume zu untersuchen. Der Punkt O wird scharf abgebildet werden, wenn die Wellenflächen im Bildraume konzentrische Kugelflächen sind; liegt der Mittelpunkt O' in der Lichtrichtung hinter der letzten brechenden Fläche, so ist das Bild auffangbar. Allgemein wissen wir nur, daß die von O ausgehenden Strahlen nach allen Brechungen und Spiegelungen zu einer Schar von Flächen senkrecht stehen. Als eine Abbildung des Punktes O soll es bezeichnet werden, wenn sich ein ausgewählter mittlerer Strahl, der Hauptstrahl, wenigstens mit den Nachbarstrahlen (den unendlich nahe benachbarten Flächennormalen) in einem Punkte O' schneidet; d. h. denkt man sich durch O ein enges Bündel von der Öffnung u um den Hauptstrahl, so wird O dann in O' abgebildet, wenn das ganze Bildstrahlenbündel bis auf Werte von der Größenordnung u^2 durch O' geht. Die Schärfe oder Güte der Abbildung wird durch die Werte höherer Ordnung bestimmt. Das Bildstrahlenbündel erhält man, indem man zu einer beliebigen Wellenfläche, etwa der durch den Schnittpunkt des Hauptstrahls mit der letzten brechenden Fläche, die Normalen errichtet. Nun lehrt die Flächentheorie, daß im allgemeinen benachbarte Flächennormalen zueinander windschief sind, um jeden Flächenpunkt P — hier den Punkt des Hauptstrahls — liegen nur in zwei zueinander senkrechten Richtungen Flächenpunkte, deren Normalen sich überhaupt mit der Normalen in P — hier dem Hauptstrahle — schneiden, aber in zwei verschiedenen Punkten O', O''. Die Ebenen durch den Hauptstrahl und die beiden in Frage kommenden Richtungen heißen die Hauptschnitte O', O'' nannte man früher Fokalkpunkte, P O' und P O'' sind die Hauptkrümmungsradien in P. Danach findet eine Abbildung von O im allgemeinen überhaupt nicht statt, auch nicht bei Beschränkung auf die Glieder erster Ordnung, man hat keinen Bildpunkt O', sondern zwei astigmatische Bildpunkte, sogenannte Punkte O' und O'', durch beide geht nur ein unendlich enges Büschel (eine einfache Mannigfaltigkeit) von Strahlen hindurch, während alle übrigen Strahlen des von O ausgehenden Bündels (der zweifachen Mannigfaltigkeit) im Bildraume windschief zum Hauptstrahle verlaufen. Diese Eigenschaft des allgemeinen optischen Strahlenbündels, infolge deren ein Dingpunkt auch bei engster Einschnürung des Bündels nicht als Punkt abgebildet wird, heißt Astigmatismus (Punktlosigkeit), das Bündel astigmatisch.

Indessen gibt es Flächenpunkte (Kreispunkte, Nabelpunkte) von der besonderen Eigenschaft, daß die Normale von allen benachbarten Flächennormalen geschnitten wird, dann stets in einem und demselben Punkte. Ist P ein Kreispunkt der Wellenfläche, so gibt es auf dem Hauptstrahle einen Bildpunkt O', eben diesen gemeinsamen Schnittpunkt. Der Astigmatismus ist gehoben, das Strahlenbündel heißt anastigmatisch.

Den Verlauf des Hauptstrahls kann man durch Durchrechnungsformeln bestimmen, in dem so bezeichneten Artikel des Wörterbuchs sind sie nur für eine Folge von Kugelflächen angegeben, sie sind aber allgemein bekannt. Die astigmatischen Bild-

punkte, wie auch die Lage der Hauptschnitte kann man von Fläche zu Fläche nach Formeln bestimmen, die 1838 von J. C. Sturm angegeben worden sind; das Zusammenfallen beider Bildpunkte am Schlusse der Rechnung zeigt eine (anastigmatische) Abbildung an.

Von einem astigmatischen Bündel kann man etwa folgende Vorstellung geben (Fig. 1): Man lege

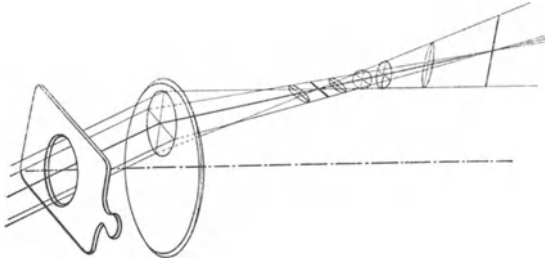


Fig. 1. Ein astigmatisches Strahlenbündel. Links die Blende und eine Linse, durch deren seitliche Benutzung es erzeugt wird. Nach M. v. Rohr, Die Naturwissenschaften 1913, 1, S. 1059.

eine Reihe zum Hauptstrahl senkrechter Ebenen. In den beiden astigmatischen Bildpunkten laufen die in einem Hauptschnitt liegenden Strahlen zusammen; der Schnitt der hauptstrahlensenkrechten Ebene mit einem engen Strahlenbündel zieht sich daher zu einer Linie zusammen, deren Tangente auf dem fraglichen Hauptschnitte senkrecht steht, oder, da bei der bisherigen Betrachtung nur von Größen erster Ordnung die Rede war, zu einer im anderen Hauptschnitte liegenden Geraden. Zwischen den Bildpunkten ist der Schnitt von einer Ellipse, an einer Stelle aber von einem Kreise begrenzt. Man vgl. Fig. 1, wo der Sonderfall einer gewöhnlichen, exzentrisch durchlaufenen Linse gezeichnet ist.

Sturm hat danach 1845 das astigmatische Bündel dadurch gekennzeichnet, daß alle Strahlen durch zwei zum Hauptstrahl und zueinander senkrechte Gerade, die Sturmschen Brennlinien, bis auf Größen, die im Öffnungswinkel von höherer Ordnung

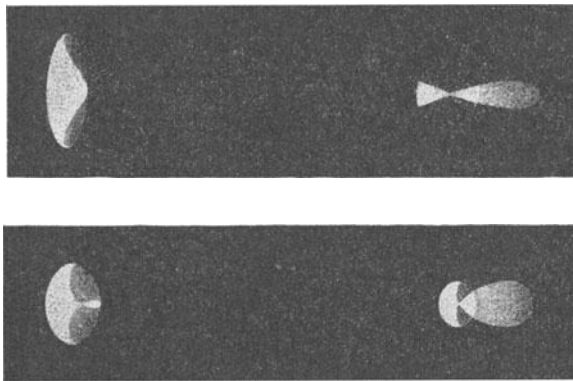
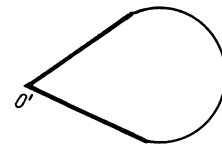


Fig. 2. Zwei Fälle der durch Koma und Astigmatismus an den beiden astigmatischen Bildpunkten entstehenden Zerstreungsfigur (nach A. Gullstrand). In beiden Fällen ist eine achsensymmetrische Folge angenommen, der Dingpunkt liegt aber weit außerhalb der Achse. Der tangentielle Hauptschnitt ist senkrecht, der sagittale waagrecht, links ist für beide Fälle der hauptstrahlensenkrechte Schnitt am tangentialen, rechts der am sagittalen Bildpunkte gegeben.

seien, hindurchgingen. A. Gullstrand hat 1890 gezeigt, daß diese Schilderung keine zutreffende Vorstellung gibt. Schließt man nämlich die Größen höherer Ordnung aus, so kann man ebensowohl jede andere Linie durch einen astigmatischen Bildpunkt, die in dem Hauptschnitte liegt, dessen Strahlen sich dort nicht vereinigen, als Brennlinie ansehen, mag sie gerade oder krumm sein, senkrecht oder schief zum Hauptstrahle stehen. Verlangt man aber, daß die Abweichungen nicht nur in erster, sondern in zweiter Ordnung verschwinden, so gibt es tatsächlich schief zum Hauptstrahle stehende Brennlinien und Fälle, wo überhaupt keine Brennlinien vorhanden sind; bei endlicher Ausdehnung des Bündels sind gerade Brennlinien im allgemeinen überhaupt unmöglich.

Infolge der Mitwirkung der höheren Glieder hat ein hauptstrahlensenkrechter Schnitt des Bündels am astigmatischen Bildpunkte durchaus nicht immer das Aussehen einer Geraden oder überhaupt einer Linie. Nach Versuchen von Gullstrand zeigt Fig. 2 den wirklichen Anblick eines solchen Schnittes in zwei Fällen. Die Sturmsche Darstellung ließe beidemale links eine senkrechte, rechts eine wagerechte Linie erwarten. Wie man

sieht, ist der Schnitt zu der einen Hauptstrahlung nicht symmetrisch und zur anderen auch nur darum, weil ein unten zu erwähnender Sonderfall vorliegt. Während nämlich die durch den Astigmatismus entstehende Abweichung in der Öffnung u von erster Ordnung ist, hat man es in Fig. 2 auch mit den Gliedern zweiter Ordnung zu tun, die für entgegengesetzten Wert des Öffnungswinkels auf die gleiche Seite fallen. Die durch diese Glieder entstandene Abweichung nennt man Koma oder Asymmetrie. Die Glieder nächsthöherer (dritter) Ordnung, die wieder symmetrische Zerstreungsfiguren hervorbringen, sind eine Verallgemeinerung der sphärischen Abweichung im engeren Sinne. Sie sind besonders dann erkennbar, wenn es gelungen ist, die Komaglieder zum Verschwinden zu bringen. Auch bei anastigmatischer Abbildung können Komaglieder auftreten, es wird dann der Schnitt des Strahlenbündels im Bildpunkte sich nicht auf den Bildpunkt zusammenziehen. Das Aussehen in einem wichtigen Sonderfalle kann man aus Fig. 3 erkennen: Die Begrenzung bilden zwei Gerade, die einander im Bildpunkte O' schneiden und ein Kreisbogen, der von den beiden Geraden berührt wird; dabei ist die Helligkeit in den Geraden am größten und nimmt nach dem Kreisbogen zu ab.



Zur Bestimmung der Zerstreungsfigur, die der Komaglieder wie von der Koma bei anastigmatischer Abbildung dritter Ordnung hat vorgebracht wird. (Achsen-symmetrische Folge, Dingpunkt außer der Achse.) A. Gullstrand Formeln angegeben.

Bestimmt man auf allen zu einer Fläche senkrechten Strahlen die beiden sog. Bildpunkte, so bilden diese eine Fläche (kaustische Fläche, Brennfläche). Handelt es sich um ein Strahlenbündel, das vom Lichtpunkte aus durch eine Folge spiegelnder und brechender Flächen abgelenkt worden

ist, so sind die Schnitte einer Auffangfläche mit der Brennfläche durch Lichtverdichtung zu erkennen. Die Brennfläche zerfällt in zwei Schalen, die einander treffen, wenn auf einem Strahle eine anastigmatische Abbildung stattfindet.

B. Die Wiedergabe eines Gegenstandes. Man habe eine Fläche, etwa eine Ebene, als Gegenstand oder man denke sich den Gegenstand, wie im Artikel „Strahlenbegrenzung“ auf eine Ebene projiziert. Hat man eine optische Flächenfolge und in Verbindung mit ihr irgendwo eine enge Blende, und wird der Vorgang auf einem Schirme aufgefangen, so wird auf diesem keine Abbildung, aber doch eine undeutliche und in der Regel verzerrte Darstellung, die „optische Projektion“ (nach Gullstrands Bezeichnung) entstehen. Ein Sonderfall ist die geometrische Projektion der Lochkammer. Die Gesetze der optischen Projektion kann man untersuchen, indem man die durch die Mitte der Blende gehenden Strahlen, die Hauptstrahlen, verfolgt. Da die Augenpupille und die Netzhaut auch als Blende und Schirm wirken können, so kann die optische Projektion auch bei subjektiver Beobachtung in Frage kommen.

Denkt man sich nun zu jedem Dingpunkte auf dem Hauptstrahle die beiden astigmatischen Bildpunkte gezeichnet, so bilden diese zwei Flächen, die sog. astigmatischen Bildflächen. Wo diese einander schneiden oder berühren, wird der betr. Dingpunkt wirklich (anastigmatisch, wenn auch im allgemeinen mit Komafehlern) abgebildet. Ein größerer Teil des Gegenstandes hat aber, wenn nicht die Flächenfolge besonders eingerichtet ist, kein Bild, noch viel weniger hat ein ebenes Gebiet ein ebenes Bild.

Eine eigentümliche Art von Abbildung findet indessen allgemein statt, wie A. Gullstrand gezeigt hat.

Zu einem Punkte O auf der Dingfläche gehören zwei astigmatische Bildpunkte O' und O'' , man nenne sie den ersten und zweiten Bildpunkt und gebrauche dieselbe Bezeichnung für die hindurchgehenden Bildflächen und die zugehörigen Hauptschnitte. Zieht man durch den ersten Bildpunkt O' eine Linie, die im zweiten Hauptschnitt liegt oder ihn berührt, so wird sie nach Abschnitt A bis auf Größen höherer Ordnung vom ganzen Strahlenbündel berührt, dem auf der Dingseite das Strahlenbündel durch O entspricht. Man gehe auf der ersten Bildfläche im zweiten Hauptschnitte von O' zu einem Nachbarpunkte O_1' fort. Auf der Dingfläche wird ihm ein Punkt O_1 entsprechen. Die Hauptschnitte werden für O_1' eine etwas andere Lage haben als für O' . Man denke sich nun auf der ersten Bildfläche eine Linie $O'O_1'O_2'$ gezogen, die in jedem Punkte den zweiten Hauptschnitt berührt. Auf der Dingfläche hat man eine entsprechende Linie OO_1O_2 ; O', O_1', O_2' sind nur „astigmatische“, nicht wirkliche Bildpunkte von O, O_1, O_2 , wohl aber berühren alle engen Strahlenbündel durch die Punkte der „abbildbaren Linie“ O, O_1, O_2 die Bildlinie $O'O_1'O_2'$; bis auf Größen höherer Ordnung wird die eine durch die andere wiedergegeben. Ebenso gibt es auf der zweiten Bildfläche eine Bildlinie $O''O_1''O_2''$, die eine abbildbare Linie der Dingfläche O_1O_2 bis auf Größen höherer Ordnung wiedergibt; die Bildlinie berührt überall den ersten Hauptschnitt. Durch jeden Punkt der Dingfläche gehen zwei abbildbare Linien,

oder auf der Dingfläche gibt es zwei Systeme abbildbarer Linien. Im allgemeinen läßt sich über die Lage der durch einen Punkt der Dingfläche gehenden abbildbaren Linien nichts aussagen, sie brauchen nicht etwa senkrecht zueinander zu stehen.

Sonderfälle. 1. Der bei optischen Instrumenten häufigste Fall ist der einer Umdrehungsfolge (achsensymmetrisches System). Aus der Symmetrie folgt, daß für einen Achsenpunkt O in der Achse jedenfalls jede bildseitige Wellenfläche einen Nabelpunkt hat; aber auch eine Koma kann dort nicht eintreten, der niederste Fehler ist die sphärische Abweichung. Dem Dingpunkte O entspricht also ein Bildpunkt O' . Es läßt sich leicht zeigen, daß von den beiden Schalen der Brennfläche in ein Stück der Achse entartet. Die andere Schale ist eine Umdrehungsfläche. Ihre Meridiankurve wird als Kautsik oder Brennlinie bezeichnet. (Der Ausdruck hat auch allgemein eine Bedeutung, s. Czapski-Eppenstein, S. 21).

Denkt man sich als Gegenstand eine achsensenkrechte Ebene durch O , so müssen die beiden astigmatischen Bildflächen einander im Bildpunkte O' berühren; daraus folgt, daß der Astigmatismus mit der zweiten Potenz des Achsenabstandes wächst und in unmittelbarer Nähe der Achse noch keine Rolle spielt. Dagegen kann die Koma schon in geringem Abstände in Frage kommen. Aber auch für einen Punkt außer der Achse O_1 wird die Zerstreuungsfigur zur Ebene durch O_1 und Achse (Meridianebene) symmetrisch sein und daher die oben in Fig. 2 oder 3 gezeichnete Gestalt haben. Von den beiden Hauptschnitten ist der eine die Ebene, die durch O_1 und die optische Achse geht, der Meridian- oder Tangentialschnitt, der andere steht senkrecht zum Tangentialschnitt, geht aber ständig durch den Hauptstrahl und ändert daher von einer brechenden Fläche zur anderen seine Lage, man nennt ihn den Sagittalschnitt. Der Hauptstrahl muß die Achse irgendwo (in der Mitte der Öffnungsblende, s. „Strahlenbegrenzung“) schneiden, da sonst die Symmetrie gestört wäre.

Die abbildbaren Linien sind die achsensenkrechten Geraden und die Kreise um die Achse, sie werden in entsprechenden Linien auf der Bildseite abgebildet. Hat man eine Gruppe von parallelen Geraden, so kann man diese als Tangenten zu einer Reihe konzentrischer Kreise auffassen. Daher wird auch eine Gruppe von kurzen parallelen Geradenstücken (Teilung, Spektrum mit Fraunhoferschen Linien) abbildbar sein, und zwar in der Fläche der tangentialen Bildpunkte.

Auch die optische Projektion kann nur in der Richtung senkrecht zur Achse verzerrt sein; dieser besondere Fall der Verzerrung wird Verzeichnung genannt.

Durch besondere Wahl der Flächen kann ein Teil der Fehler unschädlich gemacht werden. — Vgl. die Artikel „Gaußsche Abbildung“ und „Sphärische Abweichung“.

2. Zweifach symmetrische Flächenfolgen (Zylinderflächen mit parallelen oder zueinander senkrechten Achsen, astigmatisches Auge usf.). Hier wird schon für Achsenpunkte im allgemeinen ein Astigmatismus, dagegen keine Koma eintreten. Die abbildbaren Linien stehen jedenfalls zu den beiden Symmetrieebenen senkrecht. Die Wiedergabe eines Gegenstandes erfolgt durch optische Projektion. Man kann jedoch durch passende Wahl der Flächen und ihrer Abstände dafür sorgen, daß

einzelne Achsenpunkte ohne Astigmatismus abgebildet werden. Die Abbildung und ebenso die optische Projektion werden im allgemeinen verzerrt, die Vergrößerung wird in der einen Symmetrieebene nicht dieselbe sein wie in der anderen.

H. Boegehold.

Näheres s. Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig. J. A. Barth 1924 und die dort erwähnten Abhandlungen, namentlich von W. R. Hamilton, J. C. Sturm, H. Bruns, A. Gullstrand. Von Gullstrand kommt außerdem in Frage: Optische Systemgesetze zweiter und dritter Ordnung. Stockholm. Almqvist und Wiksells 1924.

Optische Aktivität (chemisch). Unter optischer Aktivität verstehen wir die Eigenschaft gewisser Körper, die Ebene des polarisierten Lichtes zu drehen.

Die optische Aktivität wird sowohl bei anorganischen als auch bei organischen Stoffen in festem, flüssigem und gasförmigem Zustand beobachtet. Sie tritt immer dann auf, wenn die betreffende Verbindung in mindestens zwei isomeren Formen vorliegt, die spiegelbildlich zueinander gebaut sind. Näheres über diese als Spiegelbildisomerie oder Enantiomorphie bezeichnete Erscheinung s. unter Isomerie.

Der numerische Betrag α der Drehung des polarisierten Strahles hängt außer von der Wellenlänge des verwendeten Lichtes von der Konstitution, der Temperatur und der Anzahl der Molekeln ab, die sich auf dem Lichtweg befinden.

Als Normaltemperatur zur numerischen Angabe der Größe der optischen Aktivität wird meist 20° C angenommen, als Normalwellenlänge die D-Linie des Natriumlichtes; den unter diesen Bedingungen gemessenen Winkel bezeichnet man als α_D oder α_{Na} .

Das spezifische Drehvermögen $[\alpha]$ fester Körper bei Normaltemperatur und Normalwellenlänge wird durch den Drehwinkel ausgedrückt, den 1 cm der durchstrahlten Schicht hervorruft.

Das spezifische Drehvermögen $[\alpha]$ optisch aktiver Flüssigkeiten oder Lösungen aktiver Substanzen in inaktiven Lösungsmitteln wird angegeben durch die Drehung der Masseneinheit des durchstrahlten Stoffes. Bei einer Lösung von k gr aktiver Substanz in 1 cm³ Lösungsmittel ergibt sich $[\alpha]$, wenn eine Schicht von 1 cm Länge die Drehung a zeigt, zu:

$$[\alpha] = \frac{a}{l \cdot k}.$$

Führt man in die Gleichung das spezifische Gewicht s der untersuchten Lösung und deren Prozentgehalt p ein, so erhält man:

$$k = \frac{1}{100} \cdot p \cdot s \quad \text{und} \quad [\alpha] = \frac{100 a}{l \cdot p \cdot s}.$$

Ein wichtiges Anwendungsgebiet, auf das die vorstehenden Formeln insbesondere zugeschnitten sind, ist die Saccharimetrie (s. d.). Mit Hilfe dieser Methode wird aus der optischen Aktivität technischer Rohrzuckerlösungen der Prozentgehalt derselben an reinem Zucker berechnet.

Das molekulare Drehvermögen wird ausgedrückt durch die spezifische Drehung multipliziert mit dem Molekulargewicht. *Margarete Eggert.*

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehvermögen. Braunschweig 1898.

Optische Instrumente. Begriff und Einteilung. Man könnte als optisches Instrument jedes Gerät bezeichnen, das auf den Gesetzen der Optik, auf den Eigenschaften der Lichtstrahlen beruht; doch ist es üblich, den Ausdruck auf die Vorrichtungen

zu beschränken, deren Zweck ist, äußere Gegenstände (Gestalten nach einem Ausdruck von H. Helmholtz: Physiol. Opt. § 1) unserem Auge in anderer Art zu zeigen, als das Auge sie ohne das Instrument sehen könnte; meist bedient man sich optischer Bilder, die durch Folgen von brechenden und spiegelnden Flächen entworfen werden.

Durch diese Begriffsbestimmung werden zwei Klassen von Vorrichtungen ausgeschlossen:

1. Geräte, bei denen nicht eine Wiedergabe des Gegenstandes, sondern die Beeinflussung der Strahlung untersucht wird (Polarisationsapparate, Spektalapparate, Interferometer).

2. Schutzvorkehrungen, bei denen eine scheinbare Verlagerung des Gegenstandes unvermeidlich ist, eine weitere Änderung nur bei mangelhafter Ausführung eintritt (Fensterscheiben, Schutzbrillen).

In anderen Fällen ist der Sprachgebrauch schwankend:

3. Das Auge selbst wird zuweilen als optisches Instrument bezeichnet, zuweilen beschränkt man den Ausdruck auf die künstlichen Vorrichtungen.

4. Seit F. C. Donders bezeichnet man ein Auge dann als rechtsichtig, wenn es ohne Akkommodation ferne Gegenstände deutlich auf der Netzhautgrube abbildet. Einem abweichenden (fehlsichtigen) Auge gibt man durch eine meist mit dem Auge fest verbundene Vorrichtung (Brille) die gleiche Eigenschaft. In ähnlicher Weise wird durch die Lupenbrille dem alterssichtigen Auge die verloren gegangene Akkommodation ersetzt, dem schwachsichtigen Auge durch die Fernrohrbrille eine Hilfe für die geringere Empfindlichkeit der Netzhaut geboten. Alle diese Geräte sollen als Sehhilfen von den eigentlichen optischen Instrumenten unterschieden werden.

5. Vorrichtungen, bei denen mit dem scheinbaren Augenort die Perspektive geändert werden soll: Eine Änderung des Abstandes Auge—Gegenstand steht in Beziehung zu einer Änderung der scheinbaren Größe und fällt daher unter einen späteren Fall. Eine Änderung der Betrachtungsrichtung kommt bei manchen der als Anamorphose bezeichneten Kunststücke in Frage. Besonders wichtig ist bei der beidäugigen Beobachtung die Änderung des scheinbaren Abstandes beider Betrachtungsorte und damit der Tiefenwahrnehmung, bei manchen Instrumenten (Stereoskop, Telestereoskop, Pseudoskop, Synopter) ist sie der alleinige Zweck oder die Hauptsache. Bei den meisten optischen Instrumenten gibt es eine Unterklasse für beidäugige Beobachtung.

6. Beleuchtungsvorrichtungen (Scheinwerfer) haben die Einrichtung eines optischen Instrumentes, oft sind sie auch Teile eines solchen (man nennt sie dann meist Kondensoren).

7. Wo das optische Instrument ein Teil einer größeren Vorrichtung ist (wie das Fernrohr und die Meßmikroskope Teile des Meridiankreises sind) ist es nicht streng richtig, die Gesamtvorrichtung als optisches Instrument zu bezeichnen.

Schränkt man den Begriff in dieser Weise ein, so bleiben noch mehrere Klassen von Werkzeugen übrig. Die folgende Einteilung ist im wesentlichen nach M. v. Rohr vorgenommen (Richtlinien in der Entwicklung, Erkenntnis und Wertung der optischen Instrumente. Die Naturwissenschaften. 1913. 1, 417—421, 445—450. — Die optischen Instrumente. 3. Aufl. Leipzig und Berlin. B. G. Teubner.

1918. S. 33—35). Am wichtigsten ist, worin sich die Wiedergabe des Gegenstandes vom Gegenstande oder strenger von dessen perspektivischer Projektion unterscheiden soll. Dies kann äußerlich sein (Raum, Zeit, Bewegungszustand) oder Größe und Gestalt des Gegenstandes betreffen. Dabei kommt als Größe schließlich die scheinbare Größe vom Augpunkte aus in Frage. Unterscheidet sich das beobachtete Bild in mehrfacher Weise vom Ding, so ist der Hauptzweck von den Nebenwirkungen zu trennen, die zuweilen erwünscht, absichtlich mit hervorgebracht, zuweilen auch unerwünscht, wozu möglich zu vermeiden sind. Diese Einteilung gibt zwei Hauptklassen — wiederholende und verdeutlichende Instrumente — und zwei Nebenklassen.

Eine Untereinteilung kann nach dem Dingabstände erfolgen.

Älter ist die Trennung in Instrumente zu subjektivem Gebrauch (jeweils nur einzelnen Beobachtern dienend) und zu objektivem Gebrauch (gleichzeitig von einem größeren Personenkreise benutzt). Der objektive Gebrauch kann wohl durch große Linsen oder Spiegel erreicht werden, der wichtigste Fall ist aber das Auffangen des Bildes auf einem Schirme. Hier wird (M. v. Rohr) „ein solches nach allen Seiten strahlendes Bild in einem gewissen Sinne unabhängig von dem erzeugenden Instrument . . . Hier kann man zweckmäßig den Begriff der unterbrochenen Abbildung einführen. . .“

Diese Unterbrechung ist besonders deutlich, wenn das Bild nicht nur aufgefangen, sondern durch Zeichnung oder durch ein chemisches Verfahren (Photographie) festgelegt (aufgenommen) wird, so daß der Vorgang der Abbildung von dem der Betrachtung zeitlich und räumlich weit getrennt sein kann. Außer den stets notwendigen Aufnahmevorrichtungen sind gelegentlich besondere Betrachtungsvorrichtungen im Gebrauch. Endlich kann eine Aufnahme nochmals zum Bildwurf verwandt und dadurch einem größeren Personenkreise vorgeführt werden.

Man kann danach etwa folgende Übersicht geben:

A. Wiederholende Instrumente. Das Gerät wiederholt den Gegenstand am anderen Ort, zu anderer Zeit usf., eine Änderung der scheinbaren Größe, vielleicht auch der Gestalt kann eintreten, ist aber nicht der Hauptzweck.

I. Vorrichtungen zur räumlichen Verlagerung. Zuweilen soll der Gegenstand gleichzeitig mehrfach gezeigt werden (Kaleidoskop). Wichtiger ist der Fall, daß Dinge gesehen werden sollen, die dem Blicke unmittelbar nicht zugänglich sind.

Die einfachste und gebräuchlichste Einrichtung ist:

a) Der Spiegel oder eine Zusammenstellung von Spiegeln.

Für schwierigere Aufgaben ist eine Unterscheidung nach dem Dingabstände angebracht:

b) Der dem bloßen Auge unzugängliche Gegenstand ist fern (Beispiel: Periskope für Unterseeboote).

c) Der dem bloßen Auge unzugängliche Gegenstand ist nahe (Beispiel: Geräte zur Betrachtung der Körperhöhlen und -Röhren, s. den Artikel „Höhलगucker“).

Die Instrumente sind meist zu subjektivem Gebrauch eingerichtet, doch kommen auch Projektion und Photographie vor.

II. Vorrichtungen zur Aufnahme von Bildern, die aufbewahrt und verschickt werden können, wie auch zu ihrer Wiedergabe und Betrachtung unabhängig von Raum und Zeit.

a) Aufnahmevorrichtungen: Zeichenapparate, das photographische Objektiv.

b) Projektionsvorrichtungen: Bildwurf, Kinetograph.

c) Betrachtungsvorrichtungen: Verant.

III. Vorrichtungen zur Beobachtung in geändertem Bewegungszustande. Es sollen z. B. schnell bewegte (etwa umlaufende) Körper in scheinbarer Ruhe oder langsam bewegt gezeigt werden:

a) subjektiv mit umlaufenden Spiegeln. Die erste Vorrichtung mag von J. A. F. Plateau (1828/29) herrühren, vgl. die Besprechung einer Liesegangschen Arbeit durch M. v. Rohr. Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech. 1925. 46. 84/5. Über Erfindungen von E. Mach (1875) und K. Pritschow (1920) vgl. Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth 1924, S. 16 u. 32.

b) objektiv mit Photographie und kinematographischer Projektion, s. z. B. K. Wiedemann, Die Zeitlupe. Dtsch. Opt. Wochenschr. 1923. 9, 50/3.

B. Instrumente zur Änderung der scheinbaren Größe.

I. Die scheinbare Größe wird verkleinert. In diese Nebenklasse gehören Vorführungen von Spiegelbildern scherzhafter Art, die wohl als Miniatur- oder Tanagratheater bezeichnet worden sind. Wichtiger sind Geräte, um die bei Betrachtung der Körperhöhlen unvermeidliche Weitwinkelperspektive zu zeigen (O. Ringleb).

II. Die scheinbare Größe wird vergrößert. Hierdurch ist es möglich, die Erkennbarkeit von Einzelheiten zu erhöhen: Hauptklasse der verdeutlichenden Instrumente. Da zur Erreichung des Zweckes die Vergrößerung einen merklichen Betrag haben muß, empfiehlt M. v. Rohr nur solche Instrumente einzureihen, bei denen

$$\operatorname{tg} w' / \operatorname{tg} w^* > 2$$

ist, wo w' den mit dem Instrumente, w^* den mit bloßem Auge erreichbaren Sehwinkel bedeutet.

Eine Unterteilung ist auf Grund folgender Überlegung vorzunehmen: Das einfachste Mittel zur Vergrößerung des Sehwinkels ist die Annäherung des Gegenstandes; das optische Instrument ist nötig, wenn diese versagt. Dies kann drei Gründe haben:

a) Die Entfernung des Gegenstandes ist groß. Eine Annäherung, die den Sehwinkel merklich vergrößerte, ist entweder überhaupt unmöglich (Gestirne) oder doch in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht durchführbar (entfernte irdische Gegenstände).

b) Man kann oder will sich dem Gegenstande nur bis zu einem gewissen mäßigen Abstände nähern, gewöhnlich mechanischer Hindernisse wegen.

c) Ein äußeres Hindernis, die Entfernung Gegenstand—Auge beliebig zu verkleinern, ist nicht vorhanden, die zu untersuchenden Einzelheiten sind aber so klein, daß sie erst dann eine ausreichende scheinbare Größe erhielten, wenn man den Gegenstand innerhalb des Nahpunktes des Auges brächte.

Im Falle a) hilft das Fernrohr, im Falle c) das Mikroskop (die Lupe). Beide Instrumente können für die subjektive Beobachtung, für die Projektion und für die Photographie ausgeführt werden. Fall b) liegt beispielsweise vor, wenn in eine verwickelte Zusammenstellung eine Teilung eingebaut ist; zur Ablesung sind Linsenzusammensetzungen im Gebrauch, die zwischen Fernrohr und Mikroskop in der Mitte stehen.

C. Vorrichtungen, die der Gestaltsänderung (Verzerrung) dienen, bilden nur eine Nebenklasse. Einige Fälle sind bei Czapski-Eppenstein a. a. O. S. 138 ff. angeführt. *H. Boegehold.*

Optische Isomerie s. Isomerie.

Optische Modifikationen. Die Erscheinung, daß eine organische Verbindung rechts- oder linksdrehend, sowie auch in inaktiven Formen auftreten kann, wurde zuerst von Pasteur 1848 bei der Weinsäure entdeckt. Für jede Verbindung läßt sich, wie van't Hoff 1874 gezeigt hat, aus der Zahl in ihr enthaltener asymmetrischer Kohlenstoffatome die Anzahl der optischen Modifikationen, d. i. der möglichen optischen Isomeren berechnen. Diese möglichen Stereoisomeren sind dann teils inaktive nicht zerlegbare Modifikationen, teils aktive Formen, von denen je zwei zusammengehörige immer optische Antipoden von gleich stark entgegengesetztem Drehungsvermögen darstellen. Je zwei dieser Antipoden führen daher zu inaktiven zerlegbaren Razemmodifikationen. *Schönrock.*

Optische Nachrichtenmittel s. Signalgeräte, optische.

Optische Projektion s. Optische Abbildung.

Optische Superposition. Wie auf experimentellem Wege erwiesen worden ist, wird in den Verbindungen, die mehrere asymmetrische Kohlenstoffatome enthalten, die optische Drehwirkung jeder einzelnen asymmetrischen Gruppe durch die andere nicht geändert, so daß sich die einzelnen Dreheffekte je nach ihrem Vorzeichen addieren oder subtrahieren. Man hat also in dieser Hinsicht einfache optische Superposition der Drehwirkungen. Vgl. Isomerie, optische Aktivität. *v. Staal.*

Optische Weglänge s. Optische Abbildung.

Optischer Ausgleich der Filmwanderung. Die absatzweise Fortschaltung des Films im Fenster hat eine Reihe prinzipieller Nachteile. Solche sind die nicht völlige Ausnutzung der Lichtquelle infolge der Wirksamkeit des Verschlusses beim Bildwechsel und weiter das hierdurch verursachte oft unangenehme Flimmern; ferner die starke Beanspruchung des Filmbandes durch die ruckweise Weiterschaltung, die einmal zu seiner Abnutzung beiträgt und die außerdem die für schnellbewegte Aufnahmegegenstände notwendige hohe Bildwechselfrequenz nicht zuläßt. Andererseits kann bei Projektoren mit optischem Ausgleich der Filmwanderung die Zahl der in der Sekunde vorgeführten Bildchen verhältnismäßig klein gewählt werden, ohne daß ein lästiges Flimmern zu befürchten wäre. Trotz dieser theoretisch möglichen Vorteile haben die Apparate mit optischem Ausgleich der Bildwanderung noch keine größere Verbreitung gefunden, da die Ausführung wirklich leistungsfähiger Apparate auf sehr große technische Schwierigkeiten stößt. Dementsprechend ist daher auch die bisher aufgewandte Arbeit, das heißt umworbene Ziel zu erreichen, umfangreich und die verwandten optischen Mittel sehr mannigfaltig. In einem kurzen

schematischen Überblick lassen sich diese vielleicht so anordnen: Die Bewegung des Filmbandes im Bildfenster kann optisch aufgehoben werden

1. durch ein oder mehrere bewegte Objektive,
2. durch Einschaltung von katoptrischen Ausgleichsystemen in den abbildenden Strahlengang,
3. durch Einschaltung von dioptrischen Ausgleichsystemen in den abbildenden Strahlengang.

Es sind selbstverständlich auch Ausführungsformen möglich, die die Hilfsmittel zweier oder auch die sämtlicher drei Gruppen verwenden. Aus jeder Gruppe sei hier ein einfaches Ausgleichsystem kurz schematisch dargestellt, um die

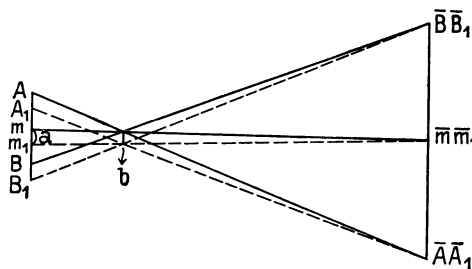


Fig. 1. Optischer Ausgleich durch Bewegung des Objektivs.

Wirkungsweise solcher Apparate anzudeuten. Wandert bei der Aufnahme oder Projektion Film und Objektiv und zwar dieses in gleicher Richtung wie der Film (s. Fig. 1), so kommt eine einwandfreie Aufnahme bzw. ein unverrückbar feststehendes Schirmbild zustande, wenn die Geschwindigkeit des Objektivs

$$V = c \frac{1 + n}{2 + n + \frac{1}{n}}$$

ist, wobei unter c die Geschwindigkeit des Filmbandes und unter n der Abbildungsmaßstab zu verstehen ist. Man erkennt, daß für $n = \infty$, d. h. praktisch für eine sehr große Aufnahme- oder Projektionsentfernung, das Objektiv sich mit

gleicher Geschwindigkeit wie der Film und immer in derselben räumlichen Anordnung zu diesem zu bewegen hat. Dieser Ausgleich wird z. B. bei Apparaten benutzt, die eine große Zahl von Objektiven in kreisförmiger Anordnung auf einer rotierenden Scheibe an der Belichtungsstelle des Films vorbeiführen. Da hierbei die Objektive nicht genau geradlinig wandern, ist der sich daraus ergebende Fehler noch zu beseitigen.

Einen optischen Ausgleich durch Spiegel zeigt vorstehende Fig. 2. Aus ihr erkennt man, daß hier die Bewegung des Films in ähnlicher Weise aufgehoben wird, wie etwa die Bewegung der

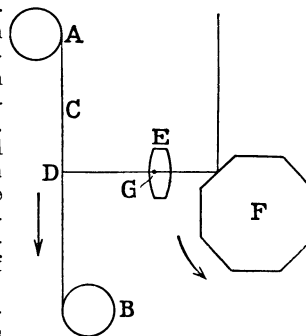


Fig. 2. Optischer Ausgleich durch eine sich drehende Spiegeltrommel.

Sonne durch einen Heliostaten. Dreht sich die Spiegeltrommel mit gleichförmiger Geschwindigkeit, so können die Abmessungen der dargestellten Anordnung z. B. so gewählt werden, daß für einen Punkt des sich bewegenden Films am oberen oder unteren Rande und in der Mitte des Bildfensters der optische Ausgleich herbeigeführt wird.

Der einfachste optische Ausgleich der Bildwanderung durch Strahlenbrechung kann durch

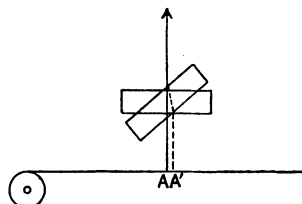


Fig. 3. Optischer Ausgleich durch eine sich drehende Platte.

Achse drehbares Glasprisma, rotierende Linsenkränze u. a.

Bei den Projektoren, die das Prinzip des optischen Ausgleichs benutzen, wird nicht nur zwischen bewegtem Film und stehendem Schirm ein optischer Ausgleich bewirkt, sondern auch zwischen stehender Lichtquelle und bewegtem Film, um eine gleichmäßige Beleuchtung der Bilder zu erzielen. Der Mechau-Projektor, hergestellt von E. Leitz, Kinowerk Rastatt, ist bisher der einzige auf dem Markt befindliche Projektor mit optischem Ausgleich, der verhältnismäßig gut brauchbar ist. *W. Merté.*

Optischer Mittelpunkt. Der Punkt einer einfachen Linse, dessen Abstände von den beiden Flächen sich verhalten wie deren Halbmesser. Er hat die Eigenschaft, daß jeder innerhalb der Linse durch ihn gehende Strahl vor und nach dem Durchgang in parallelen Linien verläuft. Für zusammengesetzte Folgen gibt es einen solchen Punkt im allgemeinen nicht. *H. Boegehold.*

Optischer Nutzeffekt s. Energetisch-photometrische Beziehungen 2.

Optischer Schwerpunkt einfarbiger Lichtquellen. Die Theorie des optischen Schwerpunktes ist zumal

in der Polarimetrie von großer Wichtigkeit. Bei der hohen Genauigkeit, mit der die Drehungswinkel α der Polarisationssebene in Lippichschen Halbschatten-Polarisationsapparaten bestimmt werden können, und mit Rücksicht auf die zumeist starke Abhängigkeit des Drehungswinkels von der Wellenlänge λ ist es erforderlich, sich wohl definierte einfarbige Lichtquellen zu verschaffen. Selbst die sog. homogenen Spektrallinien sind ja meistens aus mehreren Komponenten von verschiedener Intensität zusammengesetzt. Während bei den viel benutzten Linien von Quecksilber, Helium, Kadmium und Zink fast immer eine Hauptkomponente von überragender Intensität vorhanden ist, sind bei den Wasserstofflinien und der so viel gebrauchten gelben Natriumlinie mehrere Komponenten zu berücksichtigen. Hat man für eine solche zusammengesetzte Linie den Drehungswinkel α_0 beobachtet, so kommt es darauf an, die zugehörige Wellenlänge λ_0 ,

eben den optischen Schwerpunkt des benutzten Lichtes, mit entsprechender Genauigkeit anzugeben.

Wie Lippich gezeigt hat, ist der optische Schwerpunkt λ_0 unabhängig von der Größe des Drehungswinkels α_0 , sowie von der Rotationsdispersion der untersuchten Substanz. Der Schwerpunkt hängt vielmehr nur von den Wellenlängen und ihren Helligkeitsverhältnissen ab und ist, sobald man diese Größen kennt, leicht folgendermaßen zu berechnen. Das gemischte Licht sei aus den einzelnen Wellenlängen $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ zusammengesetzt, deren Intensitäten entsprechend i_1, i_2, \dots, i_n sein mögen. Für irgendeine drehende Substanz seien die zugehörigen Drehungswinkel $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$. Dann ergibt sich aus der Bedingungsgleichung für gleiche Helligkeit im Gesichtsfelde unabhängig vom Halbschatten die folgende Beziehung:

$$\alpha_0 = \frac{i_1 \alpha_1 + i_2 \alpha_2 + \dots + i_n \alpha_n}{i_1 + i_2 + \dots + i_n} = \frac{\Sigma(i\alpha)}{\Sigma i},$$

woraus folgt

$$\lambda_0 = \frac{i_1 \lambda_1 + i_2 \lambda_2 + \dots + i_n \lambda_n}{i_1 + i_2 + \dots + i_n} = \frac{\Sigma(i\lambda)}{\Sigma i}.$$

Dividiert man Zähler und Nenner z. B. durch i_1 ,

so treten nur noch die Intensitäts-Verhältnisse $\frac{i_2}{i_1},$

$\frac{i_3}{i_1}, \dots, \frac{i_n}{i_1}$ auf. λ_0 kann also direkt durch eine

Art Schwerpunktskonstruktion erhalten werden, indem man sich die Endpunkte der auf einer starren Geraden als Abszissen aufgetragenen λ mit Gewichten belastet denkt, welche den i proportional sind; dann ist nämlich nach dem Satze vom statischen Moment der Kräfte der Endpunkt von λ_0 der Schwerpunkt der starren Geraden.

Ist indessen die Helligkeitsverteilung in der Lichtquelle eine solche, daß es nicht mehr erlaubt ist, mit einzelnen Wellenlängen zu rechnen, so muß man die Helligkeitskurve $i = f(\lambda)$ des von λ_1 bis λ_n reichenden Spektrumteiles der betreffenden

Nr.	Lichtquelle	Reinigung	λ_0 in μ	α_{90} in Graden
1	Bunsenflamme mit NaCl	10 cm dicke Schicht einer 9%igen $K_2Cr_2O_7$ -Lösung in Wasser und 1 cm dicke Schicht einer $CuCl_2$ -Lösung mit 1 g Salz auf 6,35 ccm Wasser	0,58886	21,757
2	Intensivnatronbrenner	vollkommen spektral gereinigt	0,58924	21,728
3	Bunsenflamme mit NaCl oder NaBr	10 cm dicke Schicht einer 6%igen $K_2Cr_2O_7$ -Lösung in Wasser und 1,5 cm dicke Schicht einer tiefgrünen Uranosulfatlösung U_2O_5 in Wasser	0,58927	21,725
4	weißes Licht	spektral zerlegt und auf die Mitte der beiden D-Linien eingestellt	0,58930	21,723
5	Bunsenflamme mit NaCl	10 cm dicke Schicht einer 9%igen $K_2Cr_2O_7$ -Lösung in Wasser	0,58944	21,712
6	Bunsenflamme mit NaBr	10 cm dicke Schicht einer 9%igen $K_2Cr_2O_7$ -Lösung in Wasser	0,58992	21,675

Lichtquelle bestimmen. Dann wird entsprechend der obigen Gleichung

$$\lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_n} i \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_n} i d\lambda}$$

die Abszisse des Schwerpunktes der Fläche vom Inhalt $\int_{\lambda_1}^{\lambda_n} i d\lambda$. Verändert die verschieden starke

Absorption der zu untersuchenden Substanz merklich die Zusammensetzung des einfallenden Lichtes, so ergibt sich der optische Schwerpunkt aus der Intensitäts-Verteilung, die in dem Lichte nach dem Durchgange durch die drehende Substanz herrscht.

Die vorstehende Tabelle kann dazu dienen, die mit Natriumlicht ausgeführten polarimetrischen Bestimmungen verschiedener Beobachter unter einander vergleichbar zu machen. Sie enthält die optischen Schwerpunkte λ_0 in Luft von 20° und 760 mm Druck einiger viel benutzten Natriumlichtquellen, sowie die entsprechenden Drehungswinkel a_{20} für 1 mm Quarz bei 20°C. Die Drehungswinkel für die Lichtquellen 1 und 6 unterscheiden sich also um den ansehnlichen Betrag von 0,38 Prozent.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Optisches Pyrometer s. Strahlungs-pyrometer.

Optogramm s. Sehpurpur.

Optometer s. Scheinerscher Versuch.

Ordentlicher Strahl s. Polarisiertes Licht.

Ordnungszahl s. Atombau und Periodisches System der Elemente, Atomkern und Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Organische Chemie. Wegen ihrer Definition, die mit ihrer Abgrenzung von der anorganischen Chemie zusammenfällt, vgl. daher die letztere.

Von Interesse ist aber noch die Frage nach der Eigenart, die es der organischen Chemie ermöglicht hat, eine derartige Ausdehnung anzunehmen, ja auch hinsichtlich der Forschungsmethoden, nicht nur der Stoffe, ein so ausgesprägtes Eigendasein zu führen. Es muß dies doch letzten Endes in der Eigenschaft des Kohlenstoffs liegen, mit den meisten Elementen, auch solchen, die sonst vorwiegend in ionogener Bindung vorkommen, sowie vor allem mit sich selbst homöopolare Bindungen (s. Valenztheorie) beträchtlicher Festigkeit schliessen zu können. Das bedingt einmal die gewaltige Mannigfaltigkeit der organischen Chemie, zum andern aber auch ein gut Teil ihrer experimentellen Methodik; da es sich eben meist um homöopolare und daher leichtflüchtige, undissoziierte Verbindungen handelt, sind langsam verlaufende Reaktionen, Trennung durch Destillation oder Extraktion, um nur Beispiele zu nennen, für die organische Chemie ebenso charakteristisch, wie für die anorganische die momentane Ionenreaktion. Daß physikalisch-chemische Prinzipien in der organischen Chemie neben einigermaßen empiristischen „Theorien“ bis heute noch im Hintergrund stehen, liegt an dem ungeklärten Zustand gerade der Fragen der physikalischen Chemie, die hier von Bedeutung wären: Zusammenhang zwischen molekularem Bau und Geschwindigkeit (Wahrscheinlichkeit) seiner Veränderung in bestimmter Richtung. Da es sich nämlich meist um metastabile, unter

Aufwand freier Energie zustande gekommene Körper handelt, sind thermodynamische Überlegungen hier für die praktisch auftretenden Fragen recht unfruchtbar — die Thermodynamik „verbietet“ in gewissem Sinne die organische Chemie — und nur eine viel entwickeltere Kinetik wird eine Rationalisierung bringen können.

Schwab.

Orgel. Die Pfeifen (s. d.) der Orgel sind teils Lippen-, teils Zungenpfeifen. Große Orgeln enthalten bis zu mehreren tausend Pfeifen. Sie sind in Gruppen zusammengefaßt, die man Register oder Stimmen nennt. Die Stimmen mit Zungenpfeifen werden auch Schnarrwerke genannt. Statt der früher allein bekannten „aufschlagenden“ Zungen (s. d.) benutzt man jetzt „durchschlagende“, welche einen weniger rasselnden Klang geben.

Zu den wichtigsten Zungenregistern gehören Posaune, Trompete, Oboe, Klarinette und Vox humana. Die Namen der Register entsprechen den Instrumenten, deren Klangfarbe sie durch passenden Bau und Zusammenstellung der Pfeifen nachahmen wollen. Die benutzten Lippenpfeifen sind teils offen, teils gedackt. Die Klangfarbe der Pfeifen hängt noch sehr wesentlich von dem Material (Holz oder Metall), der Form des Rohres (kreisförmiger oder quadratischer Querschnitt usw.), der Weite desselben und kleinen Änderungen, namentlich der Lippengröße und Lippenform, ab. Die Hauptklangmassen geben die weiten und offenen Prinzipalstimmen, die nur wenige Obertöne haben. Engere, offene Zylinderpfeifen (Geigenprinzipal, Violoncello usw.) klingen im allgemeinen schon schärfer. Konisch nach oben verengt sind die Pfeifen beispielsweise bei den Registern Gemshorn und Spitzflöte. Weite gedackte Pfeifen finden sich in den Registern Flöte, Gedackt usw. In dem Register Rohrflöte ist in den Deckel der gedackten Lippenpfeifen ein beiderseitig offenes Röhrchen eingesetzt, wodurch eine ganz besondere Klangfarbe erzielt wird.

Der Tonumfang der Orgel umfaßt das ganze Gebiet der musikalischen Skala. Für Orgeln mittlerer Größe beträgt er etwa C_2 bis h_4 .

E. Waetzmann.

Näheres s. C. Locher, Erklärung der Orgelregister. Berlin 1887.

Orometrie. Der Orometrie (Bergausmessung) fällt die Aufgabe zu, die vielgestaltigen Vollformen (s. Geomorphologie) der Erdoberfläche durch einige leicht übersehbare Zahlenwerte zu kennzeichnen und damit deren Vergleichung zu ermöglichen. Zu diesem Zwecke werden für vielfach gekrümmte Linien oder unregelmäßige Flächen Mittelwerte berechnet und so das vielgestaltige Gebirgsmassiv einem Körper von einfacheren Umrißformen gleichgesetzt, dessen Größenverhältnisse einer Berechnung zugänglich sind. Das Ziel der Orometrie ist, diese Idealfigur nach Volumen und äußerer Gestalt dem wahren Gebirgskörper möglichst anzuschmiegen. Über die Berechnungsmethoden der einzelnen orometrischen Grundwerte, wie mittlere Kamm-, Gipfel-, Sattelhöhe, mittlere Schartung, Talhöhe, Gehängeneigung usw., die schließlich zur Bestimmung der mittleren Höhe und des Volumens des Gebirgsblockes führen, ist bisher noch keine völlige Einigung erzielt worden. Da zudem die, der Berechnung zugrunde gelegten Einzelwerte zumeist aus Karten entnommen werden müssen, so hängen die gewonnenen Resultate in hohem Maße von Art

und Maßstab der benutzten Karten, sowie von der angewandten Berechnungsmethode ab. Die Ergebnisse sind daher im allgemeinen nicht unmittelbar miteinander vergleichbar.

O. Baschin.
Näheres s. K. Peucker, Beiträge zur orometrischen Methodenlehre. 1890.

Orthochromatische Platten s. Sensibilisation photographischer Schichten, bzw. Plattentypen.

Orthometrische Korrektion s. Höhenmessung.

Orthomorph s. Enanthiomorph.

Orthotroper Körper, ein im reflektierten oder durchgelassenen Licht proportional $\cos i$ leuchtender Körper s. Photometrische Gesetze und Formeln, Nr. 7 und 8.

Ortsbestimmung, magnetische s. Landesaufnahmen, magnetische.

Ortsdiagramm, Ortskurve s. Vektordiagramm.

Ortshöhe. In der Hydrodynamik gebräuchliche Bezeichnung für die senkrechte Entfernung eines Aufpunktes von einer beliebig gewählten horizontalen Bezugsebene.

S. Erk.

Ortsucher s. Peilempfänger.

Ortsvektor s. Geschwindigkeit; Vektorrechnung.

Ortszeit s. Zeit.

O-Serie s. Röntgenserien.

Osmoregenerierung. Einrichtung, um hart gewordenen Ionenröntgenröhren wieder Gas zuzuführen. Sie besteht aus einem kleinen einseitig verschlossenen Palladiumröhrchen, das mit seinem offenen Ende durch die Glaswand der Röntgenröhre hindurchgeführt und eingeschmolzen ist. Erhitzt man ein solches Röhrchen im Bunsenbrenner zur Rotglut, so wird es für Wasserstoff durchlässig. Dieser diffundiert dann aus der Flamme in das Röntgenrohr hinein. Beim sog. Wintzschens Automaten wirkt diese Einrichtung selbsttätig, indem der Röhrenstrom eine elektromagnetische Steuervorrichtung passiert, welche die Gaszufuhr zu einer ständig unter dem Palladiumröhrchen brennenden Gasflamme so regelt, daß diese bei zu geringer Stromstärke das Röhrchen umspült, so daß die Regenerierung in Tätigkeit tritt. Hat der Strom wieder den gewünschten Wert erreicht, so wird die Flamme automatisch wieder gedrosselt und das Palladiumröhrchen wird wieder gasundurchlässig.

Behnken.

Osmose. Der Austausch zweier Lösungen durch eine permeable (durchlässige) Wand hindurch.

S. Osmotischer Druck.

v. Staal.

Osmotischer Druck. Geben wir in einen porösen Tonzylinder eine verdünnte Kupfervitriollösung und stellen diesen in eine verdünnte Lösung von Ferricyankalium, so diffundieren beide gelösten Stoffe in der Wand der Tonzelle gegen einander und erzeugen dort einen Niederschlag von Ferricyankupfer, der die Poren der Tonzelle derartig verkleinert, daß sie zwar Wassermolekeln hindurchlassen, nicht aber größere Molekeln, etwa die des Zuckers, der im Wasser gelöst ist. Wir sprechen von einer „halbdurchlässigen“ oder „semipermeablen“ Wand.

Pfeffer füllte einen halbdurchlässigen Zylinder, der mit einem Quecksilbermanometer verbunden war, vollständig mit einer Zuckerlösung und brachte die Zelle in reines Wasser. Das Wasser diffundierte in die Zelle und erhöhte dort den Druck bis zu einem ganz bestimmten Wert, den wir den „osmotischen“ Druck der Lösung nennen. Aus den Pfefferschen Messungen zog van 't Hoff den Schluß, daß sich der osmotische Druck genau

so verhält, wie der Druck eines Gases, das in der Volumeneinheit dieselbe Anzahl von Molekeln enthält wie die Lösung an Molekeln gelöster Substanz. Es gelten also für den osmotischen Druck das Boyle-Charlessche, das Daltonsche, das Avogadrosche Gesetz (s. d.). Die Lösung eines Körpers in einem flüssigen Lösungsmittel können wir uns wie ein Gasgemisch unter sehr hohem Druck vorstellen. Daraus folgt ohne weiteres, daß nach dem Äquipartitionsprinzip (s. d.) die Molekeln der gelösten Substanz im Mittel dieselbe kinetische Energie der fortschreitenden Bewegung haben müssen wie jene des Lösungsmittels. In der Pfefferschen Anordnung werden die Molekeln des Lösungsmittels die Gefäßwände ungehindert passieren können, auf diese also keinen Druck ausüben. Die gelöste Substanz wird sich bezüglich des Drucks so verhalten, als wäre sie allein im Gefäß vorhanden. Im verdünnten Zustand werden wir also auf den osmotischen Druck ohne weiteres die Gesetze des Gasdrucks anwenden können.

Haben wir eine Flüssigkeit in Berührung mit ihrem gesättigten Dampf, so besteht zwischen den Flüssigkeits- und Dampf molekeln dynamisches Gleichgewicht (s. Innerer Druck der Flüssigkeiten). Würden wir nun annehmen, daß ein bestimmter Prozentsatz der Molekeln die Flüssigkeit nicht verlassen kann, so müßte sich der Dampfdruck um diesen Prozentsatz erniedrigen. Nun können wir tatsächlich infolge des Äquipartitionsprinzips das Verhalten von Molekeln des Lösungsmittels im Innern einer Flüssigkeit durch die Molekeln einer gelösten Substanz ersetzen. Wenn aber diese Molekeln die Flüssigkeit nicht verlassen können, so muß sich der Dampfdruck erniedrigen. Der Dampfdruck ist der Zahl der Molekeln in der Volumeneinheit proportional. Wir können daher die

Raoult'sche Gleichung aufstellen $\frac{p - p'}{p} = \frac{n}{N}$, wenn p der Dampfdruck des reinen Lösungsmittels, p' jener der Lösung, n die Zahl der Mole gelöster Substanz in N Molen des Lösungsmittels ist.

Auch das Gleichgewicht eines festen Körpers und seiner Schmelze haben wir als ein dynamisches aufzufassen, d. h. es müssen vom festen Körper in die Flüssigkeit ebensoviel Molekeln übergehen wie umgekehrt. Benutzen wir die Schmelze als Lösungsmittel einer verdünnten Lösung, so werden weniger Molekeln vom Lösungsmittel zum festen Körper übergehen als aus der reinen Schmelze. Es ist das Gleichgewicht gestört, der Körper schmilzt. Erst bei tieferer Temperatur haben wir wieder Gleichgewicht. Wie früher ist die Gefrierpunktniedrigung nur von der Zahl der gelösten Molekeln, nicht aber von deren Natur abhängig. Wir sind so in der Lage, das Raoult'sche Gesetz der Gefrierpunktniedrigung von Lösungen kinetisch abzuleiten (s. Schmelzpunkt).

Wir sind jetzt bereits zur Betrachtung fester Körper gelangt. Auch für sie gilt, daß die Molekeln sich in lebhafter Bewegung befinden, daß jedoch jede Molekel im großen und ganzen an einen bestimmten Raum gebunden ist, über den sie nicht hinaus kann. Die Ortsveränderung der Molekeln wird also in einer Art schwingender Bewegung um eine Ruhelage zu suchen sein. Wiederum wird eine Energieverteilung ähnlich dem Maxwell'schen Gesetz (s. d.) existieren. An der Oberfläche des Körpers wird es daher vorkommen, daß Molekeln

sich losreißen. Es kann auch der feste Körper verdampfen. Desgleichen können wir von einer Dampfspannung sprechen, für die sich ganz wie bei Flüssigkeiten eine Theorie entwickeln läßt. Ganz analog wie die Dampfspannung kann man auch die Löslichkeit eines festen Körpers in einer Flüssigkeit herleiten. Die meisten Probleme der kinetischen Theorie fester Körper sind jedoch noch ungelöst, verursacht einerseits durch die Kompliziertheit der molekularen Vorgänge, andererseits infolge der auftretenden mathematischen Schwierigkeiten.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX., S. 450.

Ostwalds Verdünnungsgesetz s. Verdünnungsgesetz.

Ostwaldsche Stufenregel s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Oszillator der Atomtheorie, einfachstes elektromagnetisches Gebilde, bestehend aus einem um seine Ruhelage linear schwingenden, quasielastisch gebundenen Teilchen, von Planck in seiner Strahlungstheorie (s. d.) ausschließlich benutzt. Nach der I. Fassung der Quantentheorie kann die Energie des linearen Oszillators nur ganzzahlige Vielfache von $h\nu$ betragen (ν Eigenfrequenz des Oszillators, h Plancksches Wirkungsquantum), dementsprechend kann seine Strahlungsemission und Absorption nur *unstetig* erfolgen. Im Gegensatz zum II. Postulat der *Bohrschen Theorie der Spektrallinien* (s. d.) und *Bohrsche Frequenzbedingung*) sollte der Oszillator ursprünglich nicht nur den Energiebetrag $h\nu$, sondern auch *ganzzahlige Vielfache* desselben emittieren können. Nach der II. Fassung der Planckschen Theorie hingegen sollte die Absorption des Oszillators *stetig* erfolgen, seine Emission dagegen nur dann einsetzen können, wenn seine Energie ein ganzzahliges Vielfaches von $h\nu$, gerade erreicht. Der Erfolg der Bohrschen Theorie hat eindeutig zugunsten der I. Planckschen Fassung des Oszillatorproblems entschieden, die Heisenbergsche Quantenmechanik (s. d.) hat überdies noch die wichtige Ergänzung gebracht, daß für den Quantenzustand kleinster Energie oder Normalzustand die Oszillatorenergie $E_0 = \frac{1}{2} h\nu$ beträgt, während man früher $E_0 = 0$ angenommen hatte. Die aufeinanderfolgenden Energiestufen des Oszillators sind demgemäß

$$E_n = h\nu \cdot (n + \frac{1}{2}) \text{ für } n = 0, 1, 2 \dots \infty.$$

Eigenschaften von Oszillatoren solcher Art sind verwirklicht bei den gegenseitigen Schwingungen der Atome in einem mehratomigen Molekül, solange es sich nur um kleine Amplituden handelt, ebenso bei den Wärmeschwingungen der Festkörper, insbesondere der Kristalle; endlich nach der Wellentheorie des Lichtes auch bei den stehenden Lichtwellen im Inneren eines von spiegelnden Wänden gebildeten, allseitig abgeschlossenen Hohlraumes („Hohlraumstrahlung“). Für die Behandlung aller dieser Probleme ist die Quantentheorie des Planckschen Oszillators daher eine wesentliche Unterlage. Da bei den tiefsten Temperaturen praktisch immer nur die unterste Quantenstufe vorkommt, ist das quantenmechanische Ergebnis $E_0 = \frac{1}{2} h\nu$ gleichbedeutend mit dem Vorhandensein endlicher Energiebeträge auch beim absoluten Nullpunkt, der sog. Nullpunktsenergie. — Wenn ein Oszillator infolge äußerer Störungen oder kleiner Abweichungen von der harmonischen Bindung nicht rein sinusförmig schwingen kann (im letzteren Falle tritt dies erst

bei großen Amplituden merklich auf), spricht man von einem anharmonischen oder asymmetrischen Oszillator. Bei der Verallgemeinerung der Quantentheorie auf Systeme von mehr als einem Freiheitsgrade hat Planck auch Oszillatoren von zwei und drei Freiheitsgraden (*räumliche Oszillatoren*) betrachtet. Siehe auch Ersatzoszillator.

Näheres s. Planck, Theorie der Wärmestrahlung. IV. Aufl. Leipzig 1921.

Oszillator der Hochfrequenztechnik, Anordnung zur Erzeugung von Schwingungen oder überhaupt schwingendes System. Die Bezeichnung Oszillator ist besonders üblich für Erreger von kurzen elektrischen Schwingungen, s. dafür Hertz-, Righi-, Blondlot-, Colley-, Mie-Oszillator, für Erregung von langsamen elektrischen Schwingungen s. Vreeland-Oszillator, ferner auch Sender aller Arten, wie Markoni-, Braun-, Funken-, Stoß-, Ton-, Löschfunken-, Lichtbogen-, Poulsenlampen-, Maschinen-, Röhrensender. H. Rukop.

Oszillierender Zähler s. Elektrizitätszähler.

Oszillograph. Die Oszillographen sind Apparate zur Beobachtung und photographischen Aufnahme der Strom- und Spannungskurven von Wechselstrom. Hierzu sind auch die Glimmlichtoszillographen und die Braunsche Röhre zu rechnen (s. d.). Die elektrodynamischen Oszillographen bestehen in der Hauptsache aus einem Vibrationsgalvanometer (Nadel- oder Schleifengalvanometer) von im allgemeinen sehr kleiner Schwingungsdauer und starker Dämpfung, wobei bestimmte Bedingungen erfüllt sein müssen, damit die aufzunehmende Kurve möglichst wenig verzerrt wird. Es handelt sich dabei um das Problem der durch einen Wechselstrom erzwungenen Schwingungen, das für den Oszillographen besonders von Blondel eingehend behandelt worden ist. Die Dämpfung, welche nahe den aperiodischen Grenzzustand herbeiführen soll, wird meist durch Eintauchen des beweglichen Systems in Öl erzeugt. Wegen der geringen Trägheit, die das schwingende System infolge der kurzen Schwingungsdauer nur besitzen darf, können nur sehr kleine Spiegel verwendet werden, wodurch eine gewisse Schwierigkeit entsteht. Nach Orlich genügt es für viele Fälle, wenn die Eigenschwingung des Systems etwa $\frac{1}{50}$ von der Frequenz der aufzunehmenden Grundwelle entspricht. Um gleichzeitig Strom- und Spannungskurve sichtbar zu machen, werden in der Regel die Apparate mit zwei Galvanometern gebaut, die das Bild der Kurven gleichzeitig entwerfen. Weitere Einzelheiten s. unter Nadel- und unter Schleifenzillograph. Vgl. auch den Rheograph von Abraham, bei dem das Galvanometer eine größere Schwingungsdauer besitzt. W. Jaeger.

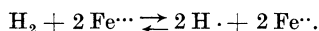
Näheres s. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Braunschweig 1906.

Otoskop s. Höhlengucker.

Oxydation. Unter Oxydation versteht man die chemische Bindung von Sauerstoff. Die Umkehrung dieses Vorganges heißt Reduktion. Der Oxydationsprozeß erfordert also das Zusammenwirken zweier Stoffe, eines Oxydationsmittels, welches Sauerstoff abspaltet, außer dem reinen Sauerstoff selbst z. B. Ozon, Wasserstoffperoxyd, Salpetersäure, Kaliumpermanganat und viele andere Substanzen sowie eines Reduktionsmittels, welches den Sauerstoff aufnimmt wie die meisten Elemente im reinen Zustande und insbesondere die Wasserstoff enthaltenden Verbindungen z. B. Ammoniak,

Kohlenwasserstoffe und unter Einwirkung hinreichend starker Oxydationsmittel auch Wasser, Chlorwasserstoff, Schwefelsäure u. v. a. Die Oxydation erfolgt als chemischer Vorgang in stöchiometrischem Verhältnis der Verbindungsgewichte und vielfach in mehreren Stufen. So oxydiert Kohlenstoff zu Kohlenoxyd oder zu Kohlensäure, womit indessen über die Reihenfolge, in der diese Stufen der Oxydation tatsächlich durchschritten werden, nichts ausgesagt werden soll. Die verschiedenen Oxyde der Metalle entsprechen ihrer verschiedenen Wertigkeit, Eisen z. B. oxydiert zu zweiwertigem Eisenoxydul und weiterhin zu dreiwertigem Oxyd. Im erweiterten Sinne des Wortes nennt man Oxydation jede Verbindung eines Metalles mit einem Metalloid und ganz allgemein die Verbindungsbildung aus den Elementen überhaupt, wobei diese als Oxydations- oder Reduktionsmittel aufgefaßt werden je nachdem ihre Ordnungszahl im periodischen System (s. d.) größer oder kleiner ist. So gilt die Verbindung von Kupfer mit Schwefel oder von Zink mit Chlor als Oxydation, ferner aber auch jeder Übergang von niedriger zu höherer Wertigkeit z. B. von Zinnchlorür SnCl_2 zum Chlorid SnCl_4 . Insbesondere faßt man in der Elektrochemie die Bildung der Elektrolyte als Oxydation auf. Da nun die Metalle im Zustande der elektrolytischen Dissoziation als Ionen mit positiver elektrischer Ladung behaftet sind, so beruht das Wesen der Oxydation hiernach in der Abgabe von Elektronen, z. B. beim Übergang von Ag zu Ag-Ion oder in der Vermehrung des Elektronenverlustes bei Erhöhung der Wertigkeit z. B. beim Übergang von Hg' zu Hg'' oder in der Verminderung der negativen Ladung z. B. beim Übergang von $2\text{J}'$ zu J_2 .

Die Stärke eines Oxydationsmittels bzw. Reduktionsmittels in wässriger Lösung wird durch die elektromotorische Kraft gemessen, welche eine Vergleichselektrode, z. B. eine Wasserstoff-Normalelektrode (s. d.) gegen ein in solche Lösung eintauchendes platinisiertes Platinblech hervorruft. Handelt es sich z. B. um eine Lösung von Ferro- und Ferrisalze, so besteht der den Strom erzeugende Vorgang in der Lösung von Wasserstoff zu Wasserstoffionen und in der Reduktion von Ferriionen oder in der Umkehrung dieser Reaktion nach dem Schema:



Unter der Voraussetzung, daß die Lösung hinreichend verdünnt ist, ist die Affinität dieses Prozesses durch die Formel bestimmt:

$$2\text{EF} = 2\text{E}_0\text{F} + \text{RT} \ln \frac{\text{C}_{\text{H}_2} \cdot \text{C}_{\text{Fe}''}^2}{\text{C}_{\text{H}}^2 \cdot \text{C}_{\text{Fe}''}^2}$$

Hierin ist $\frac{\text{RT}}{2\text{F}} = \ln \frac{\text{C}_{\text{H}_2}}{\text{C}_{\text{H}}^2} = 0$ nichts anderes,

als das Potential der Wasserstoffnormalelektrode.

Die Größe $\text{E}_0 + \frac{\text{RT}}{\text{F}} \ln \frac{\text{C}_{\text{Fe}''}}{\text{C}_{\text{Fe}'}}$ wird das Oxydationspotential der Ferri-Ferrolösung genannt. Es entspricht einem bestimmten Partialdruck des Wasserstoffs am Platin. Da sich die Diffusion des Wasserstoffs aus der Elektrode in die Umgebung nur sehr langsam vollzieht, wenn der Druck von einer Atmosphäre nicht überschritten wird, so kann man die Oxydationselektroden wenigstens praktisch als reversibel ansehen. Tatsächlich streben solche Lösungen allmählich dem Gleichgewichts-

zustand zu, der durch den Sauerstoffpartialdruck der Luft gegeben ist.

Verändert man den Partialdruck des Wasserstoffs, so muß sich stets ein Zustand erreichen lassen, für den die EMK der Kette Null wird, in dem also Gleichgewicht herrscht. Die Oxydationselektrode erscheint demzufolge in ihrer Wirkung einer Wasserstoffelektrode von entsprechendem Partialdruck vollkommen gleichwertig. Die Oxydationselektrode ist also jedenfalls in wässriger Lösung als eine Wasserstoffelektrode aufzufassen, deren Partialdruck durch die oxydierende bzw. reduzierende Kraft der Lösung gegeben ist. Je stärker das Oxydationsmittel wirkt, um so kleiner ist dieser Partialdruck und umgekehrt. Da die höherwertigen Metallionen im allgemeinen zur Bildung von Hydroxyden neigen, wodurch die Konzentration freier Metallionen herabgesetzt wird, so muß Zusatz von Säuren die oxydierende, von Basen die reduzierende Wirkung erhöhen.

Handelt es sich um Elemente, deren Ionen in mehreren Wertigkeitsstufen auftreten können, so erhebt sich die Frage, ob beim Übergange aus dem metallischen in den einen oder in den anderen Ionenzustand mehr Arbeit gewonnen werden kann. Da die zu einer reversiblen Oxydation nötige Arbeit durch die zugeführte elektrische Energie gemessen wird, so gilt für einen isothermreversiblen Übergang die Beziehung $(w_1 + w_2) \cdot \text{F} \cdot \text{E} = w_1 \cdot \text{F} \cdot \text{E}_1 + w_2 \cdot \text{F} \cdot \text{E}_2$, wo $w_1 \cdot \text{F}$ und $w_2 \cdot \text{F}$ die den Wertigkeitsunterschieden entsprechenden Elektrizitätsmengen und E die EK darstellt, welche zur Oxydation der niedrigsten Stufe in die höchste, E_1 , diejenige welche zur Oxydation der niedrigsten Stufe in die mittlere und E_2 , welche zur Oxydation der mittleren in die höchste nötig ist. Z. B. folgt daraus für Eisen mit zwei- und dreiwertigen Ionen $\text{E} = \frac{2\text{E}_1 + \text{E}_2}{3}$. Es ergibt sich also, daß

die zur Oxydation der niedrigsten Stufe direkt in die höchste erforderliche EMK stets zwischen den Werten liegt, welche zur Oxydation der niedrigsten in die mittlere und der mittleren in die höchste Stufe notwendig ist (Luther 1900), abweichend von der naheliegend scheinenden Beziehung $\text{E} = \text{E}_1 + \text{E}_2$.

In folgendem sind noch einige Normalpotentiale (gleiche Konzentration beider Wertigkeiten) von Oxydations-Reduktions-Elektroden gegen die Wasserstoff-Normalelektrode wiedergegeben:

Cu'/Cu''	+0,12
Sn''/Sn'''	+0,13
$\text{Fe}(\text{CN})''''/\text{Fe}(\text{CN})'''''$	+0,40
Fe''/Fe'''	+0,75
$\text{Hg}_2''/2\text{Hg}''$	+0,92
Ti'/Ti''	+1,21
Co''/Co'''	+1,75
Pb''/Pb'''	+1,8

H. Cassel.

Vgl. auch die Lehrbücher der Elektrochemie, insbesondere G. Grube, Dresden 1930.

Oxydationsketten s. Oxydation.

Oxydkathoden. Mit Erdalkalioxyd überzogene Kathoden aus W, Pt oder Jr für Gasentladungen (s. Glühkathoden). *Gimtherschulze.*

Ozon s. Aktiver Sauerstoff.

Ozonisator. Im eigentlichen Sinne eine Vorrichtung, um Ozon darzustellen. So hat man gelegentlich auch eine in der Lüftungstechnik vorgeschlagene Einrichtung, in der ein Ventilator Luft

über einen Nernststift (s. d.) bläst, O. genannt. Man bezeichnet gebräuchlicherweise aber mit O. eine Vorrichtung, die es ermöglicht, durch ein Gas eine dunkle Entladung (s. d.) gehen zu lassen, meist um eine chemische Reaktion darin zu beschleunigen (Jodwasserstoffbildung) oder zu ermöglichen (aktiver Wasserstoff, Ozon u. a.). Die im Laboratorium gebräuchliche Form besteht aus zwei konzentrischen Glasröhren nicht zu großen

Abstands, deren einander zugewandte Wände den Gasraum einschließen, während das andere Wandpaar durch leitende Belegungen mit einer Hochspannungsquelle (meist vorteilhaft Wechselstrom) verbunden ist. Über die elektrischen Eigentümlichkeiten dieser Anordnung s. Entladung, dunkle. Die Technik arbeitet auch mit Metallozonisatoren.

Schwab.

Näheres s. M. Möller, Das Ozon. Braunschweig 1921.

P

Packungseffekt. Die größeren Abweichungen der Atomgewichte von der Ganzzahligkeit finden durch die Lehre von den Isotopen (s. d.) eine Erklärung. Durch den sog. Packungseffekt sollen die kleinen Abweichungen, die auch bei den Massenzahlen der einzelnen Atomarten auftreten, begründet werden und zwar geschieht das nach dem Satze von der Masse der Energie. Es erweist sich nämlich, daß das Massenäquivalent der inneren Energie der Atomkerne (s. d.) einen merkbaren Einfluß auf das Atomgewicht haben kann.

Je nachdem bei der Zusammensetzung oder „Packung“ des Kernes Energie zugeführt oder frei wird, erscheint die Kernmasse gegenüber der Summe der Massen der den Kern bildenden Protonen (s. d.) und Elektronen (s. d.) vermehrt oder vermindert. Die Abweichung von der Ganzzahligkeit des auf Wasserstoff bezogenen Atomgewichtes ergibt sich aus der Formel

$$\Delta A = \frac{LE}{c^2},$$

die umgekehrt natürlich auch zur Berechnung der inneren Energie verwendet werden kann, deren Vorzeichen, entsprechend der obigen Ausführung, positiv oder negativ wird. L bedeutet hierbei die Loschmidtsche Zahl (s. d.).

Aston gelang es (1927) mittels Massenspektroskopie (s. Massenspektrum) die innere Kernenergie für eine Anzahl von Atomarten zu bestimmen. Er führte dabei als Maß dieser Energie den sog. *Packungsanteil* ein, der gleich ist der Abweichung des auf Sauerstoff bezogenen Atomgewichtes, dividiert durch die Protonenzahl. Der Packungsanteil als Funktion des Atomgewichtes dargestellt ergibt eine ziemlich gleichmäßige Kurve, die bei Eisen ein Minimum erreicht. *v. Staal.*

Paläogeographie. Die Geographie der verflorenen Perioden der Erdgeschichte seit der Trennung von Festland und Wasserhülle unseres Planeten. Ihre Aufgabe ist in erster Linie die Ermittlung der Verteilung von Land und Meer während der einzelnen geologischen Perioden (s. Geologie), dann aber auch die Feststellung des Verlaufes der damaligen Gebirge (Paläoorographie) und Flüsse (Paläohydrographie), des Klimas (Paläoklimatologie), sowie der geographischen Verbreitung von Lebewesen (Paläobiogeographie). Die Methoden der paläogeographischen Forschung sind hauptsächlich die geologische (petrographische und paläontologische) und die biogeographische. Die Ergebnisse finden ihren Niederschlag u. a. in paläogeographischen Landkarten, welche aber nicht etwa die Umriss der Kontinente und Meere zu einer bestimmten Zeit darstellen, vielmehr nur in großen

Zügen ein übersichtliches Bild der Bedingungen entwerfen, die in der entsprechenden geologischen Epoche vorhanden waren. *O. Baschin.*

Näheres s. Th. Arldt, Handbuch der Paläogeographie. 2 Bde. 1919–1922.

Palladiumschmelzpunkt, der schwarze Körper beim — zur Darstellung der Lichteinheit s. Einheitslichtquellen Nr. 7.

Pallophotophon wird eine Anordnung genannt, mittels deren Sprache und Musik auf einen Film aufgezeichnet werden zwecks Wiedergabe nach Art des sprechenden Films. *E. Waetzmann.* Näheres s. C. A. Hoxie, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 1923.

Palmaereffekt. Der Palmaereffekt (W. Palmaer, 1898) wurde bei der Untersuchung der Konzentration von Quecksilberionen in Elektrolyten mit der Tropfelektrode (s. d.) entdeckt. Er besteht in dem Transport von Quecksilber von einer tropfenden zu einer ruhenden Quecksilberelektrode und äußert sich in Konzentrationsänderungen an den Elektroden. Palmaer wies diese sowohl durch Messung der Potentialdifferenz wie auf rein chemischem Wege nach. Der Effekt erklärt sich auf die Weise, daß sich auf den entstehenden Tropfen Mercurionen niederschlagen, so daß an der Ausflußöffnung des Quecksilbertrichters die Lösung immer ärmer an Quecksilbersalz wird. Vereinigen sich die Tropfen mit dem ruhenden Quecksilber, so verschwindet die Ladung der Tropfen, d. h. sie geben die Mercurionen wieder an die Lösung ab, und diese bereichert sich also an der Stelle des ruhenden Quecksilbers mit Quecksilbersalz. *R. Jaeger.*

Panchromatische Platten s. Sensibilisation photographischer Schichten.

Pankratisches Fernrohr s. Erdfernrohr und Zielfernrohr.

Panoramafernrohr s. Gebrochene Fernrohre.

Panzergeschosse s. Geschosse.

Paraboloidkondensator s. Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie.

Parabolspiegel s. Scheinwerferspiegel.

Paradoxon, hydrostatisches s. Pascalsches Paradoxon, hydrodynamisches = Dirichletsches s. D'Alembertsches Paradoxon.

Paraffin. Paraffin ist ein Produkt der trockenen Destillation von Holz (Frhr. v. Reichenbach 1830), Torf, Braunkohle, Bogheadkohle oder Blatterschiefer, kommt aber auch in der Natur fertig vor in Steinöl oder Petroleum, in Erdwachs (Ozokerit) und Erdpech oder Erdteer (Bitumen). Paraffin ist ein gutes Isolationsmittel, das namentlich zum Vergießen elektrischer Apparate, wie Kabel, Kondensatoren u. a. benutzt wird, um das Eindringen von

Feuchtigkeit zu verhindern. Im folgenden sind einige physikalische Konstanten des Paraffins zusammengestellt.

	Spez. Gew.	Schmelzt.	Siedet.	Dielekt. Konst.
weich	0,87–0,88	38–52°	350–390°	2,10
hart	0,88–0,93	52–56°	390–430°	2,14

Verlustwinkel $\operatorname{tg} \delta = 0,0,8$. Durchschlagfestigkeit 30000 Volt/mm.

Der spez. Isolationswiderstand von reinem Paraffin, bezogen auf einen Würfel von 1 cm Kantenlänge, wird zu $1 \cdot 10^{16}$ – $5 \cdot 10^{18}$ bei 22° angegeben. Wichtig ist das Paraffin, um Holz, Papier, Bindfäden usw. isolationsfähig zu erhalten. Das Holz wird z. B. in das flüssige Paraffin getaucht und bis etwa 140° erhitzt, bis keine Gasblasen mehr aufsteigen. Die Abkühlung muß so langsam vor sich gehen, daß alle Holzporen durch den Luftdruck mit Paraffin ausgefüllt werden können. Man kann mit paraffiniertem Holz statische Elektrizität isolieren. Will man Papier oder Bindfäden paraffinieren, so zieht man sie langsam durch Paraffin, das auf über 100° erhitzt ist.

R. Jaeger.

Parallaktische Aufstellung eines Fernrohres nennt man eine solche, bei der die feste Achse nach dem Himmelspol weist und die bewegliche im Himmelsäquator liegt, im Gegensatz zur azimutalen Aufstellung, bei der die feste Achse vertikal, die bewegliche horizontal orientiert ist. Alle fest aufgestellten Instrumente werden parallaktisch orientiert.

Böttlinger.

Parallaxe. Scheinbare Ortsveränderung eines Körpers infolge einer Ortsveränderung des Beobachters.

Unter Parallaxe eines Körpers im Sonnensystem versteht man seine größtmögliche scheinbare Ortsveränderung, wenn er von verschiedenen Teilen der Erdoberfläche aus beobachtet wird, mit anderen Worten den Winkel, unter dem der Erdhalbmesser von dem betreffenden Gestirn erscheint.

Die *Sonnenparallaxe* liefert die mittlere Entfernung der Erde von der Sonne, die sog. astronomische Einheit im irdischen (metrischen) Maß. Da sämtliche Entfernungen innerhalb des Sonnensystems nach dem dritten Keplerschen Gesetz durch die Umlaufzeiten der Planeten miteinander verknüpft sind, genügt die Längenbestimmung einer einzigen Strecke. Wir suchen die Stücke aus, welche sich am genauesten messen lassen. Früher benutzte man die Venusvorübergänge vor der Sonne, die sehr selten stattfanden. Jetzt bedient man sich hauptsächlich des kleinen Planeten Eros, der der Erde $\frac{1}{7}$ einer astronomischen Einheit nahekommen kann, und bestimmt zu diesem Zeitpunkt seine Parallaxe trigonometrisch. 1930/31 findet eine solche starke Annäherung statt, für die schon seit 1925 Vorbereitungen getroffen werden.

Ein Vergleich der terrestrisch, also im metrischen Maß gemessenen mit der astronomisch aus den Verfinsterungen der Jupitermonde abgeleiteten Lichtgeschwindigkeit liefert ebenfalls einen Wert für die Sonnenparallaxe. Ferner die Verfolgung der Radialgeschwindigkeit eines ekliptiknahen Sternes während eines Jahres. Nach allen verschiedenen Methoden kann man die Sonnenparallaxe zu 8'',80 annehmen.

Berliner-Scheel, Physikalisches Handwörterbuch. 2. Aufl.

Die *Fixsternparallaxe* ist der Winkel unter dem der Erdbahnhalmesser von dem betreffenden Stern aus gesehen wird. Infolge der jährlichen Bewegung der Erde beschreiben die Sterne am Pol der Ekliptik einen Kreis, dessen Halbmesser die Parallaxe ist, in einer beliebigen ekliptischen Breite β eine Ellipse, deren große Achse parallel zur Ekliptik liegt und stets gleich der doppelten Parallaxe $2p$ ist, während die kleine Achse $2p \sin \beta$ beträgt.

Die erste Messung einer Fixsternparallaxe gelang Bessel in den Jahren 1837–1838 an dem Doppelstern 61 Cygni, für den er die Parallaxe 0'',31 fand. Die größte bisher gemessene Parallaxe erreicht noch nicht 0'',8. Meistens werden Parallaxen photographisch oder mikrometrisch bestimmt, indem man den zu untersuchenden Stern an schwache Sterne seiner Umgebung anschließt, von denen man annehmen kann, daß sie sehr viel weiter entfernt sind. Man erhält so eine *relative* Parallaxe und muß noch einen plausiblen Wert für die Parallaxe der Vergleichsterne aufsuchen, um die *absolute* Parallaxe zu erhalten. Ist der Vergleichstern näher als der Parallaxenstern, was selten vorkommt, so erhält man bei der Messung eine negative Parallaxe. Absolute Parallaxen dadurch zu messen, daß man den Parallaxenstern im Verschiebungsmaximum an einen um 90° abstehenden Stern, der gerade gar keine parallaktische Verschiebung zeigt, anschließt, ist noch nicht gelungen. Parallaxenwerte unter 0'',05 sind recht unsicher, solche unter 0'',02 völlig illusorisch. Heutzutage wird allein die photographische Methode in der Praxis angewandt. Der mittlere Fehler ist hier formal nur wenig über 0'',01.

Es gibt noch andere Methoden der Parallaxenbestimmung, die aber stets auf irgendeiner besonderen Hypothese beruhen. Kapteyn hat aus den Eigenbewegungen der Sterne für bestimmte Größenklassen Parallaxenmittelwerte abgeleitet, die stellarstatistisch von Bedeutung sind. Ferner gibt es Gruppen von Sternen, z. B. die Bärengruppe, die sich parallel und gleichförmig durch den Raum bewegen, also perspektivisch in einen Punkt konvergieren. Aus der Translationsgeschwindigkeit, die sich aus der Radialgeschwindigkeit und den Eigenbewegungen ableiten läßt, findet man für die einzelnen Sterne der Gruppe recht genaue Parallaxenwerte, wo die jährliche Parallaxe oft schon unmeßbar klein ist.

Neben diesen direkten Parallaxenbestimmungen gibt es noch einige indirekte Methoden. Können wir von einem Stern die absolute Helligkeit irgendwie ermitteln, und messen seine scheinbare Helligkeit, so ergibt die Differenz absolute minus scheinbare Größe die Parallaxe ($m_{\text{abs.}} - m_{\text{scheinb.}} = 5 + 5 \log p''$).

Die größte Bedeutung hat die auf Adams und Kohlschütter zurückgehende Methode der spektroskopischen Parallaxe erreicht. Bei zwei Sternen des gleichen Spektraltypus aber sehr verschiedener absoluter Helligkeit ergeben sich deutliche Unterschiede in der feineren Struktur der Spektren. So sind vor allem bei den Riesensternen die Linien der ionisierten Elemente stärker ausgeprägt als bei den Zwergen. Durch Auswahl passender Linienpaare konnte man für die einzelnen Spektraltypen mit Hilfe von Sternen, deren absolute Helligkeiten durch direkte (trigonometrische) Parallaxenmessungen bekannt waren, eine Skala schaffen und so von jedem Stern, von dem ein gutes Spektro-

gramm vorliegt, die absolute Helligkeit und damit die Parallaxe schätzen. Der mittlere Fehler einer solchen Bestimmung wird zu 20—30% angegeben. Wir können auf diese Weise viel kleinere Parallaxen bestimmen als auf trigonometrischem Wege, solange nur ein gutes Spektrogramm erhältlich ist.

Eine weitere Methode ist die Cepheidenparallaxe (s. Veränderliche Sterne). Aus der Periode der Lichtschwankung dieser veränderlichen Sterne kann man empirisch auf ihre absolute Helligkeit schließen. Shapley hat so die Entfernung von Sternhaufen und Spiralnebeln festlegen können, da diese Gebilde Cepheiden enthalten. *Bottlinger*.

Parallelarbeiten elektrischer Generatoren. In früheren Zeiten das Unvermögen, Generatoren sehr großer Leistung zu bauen, heute der Wunsch, wenigstens eine gewisse Reserve für den Fall von Betriebsstörungen zu besitzen, führten bzw. führen dazu, daß der Energiebedarf eines Netzes bei Vollast in den seltensten Fällen von einem einzigen Generator gedeckt wird. Die ganz überwiegende Mehrzahl der Elektrizitätswerke arbeitet mit reiner Parallelschaltung, die für alle Wechselstromsysteme von Anfang an die Regel war und ist. Eine Ausnahme bilden nur rel. wenige Kraftübertragungen mit hochgespanntem Gleichstrom, siehe „Gleichstromgeneratoren“.

Die Möglichkeit, beliebig viele Gleichstrom-Nebenschlußgeneratoren völlig analog wie galvanische Elemente parallel arbeiten zu lassen, ist von Edison zuerst praktisch bewiesen worden. Stark compoundierte Generatoren, bei denen die induzierte Spannung erheblich vom Belastungsstrom abhängt, erfordern beim Parallelschalten bereits gewisse Vorsichtsmaßregeln. Der Parallelbetrieb von Serien-Generatoren ist praktisch nicht durchführbar, da er völlig labil ist (Stromstärke und Spannung bestimmen einander!).

Eine Aufgabe für sich, die speziell bei Bahnen wichtig werden kann, ist das Parallelarbeiten der Generatoren mit großen Sammler-Batterien derart, daß einerseits starke Überlasten beim gleichzeitigen Anfahren mehrerer Züge von der Batterie gedeckt werden, andererseits diese bei schwächerer Streckenbelastung sofort wieder aufgeladen wird. Hierfür dienen Spezial-Reguliermaschinen, um die sich u. a. Pirani verdient gemacht hat.

Prinzipiell viel schwieriger liegen die Verhältnisse bei ein- wie mehrphasigem Wechselstrom. Schon das Zuschalten einer weiteren Maschine auf die bereits unter Spannung stehenden Sammelschienen verlangt im Gegensatz zum Gleichstrombetrieb nicht nur gleiche Spannung, sondern auch gleiche Phase, letztere Bedingung verschärft sich bei Antriebsmaschinen mit Kurbelgetriebe zu der theoretischen Forderung des Kurbelsynchronismus, die praktisch bei stark verschiedenen Maschinensystemen überhaupt nicht erfüllbar ist. Wenn aber auch das Einschalten des leerlaufenden Generators, d. i. das sog. Synchronisieren, relativ leicht gelingt (die Technik hat hierfür sehr sinnreiche sog. Phasenindikatoren geschaffen!), so ist es klar, daß eine Synchronmaschine, deren Umlaufzahl zwischen Leerlauf und Maximallast in steter Übereinstimmung mit der der übrigen Generatoren bleiben muß, durch einfache Erhöhung der Erregung nicht vom Leerlauf zur Übernahme von Last zu bringen ist, da der Regler der Antriebsmaschine von sich aus bezüglich der Energiezufuhr nur auf Ände-

rungen der Winkelgeschwindigkeit reagiert. Eine Verstärkung der Erregung bewirkt daher nichts weiter als das Fließen eines sog. wattlosen (ver-eilenden!) Ausgleichstromes. Regler und Steuerung müssen gestatten, bei unveränderter Umlaufzahl die Energiezufuhr während des Ganges der Maschine so lange beliebig von außen zu beeinflussen, bis die gewünschte Lastverteilung erreicht ist. Ist auch dies vollzogen, so ist es meist möglich, die weitere Regulierung bei Schwankungen der Gesamtlast den Reglern der Antriebsmaschinen zu überlassen, da die hierbei auftretenden Änderungen der Periodenzahl im Netz belanglos sind.

Für störungsfreies Parallelarbeiten sind prinzipiell Turbinen als Antriebsmaschinen geeigneter als Kolbenmaschinen, da das treibende Drehmoment bei ihnen während einer Umdrehung völlig konstant ist, bei letzteren dagegen periodisch schwankt. Näheres siehe A. Linker „Elektrische Meßkunde“.

E. Rother.

Parallelfunkkenstrecke. Eine parallel zu einer anderen Anordnung geschaltete Funkenstrecke. Sie kann zweierlei Aufgaben erfüllen. Erstens verhindert sie, daß eine bestimmte Spannung, nämlich diejenige, bei welcher an ihr die Funken einsetzen, an der anderen Anordnung überschritten wird. Zweitens vermag sie der anderen Anordnung durch das plötzliche Verschwinden der Spannung an ihr beim Funkenübergang einen starken elektrischen Spannungsstoß zu versetzen, der sich als Wanderwelle (s. d.) durch die Anordnung fort-pflanzt.

Güntherschulze.

Parallelohm-methode. Verfahren zur relativen Bestimmung von Lautstärken, insbesondere von Empfangslautstärken, sowie zum Vergleich von Tonfrequenzverstärkern und Empfangsapparaten. Dem Fernhörer wird ein veränderlicher kapazitäts- und induktivitätsfreier Widerstand parallel geschaltet und so lange verkleinert, bis die vom Sender gegebenen Morsezeichen gerade noch erkennbar sind. Als Maß der Lautstärke dient das Verhältnis der Gesamtstromstärke i zu der Stromstärke im Hörer i_H , die gerade noch hörbare Zeichen liefert:

$$H = i/i_H = \frac{w + w_H}{w}$$

wenn w_H den Wechselstromwiderstand des Hörers und w den zum Hörer parallel geschalteten Widerstand bedeuten. Das Verhältnis H bezeichnet man als Hörbarkeit.

E. Alberti.

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie.

Parallelschaltung. Wird eine Reihe von Einzelwiderständen $R_1 R_2 \dots R_n$ parallel geschaltet, so ergibt sich für den resultierenden Widerstand R :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

Es addieren sich also die Leitwerte (s. d.). Die in den Teilwiderständen fließenden Ströme verhalten sich umgekehrt wie die Teilwiderstände. Die Parallelschaltung von Widerständen findet beispielsweise Anwendung zur Erhöhung des Meßbereiches von Strommessern, indem das Meßinstrument nur von einem bekannten Teil des Gesamtstromes durchfließen wird.

K. Pohlhausen.

Parallelstrahlpumpen s. Quecksilberdampfstrahlpumpen.

Parallelverschiebung. Im Riemannschen Raum gibt es keine Parallelen im großen; doch läßt sich

infinitesimal eine Parallelverschiebung definieren, durch welche einem Vektor A^τ in einem Punkt ein paralleler Vektor $A^\tau + dA^\tau$ in einem Nachbarpunkt zugeordnet wird. Diese Verschiebung wird gegeben durch den Ansatz

$$dA^\tau = I_{\mu\nu}^\tau A^\mu dx^\nu$$

$$I_{\mu\nu}^\tau = \frac{1}{2} g^{\sigma\tau} \left(\frac{\partial g_{\sigma\mu}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\sigma\nu}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \right).$$

Führt man einen Vektor längs einer geschlossenen Kurve unter Parallelverschiebung herum, so besitzt er bei der Rückkehr eine andere Richtung als beim Abgang; unter Bezugnahme auf die mathematische Formulierung dieser Eigenschaft spricht man von Nichtintegrität der Verschiebung. Der euklidische Raum ist dann dadurch ausgezeichnet, daß die Verschiebung integrität ist. Die Beibehaltung der Bezeichnung Parallelität für den nichtintegritätigen Fall bedeutet also eine Begriffserweiterung derart, daß der neue Begriff für einen speziellen Fall in den ursprünglichen übergeht. Weyl und nach ihm Eddington haben einen über Riemann hinausgehenden allgemeineren Raumtypus dadurch konstruiert, daß sie den angegebenen speziellen Ansatz für den Zusammenhang von $I_{\mu\nu}^\tau$ und $g_{\mu\nu}$ verallgemeinert haben.

Reichenbach.

Näheres s. Eddington, Relativitätstheorie in mathematischer Behandlung.

Paramagnetische Drehung der Polarisationssebene (p. D.) heißt die in paramagnetischen Substanzen auftretende zusätzliche Drehung, die sich der gewöhnlichen, in allen Körpern auftretenden diamagnetischen Drehung (s. d.) überlagert. Die p. D. beruht auf der der Langevin'schen Theorie des Paramagnetismus (s. d.) entsprechenden, durch die unregelmäßige Temperaturbewegung gestörten Einstellung der Elementarmagnete im magnetischen Felde und der dadurch hervorgerufenen verschiedenen starken Absorption der rechts- und linkszirkularpolarisierten Wellen (R. Ladenburg). Die p. D. ist gekennzeichnet durch ein der diamagnetischen D. bisweilen entgegengesetztes Vorzeichen (daher die „negative“ Drehung in einigen paramagnetischen Substanzen), durch eine andere Wellenlängenabhängigkeit und vor allem dadurch, daß sie ebenso wie diese paramagnetische Suszeptibilität umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ist. Diese Erscheinung ist an verschiedenen paramagnetischen Verbindungen der seltenen Erden (Elias, J. Becquerel), neuerdings auch an Gasen (an Cs-dampf durch Minkowski) nachgewiesen.

R. Ladenburg.

Näheres s. Müller-Pouillet, 11. Aufl., II, 2. Braunschweig 1929.

Paramagnetismus. Als paramagnetisch (im Gegensatz zu diamagnetisch) bezeichnet man die Körper, deren Permeabilität größer ist, als diejenige des leeren Raumes, die also die Kraftlinien des Feldes in sich hineinsaugen und daher, ebenso wie die ferromagnetischen Körper, wenn auch in sehr viel geringerem Maße, das Bestreben haben, sich in die Verbindungslinie der Pole eines starken Magneten zu stellen, wenn man sie leicht drehbar zwischen denselben aufgehängt hat. Die Erscheinung beruht anscheinend darauf, daß die magnetischen Achsen der Molekularmagnete, die sich aus der Wirkung kreisender Elektronen zusammensetzen (s. Diamagnetismus), bei Vergrößerung des äußeren Feldes allmählich immer mehr in die Richtung des letzteren gedreht werden, jedoch

gehören, im Gegensatz zu den ferromagnetischen Substanzen, sehr erhebliche Feldstärken dazu, um dies sichtbar zu machen, und auch die stärksten genügen bisher nicht, um bei gewöhnlicher Temperatur, wo auch noch die thermische Agitation der Moleküle von der Richtkraft der Feldstärke mit überwunden werden muß, eine Sättigung, also eine vollkommene Orientierung der magnetischen Achsen der Moleküle in die Richtung des Feldes, zu erzielen; erst neuerdings ist dies Kamerlingh Onnes in Leiden bei sehr tiefen Temperaturen gelungen. Abgesehen davon kann man also die Suszeptibilität paramagnetischer Körper als unabhängig von der Feldstärke betrachten, dagegen gilt für die Abhängigkeit von der Temperatur bei den meisten, wenigstens abgesehen von ganz tiefen Temperaturen, das Curiesche Gesetz $\chi T = \text{const}$, wenigstens in seiner allgemeinen, von P. Weiß stammenden Form $\chi(T + D) = \text{const}$, wobei χ die spezifische Suszeptibilität (bezogen auf die Masseneinheit), T die absolute Temperatur und D eine für die betreffende Substanz charakteristische Konstante bedeutet.

Als Beispiele mögen einige Werte der Suszeptibilität κ (bezogen auf die Volumeneinheit) der Größenordnung nach hier folgen:

Luft	$+0,03 \times 10^{-6}$	Aluminium	$+1,8 \times 10^{-6}$
Sauerstoff	$+0,12 \times 10^{-6}$	Platin	$+29 \times 10^{-6}$
		Palladium . . .	$+55 \times 10^{-6}$
		Eisensulfat . .	$+75 \times 10^{-6}$

Gumlich.

Parameterinvarianten s. Adiabatische Invarianten.

Paramorphosen s. Pseudomorphosen.

Parlograph. Diktiermaschine, bei der die Sprache ähnlich wie beim Grammophon mittels eines Schreibstiftes auf eine rotierende Wachswalze niedergeschrieben wird, von der sie später beliebig oft abgehört werden kann. Sie dient in entsprechender Abänderung auch zur Aufnahme drahtloser Signale, besonders beim Schnellbetrieb und wird dann als Phonoschnellschreiber bezeichnet. Die Aufnahme erfolgt dem Telegraphiertempo entsprechend bei hoher Umdrehungszahl der Walze, die Abnahme bei verminderter Tourenzahl, so daß sie mittels des Gehörs ausführbar wird.

E. Alberti.

Parsec. Längeneinheit in der Fixsternastronomie, nämlich der einer Parallaxe von 1'' entsprechende Abstand, d. h. der 206265fache Erdbahnhalbmesser oder 0,31 Lichtjahre. *Bottlinger.*

Parsonsturbine s. Turbine.

Partialdruck. In einem Gemisch von Gasen oder Dämpfen, das sich bei konstanter Temperatur t und bei konstantem Druck P in einem Volumen V befindet, sind die Moleküle aller Gase gleichmäßig verteilt. Jedes Gas erfüllt gleichmäßig das ganze Volumen V , das es, falls es allein vorhanden wäre, bei der gegebenen Temperatur t nur dann einnehmen könnte, wenn der auf ihm lastende Druck viel kleiner, nämlich p wäre. p heißt der Partialdruck des betreffenden Gases oder Dampfes im dem Gemisch. Handelt es sich um die Mischung idealer und gegenseitig indifferenten Gase, so läßt sich nachweisen, daß die Summe aller Partialdrucke p gleich dem Gesamtdruck P ist. Bei nicht idealen Gasen wird diese Regel im allgemeinen nicht zutreffen (s. Dalton'sches Gesetz).

Der Partialdruck eines Gases ist um so höher, je größer der prozentische Gewichtsanteil dieses Gases an der ganzen Mischung und je kleiner das

Molekulargewicht des Gases ist. Befinden sich die ideal angenommenen Gase vor der Mischung einzeln unter dem Druck P , so sind ihre Volumina, die sie in diesem Zustand besitzen, proportional den Partialdrucken in der Mischung.

Läßt man 21 Raumteile Sauerstoff und 79 Raumteile Stickstoff, die sich unter gleicher Temperatur t und gleichem Druck p befinden, ineinander diffundieren, während Temperatur und Druck unverändert bleiben, so ist mit großer Näherung der Partialdruck des Sauerstoffes $p_1 = \frac{21}{100} \cdot p$ und der Partialdruck des Stickstoffs $p_2 = \frac{79}{100} \cdot p$.

In der von Wasserdampf befreiten atmosphärischen Luft beträgt in Prozenten des Gesamtdruckes der Partialdruck von

Sauerstoff	20,99	Kohlensäure	0,03
Stickstoff	78,03	Neon	0,001
Argon	0,95	Helium	0,0004

Der Partialdruck des Wasserdampfes in der Luft beträgt bei $t = -20^\circ$ bis zu 0,1%, bei $t = 0^\circ$ bis zu 0,6%, bei $t = +20^\circ$ bis zu 2,3% des Gesamtdruckes. *Henning.*

Partialfunken. Bei mit Wechselstrom betriebenen Funkensendern das Auftreten von mehr als 1 Funken pro Wechsel. Meist ist dann die Funkenfolge unregelmäßig bzw. der Funkenton unrein. *A. Meißner.*

Partialtide ist eine einzelne der zahlreichen Wellen, aus welchen sich die Fluterscheinung zusammensetzt (s. Harmonische Analyse). *A. Prey.*

Partialtöne s. Klang.

Pascals hydrostatisches Paradoxon s. hydrostatisches Paradoxon.

Paschen-Backeffekt, die nach ihren Entdeckern (1912) benannte Erscheinung, daß sich enge Multipletts von Spektrallinien (Dublets, Triplets usw.) in wachsenden Magnetfeldern mehr und mehr wie einfache Spektrallinien (Singulets) verhalten und eine magnetische Aufspaltung zeigen, die schließlich mehr oder weniger vollständig in den normalen Zeemaneffekt übergeht (s. anomalen Zeemaneffekt). *R. Ladenburg.*

Passageninstrument, auch Durchgangsinstrument genannt. Das P. ähnelt in mancher Hinsicht dem Meridiankreis, nur ist bei ihm kein feingeteilter Kreis vorhanden, sondern bloß eine rohe Einstellvorrichtung, so daß man nur die Durchgangszeit eines Gestirnes durch ein bestimmtes Vertikal beobachten kann. Die meisten sind im Meridian aufgestellt. Die großen Passageninstrumente werden in der modernen Astronomie zu den genauesten Rektaszensionsmessungen sowie für Parallaxenbestimmungen verwandt. Ihr Aussehen ähnelt dem des Meridiankreises sehr.

Für genaue Zeitbestimmungen bedient man sich auf Reisen des transportablen Passageninstrumentes, das zumeist ein gebrochenes Fernrohr hat, dessen Okular sich am einen Ende der Drehachse befindet. *Böttlinger.*

Näheres s. *Ambrohn*, Handb. d. Astronomischen Instrumentenkunde.

Passat. Winde, die sich durch die Beständigkeit auszeichnen, mit der sie in gleichbleibender Richtung und Stärke innerhalb der Zone zwischen rund 30° Nord und 30° Süd, auf der nördlichen Halbkugel als NE, auf der südlichen als SE-Winde gegen den Äquator hin wehen, in dessen Nähe eine

schmale Zone sehr schwacher, veränderlicher Winde, der Kalmengürtel, sie voneinander trennt. Über den Ozeanen sind die Passate besonders ausgeprägt, und am reinsten treten sie im Atlantischen Ozean auf. Sie bilden einen Teil des großen Kreislaufes der Luft zwischen Polen und Äquator, in dessen Nähe die ständig stark erwärmte Luft emporsteigt, in der Höhe polwärts abfließt, aber in den Subtropen wieder zur Erdoberfläche hinabsinkt, um an derselben zum Äquator zurückzukehren. Diese untere äquatorwärts gerichtete Luftströmung ist der Passat, der aus seiner meridionalen Richtung durch die Kraft der Erdrotation in die NE- bzw. SE-Richtung abgelenkt wird. Die in der Höhe vom Äquator polwärts gerichtete Luftströmung heißt der Antipassat. Sein Vorhandensein ist durch Beobachtungen der Windrichtung auf hohen, in der Passatzone gelegenen Bergen, wie auch durch aerologische Untersuchungen festgestellt worden, doch läßt sich aus den wenigen Messungen bis jetzt noch kein ganz klares Bild über den Antipassat gewinnen. Die Zonen der Passatwinde erleiden eine jahreszeitliche Verschiebung gleichsinnig mit der Änderung der Deklination der Sonne, jedoch in viel geringerem Ausmaß.

Die physikalisch-geographische Bedeutung der Passate ist sehr erheblich. Sie rufen gewaltige Meeresströmungen hervor, wirken in hohem Maße auf Temperatur und Dichte des Meerwassers ein und beeinflussen fast jedes einzelne klimatische Element so stark, daß man das Passatklima als einen besonderen Typus von den anderen Klimaten unterscheidet. *O. Baschin.*

Näheres s. *J. v. Hann-R. Süring*, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Passivität. Eine belastete Elektrode arbeitet nur dann reversibel, wenn die Neubildung der Metallionen außerordentlich leicht eintritt, so daß sie für den Elektrizitätstransport im Elektrolyten sofort zur Verfügung stehen. Ein derartiges Verhalten wird in der Tat bei Anoden aus Silber, Kupfer, Blei, Zinn, Antimon, Zink und anderer Metalle beobachtet, welche in die Lösungen ihrer einfachen oder komplexen Salze eintauchen. Dagegen erleiden die sog. „unangreifbaren“ Elektroden aus Platinmetallen oder Kohlenstoff keinerlei nachweisbare Veränderung durch den Strom. Die Elektrodenpotentialspannung wird in diesem Falle ausschließlich zur Entladung der Anionen des Elektrolyten verbraucht. Eine Reihe von Metallen verhält sich als Anode gleichzeitig teilweise löslich und teilweise unangreifbar, z. B. Gold in salzsaurer Lösung. Diese unangreifbare Beschaffenheit einer Metallelektrode, die auf eine Hemmung der Möglichkeit, ihre Ionen in den angrenzenden Elektrolyten zu entsenden, zurückzuführen ist, bezeichnet man als ihre Passivität. Insbesondere ist die Bezeichnung „passiver Zustand“ (nach Schönbein 1836) für solche Stoffe gebräuchlich, welche unter Umständen zwar volle Löslichkeit besitzen, unter anderen nicht immer eindeutig definierbaren Bedingungen aber in mehr oder minder schnellem Wechsel unangreifbar also scheinbar edler werden wie die Metalle Eisen, Nickel, Kobalt, Chrom u. a. in alkalischer Lösung.

Die Ursachen der Passivität mögen in verschiedenen Fällen verschiedene sein: bei großen Stromdichten soll eine Stauung der Elektronen im Metall (innere Passivität) zustande kommen.

Meistens handelt es sich jedoch zweifellos um die Abscheidung schwer löslicher, mehr oder weniger poröser Deckschichten (Oxydhäute) an der Oberfläche des Metalles, welche die Anionen an ihrer lösenden Wirkung verhindert und zur Entladung zwingt, wenn die Deckschicht metallisch leitet. Unter Umständen bleibt die Anode auch für beträchtliche Werte der Spannung gegen den Elektrolyten isoliert, z. B. beim Aluminium und Tantal, das infolgedessen für elektrolytische Gleichrichter Verwendung findet.

H. Cassel.

Näheres z. B. bei G. Grube, Lehrbuch der Elektrochemie. Dresden 1930.

Patentnickel. Patentnickel ist eine Legierung, die für Widerstandsdrähte benutzt wird. Ein von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt untersuchtes Material hatte in abgerundeten Zahlen folgende Zusammensetzung: 74,5% Cu, 0,5% Zn, 24% Ni, 1% Fe und Mn, doch werden mitunter auch etwas andere Zusammensetzungen angegeben. Der spez.-elektr. Widerstand ρ ist, bezogen auf 1 m Länge und 1 mm² Querschnitt 0,34, die Änderung von ρ für 10:0,00017, das spez. Gewicht 8,7, die thermoelektrische Kraft gegen Kupfer 29,1. Als Bezugsquelle wird angegeben Basse & Selve, Altena.

R. Jaeger.

Pauke s. Membranschwingungen.

Paukenhöhle s. Ohr.

Paulisches Eindeutigkeitsprinzip, der von Pauli gefundene Satz, daß es in einem beliebigen, in einem starken äußeren Magnetfeld befindlichen Atom keine zwei Elektronen geben kann, welche in bezug auf ihre drei Elektronenbahn-Quantenzahlen und ihre vierte, die Orientierung des Elektronenkreisels betreffende magnetische Quantenzahl miteinander übereinstimmen können (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell). Da die genannten Quantenzahl-Quadrupel für jeden Wert der größten unter den vier Zahlen, der Hauptquantenzahl, nur in beschränkter Anzahl auftreten können, und jedes von einem Atomelektron bereits „besetzte“ Quadrupel von keinem weiteren Elektron mehr angenommen werden darf, liefert das Paulische Prinzip eindeutige Aussagen darüber, welche Quadrupel noch zur Besetzung freistehen. Die Entscheidung über das von einem zur Anlagerung kommenden Elektron dann wirklich eingenommene Quadrupel hängt allerdings von der energetischen Stabilität der verschiedenen zur Verfügung stehenden Bindungsmöglichkeiten ab; naturgemäß wird jene Bindung bevorzugt, welche die größte Ionisierungsarbeit erforderlich macht, um das Elektron wieder abzutrennen. Zusammen mit diesem von Bohr herrührenden energetischen Gesichtspunkt vermag das Paulische Prinzip eine Begründung des gesamten periodischen Systems der chemischen Elemente vom Standpunkt des Atombaus (s. d.) zu erbringen.

Pegel. Pegel ist ein in einen offenen Wasserlauf gestellter, unverrückbarer Maßstab (Pegellatte), an dem die Wasserstandshöhe und damit die durch die „Pegelgleichung“ oder „Pegelkurve“ auf Grund von Eichungen mit der Höhe empirisch (Querschnittsform, Neigung der Sohle und des Spiegels, worin die Betrauigkeit zum Ausdruck kommt) verbundene Abflußmenge bestimmt wird; er muß an einer Stelle angebracht sein, wo die Spiegelhöhe nicht durch besondere Spiegelercheinungen (Walzen in Ablösungsgebieten hinter Einbauten z. B.) gefälscht bzw. gestört ist. An Stelle einer Pegellatte

bedient man sich, wenn die Zwecke die Aufwendungen lohnen, selbstschreibender (fortlaufend aufzeichnender) Schwimmerpegel, die gegen Wellenschlag möglichst gesichert in kommunizierenden Pegelschächten aufgestellt werden.

Pegeldaten sind eine der wichtigsten Unterlagen für die Kenntnis des Wasserhaushaltes (s. Abfluß) und damit für Wasserkrafts-, Schiffsfahrts-, Bewässerungs- und andere wasserwirtschaftliche Projekte. Sie werden in den modernen Kulturländern von amtlichen Stellen sachgemäß ermittelt und fortlaufend veröffentlicht. Besonderer konstruktiver Ausbildung bedürfen ebbe- und flut-aufschreibende Pegel; die Auswertung zur Bestimmung der Hafenzeiten (s. Ebbe und Flut) erfordert besondere Erfahrungen und Maßnahmen.

Eisner.

Pegel heißt der Nullpunkt der Skala, an welcher die Höhe des Meeresspiegels abgelesen wird. Er fällt meistens mit dem tiefsten Niedrigwasser zusammen.

A. Prey.

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. Bd. II, S. 204.

Peilempfänger oder Goniometer nennt man in der Technik der drahtlosen Telegraphie Empfangsanordnungen, welche gestatten, die Richtung, aus der die elektrischen Wellen ankommen, zu bestimmen. Man benutzt dazu Antennengebilde, deren Strahlungscharakteristiken scharf ausgeprägte Maxima und Minima besitzen, da diese Charakteristiken in gleicher Weise für den Empfang gültig sind. Die Maxima sind im allgemeinen nicht so scharf ausgeprägt, wie die Minima. Man sucht deswegen mit der Apparatur diejenigen Richtungen auf, in denen die Empfangsströme ihren kleinsten Wert haben, diese liegen im allgemeinen senkrecht zu den Richtungen größter Empfangsstromstärken. Die bekanntesten Peilgeräte sind der Telefunkenkompass und das Radiogoniometer von Bellini und Tosi (s. d.).

Mit Hilfe zweier Richtungsbestimmungen von zwei getrennten Empfangsstationen, deren Entfernung voneinander bekannt ist, läßt sich der Ort der Sendestation bestimmen. Nur in dem Falle, daß beide Empfangsstationen und die Sendestation in einer Richtung liegen, ist die Ortsbestimmung unmöglich.

E. Alberti.

Näheres s. Rein, Lehrbuch der drahtl. Telegraphie.

Peilspule. Als solche wird in der drahtlosen Telegraphie vielfach die Rahmenantenne bezeichnet wegen der scharf ausgeprägten Maxima und Minima der Intensität beim Empfang ferner Stationen, wenn man die senkrecht aufgestellte Spule um 180° dreht. S. auch Peilempfänger.

E. Alberti.

Peilstation. Eine Sende- oder Empfangsstation für drahtlose Telegraphie mit einer Strahlungs- oder Empfangscharakteristik, die scharf ausgeprägte Maxima und Minima besitzt und um die Vertikalachse beliebig drehbar ist. Mit Hilfe zweier dertiger Sende- und einer gewöhnlichen Empfangsstation, oder mit Hilfe zweier Peilempfangsstationen und einer gewöhnlichen Sendestation läßt sich der Ort der dritten Station bestimmen, wenn der der anderen beiden bekannt ist. Solche Ortsbestimmungen sind vor allen Dingen für die Luft- und Seeschifffahrt von großem Nutzen. S. auch Peilempfänger, Radiogoniometer und Telefunkenkompaß.

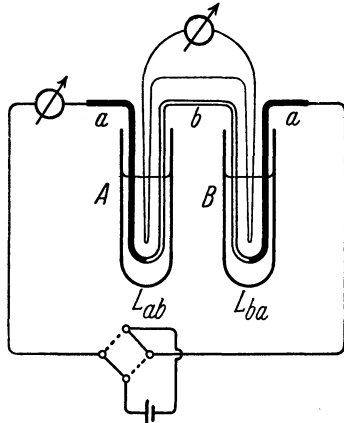
E. Alberti.

Peltier-Effekt. J. C. Peltier entdeckte (1834) folgende Erscheinung: Wird durch die Ver-

bindungsstelle zweier metallischer Leiter ein elektrischer Strom geschickt, so wird an ihr außer der Jouleschen Wärme eine positive oder negative Wärmemenge („Peltier-Wärme“) entwickelt, die mit der Stromrichtung ihr Vorzeichen umkehrt.

Die Erscheinung bildet die Umkehrung des „Seebeck-Effektes“ und ist für die Thermodynamik der thermoelektrischen Erscheinungen von grundlegender Bedeutung: Die in einem Thermoelement erzeugte elektrische Energie kann nur der zugeführten Wärmeenergie entstammen: in einem arbeitenden Thermoelement muß also durch den Strom irgendwo Wärme absorbiert, d. h. Kälte erzeugt werden. Die genauere Überlegung zeigt in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß eine Abkühlung der Verbindungsstelle zweier Leiter dann eintreten muß, wenn der Strom in derselben Richtung fließt wie der bei Erwärmung dieser Stelle auftretende Thermostrom. Der Peltier-Effekt wirkt also hemmend auf den durch den Seebeck-Effekt entstandenen Strom.

Die Messung des Peltier-Effektes ist eine im wesentlichen kalorimetrische Aufgabe: die beiden



Messung des Peltier-Effektes.

Lötstellen L_{ab} und L_{ba} des aus den beiden Metallen a und b zusammengesetzten Leiterkreises befinden sich in zwei gleichartigen Kalorimetergefäßen A und B (s. Figur). Die entwickelte Wärme ist gleich der Jouleschen Wärme, in dem einen Gefäß vermehrt, in dem anderen vermindert um den gleichen Betrag der Peltier-Wärme. Die mit einem Differentialthermoelement gemessene Temperaturdifferenz in beiden Gefäßen erlaubt somit die Peltier-Wärme zu bestimmen.

Die Beobachtung ergibt, daß die Peltier-Wärme W_P proportional ist der Zeit t des Stromdurchgangs und proportional der Stromstärke J , also proportional der durch die Grenzschicht geflossenen Elektrizitätsmenge

$$W_P = \pi_{ab} \cdot J \cdot t.$$

Der „Peltier-Koeffizient“ π_{ab} ist eine vom Material beider Leiter bestimmte, von der Temperatur abhängige Größe, die in Kalorien/Coulomb gemessen wird.

Der enge Zusammenhang zwischen Peltier-Wärme und Thermokraft, den auch die Erfahrung bestätigt, tritt besonders hervor in dem Satz: Die Peltier-Koeffizienten verschiedener Metall-

kombinationen verhalten sich wie die Temperaturgradienten der Thermokraft. Es ist also:

$$\pi_{ab} = T \cdot \frac{dE_{ab}}{dt}.$$

Der Proportionalitätsfaktor ist gleich der absoluten Temperatur.

Der schon sehr früh aufgetauchte Gedanke, die Abkühlung durch den Peltier-Effekt zur Erreichung sehr tiefer Temperaturen zu benutzen, ist aussichtslos, seitdem sich aus dem Nernstschen Wärmesatz (s. d.) ergeben hat, daß der Peltier-Effekt bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt verschwindend klein werden muß. Hoffmann.

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. S. 71 ff. Braunschweig 1911.

Peltonrad s. Turbinen.

Pendel (mathematische Theorie). 1. Das punktförmige (mathematische) Pendel. Man versteht darunter einen Massenpunkt, der gezwungen ist, sich auf der Oberfläche einer Kugel von festem Mittelpunkt zu bewegen, und zwar lediglich unter dem Einflusse der Schwerkraft, aber ohne irgendwelche Reibung. Die Bewegung wird in der Regel kinematisch verwirklicht durch eine masselos und starr gedachte Pendelstange, die den Massenpunkt mit dem festen Punkt, dem Aufhängepunkt, verbindet, und deren Länge die Pendellänge genannt wird. Das Pendel heißt ein *ebenes* oder ein *Kegel-* oder ein *Raumpendel*, je nachdem die Pendelstange in einer (notwendig lotrechten) Ebene oder auf einem Kreiskegel (mit notwendig lotrechter Achse) bleibt oder sich allgemeiner bewegt.

a) Das ebene punktförmige (mathematische) Pendel. Ist l die Pendellänge, g die Schwerkraftbeschleunigung und φ der von der Lotlinie an gerechnete Ausschlag zur Zeit t , so folgt die Bewegung der Differentialgleichung

$$(1) \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0.$$

Diese läßt sich auf elementarem Wege einmal integrieren, und zwar erhält man mit dem größten Ausschlag φ_0 (*Amplitude*) und mit der Winkelgeschwindigkeit ω_0 beim Durchgang durch die Nullage folgende unter sich gleichwertigen ersten Integrale

$$(2) \quad \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \frac{2g}{l} (\cos \varphi - \cos \varphi_0),$$

$$(3) \quad \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \omega_0^2 - \frac{2g}{l} (1 - \cos \varphi).$$

Das Integral (2) ist nur dann brauchbar, wenn sich das Pendel nicht überschlägt. Letzteres tritt ein für

$$\omega_0^2 > \frac{4g}{l}.$$

Wenn insbesondere der Anfangsstoß so gewählt wird, daß

$$\omega_0^2 = \frac{4g}{l}$$

ist, so läßt (3) auch eine elementare zweite Integration zu, und zwar kommt für den Fall, daß die Zeitrechnung mit dem Durchgang durch die Nullage beginnt

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi + \pi}{4} = e^{\sqrt{\frac{g}{l}} t};$$

die oberste Lage wird dann also nur asymptotisch, d. h. nach unendlich langer Zeit erreicht. In

allen übrigen Fällen führt die zweite Integration für φ auf eine elliptische Funktion der Zeit.

Für den Fall, daß das Pendel sich nicht überschlägt, findet sich die *Schwingungsdauer* t_0 , d. h. die Dauer eines Hin- und Hergangs, zu

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} [1 + p(\varphi_0)],$$

wo die Klammer (— sie ist gleich dem mit $2/\pi$ multiplizierten sog. vollständigen elliptischen Integral 1. Gattung —) durch folgende Tafel veranschaulicht wird

φ_0	$p(\varphi_0)$
0°	0,0000
5°	0,0005
10°	0,002
20°	0,008
30°	0,017
60°	0,073
90°	0,180
180°	∞

Bei so kleinen Amplituden, daß neben dem analytischen Maße von φ_0 höhere Potenzen von φ_0 vernachlässigbar erscheinen, hat man statt (1)

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0$$

mit den unter sich gleichwertigen zweiten Integralen

$$\varphi = \varphi_0 \cos \sqrt{\frac{g}{l}} t,$$

$$\varphi = \omega_0 \sqrt{\frac{l}{g}} \sin \sqrt{\frac{g}{l}} t$$

und der Schwingungsdauer

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

unabhängig von der Amplitude φ_0 , wie schon Galilei beobachtete (*Isochronismus der Schwingungen* bei kleinen Ausschlägen).

b) Das punktförmige (mathematische) Kegelpendel. Die Stange eines punktförmigen Pendels kann einen Kreiskegel mit lotrechter Achse beschreiben. Sie tut dies, falls die Pendelmasse waagrecht und zur Pendelstange senkrecht so angestoßen wird, daß zwischen dem Erzeugungswinkel φ_0 des Kegels und der Geschwindigkeit v der Pendelmasse die Bedingung erfüllt ist

$$\frac{v^2}{gl} = \sin \varphi_0 \operatorname{tg} \varphi_0.$$

Alsdann ist die Schwingungsdauer

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \sqrt{\cos \varphi_0} = 2\pi \sqrt{\frac{h}{g}},$$

wo h die Entfernung der Bewegungsebene der Pendelmasse vom Aufhängepunkt bedeutet. Für kleine Erzeugungswinkel φ_0 schwingt die Vertikalprojektion (das durch waagerechte Beleuchtung erzeugte Schattenbild) eines Kegelpendels wie ein ebenes Pendel von kleinen Ausschlägen.

c) Das punktförmige Raumpendel (das sphärische Pendel). Ist ω die Winkelgeschwindigkeit, mit welcher sich die Horizontalprojektion der Pendelstange dreht, so erhält man die erste Differentialgleichung, indem man die Gleichung (1) durch ein von der Trägheitskraft (s. d.) herrührendes Glied — $\omega^2 \sin \varphi \cos \varphi$ (die durch die Pendellänge l geteilte Projektion der negativen Zentripetal-

beschleunigung auf die steilste Kugeltangente am Ort der Pendelmasse) ergänzt:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} - \omega^2 \sin \varphi \cos \varphi + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0.$$

Die zweite Differentialgleichung liefert der Flächensatz (s. Impulssätze):

$$\omega l^2 \sin^2 \varphi = \text{const.}$$

Die Integrale sind auch hier vom elliptischen Typus, d. h. die Koordinaten des Massenpunktes sind elliptische Funktionen der Zeit. Man kann trotzdem die Bewegung ihrem Charakter nach ganz einfach und anschaulich beschreiben: Die Bahn des Massenpunktes verläuft zwischen zwei waagerechten Kugeln, von denen mindestens der eine auf der unteren Halbkugel liegt. Die Bahnkurve berührt beide Kreise und ist sowohl ihrer geometrischen Gestalt nach wie hinsichtlich ihres zeitlichen Verlaufs symmetrisch in bezug auf jede lotrechte Meridianebene der Kugel durch einen jener Berührungspunkte. Sie stellt sich also dar als eine Art sphärisches Oval, welches sich zugleich um die lotrechte Kugelachse dreht.

d) Das Zykloidenpendel. Man kann das ebene punktförmige Pendel in der Weise verallgemeinern, daß man die Pendelmasse zwingt, anstatt auf einem Kreise auf einer anderen Kurve zu bleiben. Ist diese Kurve eine (gemeine) Zykloide mit lotrechter Ebene, lotrechten Spitzentangenten und aufwärts gerichteten Spitzen, so ist die Schwingungsdauer

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{2h}{g}},$$

unter h die Höhe der Zykloide verstanden. Die Schwingungsdauer ist unabhängig von der Amplitude und für kleine Amplituden ebenso groß wie diejenige eines ebenen punktförmigen Pendels von der Länge $2h$. Die Schwingung des letzteren darf als isochron angesehen werden so lange, als der Kreisbogen durch einen Zykloidenbogen von gleicher Krümmung ersetzt werden kann. Man pflegt das Zykloidenpendel kinematisch dadurch zu verwirklichen, daß man die Pendelstange biegsam wählt und sich an die Backen einer zweiten Zykloide anlegen läßt, welche mit der ersten kongruent und gegen sie parallel so verschoben ist, daß sie mit ihren untersten Punkten auf den Spitzen der ersten aufsitzt. Infolge des Isochronismus des Zykloidenpendels heißt die Zykloide auch *Tautochrone*.

2. Das körperliche (physikalische) Pendel. Man versteht darunter einen starren Körper, der in einem festen Punkte reibungsfrei drehbar aufgehängt ist, aus seiner Ruhelage gebracht und dann der Schwerkraft überlassen wird. Die allgemeine Theorie seiner Bewegung ist ein Teil der Theorie des Kreisels (s. d.). Es gibt aber elementare Sonderfälle, deren wichtigste nebst einigen Erweiterungen die folgenden sind:

a) Das ebene körperliche (physikalische) Pendel. Die Drehung geschieht um eine waagerechte Achse. Ist s deren Abstand vom Schwerpunkt und k der Trägheitsarm (s. Trägheitsmoment) des Körpers hinsichtlich der Drehachse, so schwingt dieser synchron mit einem punktförmigen Pendel von der Länge

$$l = \frac{k^2}{s},$$

welche man die *reduzierte Pendellänge* des körperlichen Pendels heißt. Man kann so durch Beobachtung der Schwingungsdauer die Größe k und somit das Trägheitsmoment experimentell ermitteln. Nennt man Pendelachse das vom Schwerpunkt auf die Drehachse gefällte Lot, und trägt man die reduzierte Pendellänge von der Drehachse aus auf der Pendelachse gegen den Schwerpunkt hin (und wegen $l > s$ über diesen hinaus) ab, so heißt der erhaltene Endpunkt der *Schwingungsmittelpunkt*. In ihm hätte man sich die ganze Masse vereinigt zu denken, wenn man das körperliche Pendel zu einem punktförmigen umwandeln wollte. Läßt man das Pendel um eine zur ersten Drehachse parallele zweite durch den Schwingungsmittelpunkt schwingen, so bleibt die Schwingungsdauer dieselbe wie zuvor. Auf Grund dieser Eigenschaft kann man den Schwingungsmittelpunkt und damit auch die reduzierte Pendellänge experimentell finden (*Reversionspendel* von Bohnenberger und de Kater; nach einem Vorschlage von Zeuner verwendet man noch zweckmäßiger ein Pendel mit drei Schneiden auf der Achse in ganz beliebigen Entfernungen vom Schwerpunkt und ermittelt leicht aus den Schwingungsdauern um die drei Schneiden alle gewünschten Größen). Läßt man das Pendel um alle möglichen untereinander parallelen Drehachsen schwingen, so bekommt man die kleinste Schwingungsdauer, wenn die Entfernung der Drehachse vom Schwerpunkt gleich dem Trägheitsarm k_0 bezüglich der parallelen Schwerpunktsachse gewählt wird. In diesem Fall ist die Schwingungsdauer unempfindlich gegen kleine Verschiebungen der Drehachse oder des Schwerpunkts, eine Eigenschaft, die man nach einem Vorschlag von Schuler zur Konstruktion von Uhren mit außerordentlich gleichförmigem Gang benutzen kann.

b) Das körperliche (physikalische) Kegelpendel (Zentrifugalpendel). Die Drehung geschieht um die lotrechte Achse durch den Aufhängepunkt. Besonders einfach ist hier der Fall, daß die Pendelachse (d. h. die Verbindungsgerade des Aufhängepunkts und des Schwerpunkts) eine Hauptachse des Körpers (s. Trägheitsmoment) ist, und daß das Trägheitsellipsoid bezüglich des Aufhängepunktes die Pendelachse zur Symmetrieachse hat. Ist alsdann A das axiale, B das äquatoriale Hauptträgheitsmoment des Pendels, G dessen Gewicht, s die Entfernung des Aufhängepunkts vom Schwerpunkt und φ_0 der Winkel zwischen der Lotlinie und der Pendelachse, positiv gezählt durch diejenige Drehung, die den Schwerpunkt auf kürzestem Wege senkrecht unter den Aufhängepunkt bringt, so gehorcht die Winkelgeschwindigkeit ω_0 der Drehung des Pendels um die Lotachse der Bedingung

$$\omega_0^2 = \frac{sG}{(B - A) \cos \varphi_0}.$$

Es muß also der Schwerpunkt tiefer oder höher als der Aufhängepunkt umlaufen, je nachdem das Trägheitsellipsoid gestreckt oder abgeplattet ist. Der zweite Fall ist sehr bemerkenswert.

c) Das ballistische Pendel. Dieses ist ein ebenes körperliches Pendel, welches durch einen Schlag auf die Pendelachse im Abstand a von der Drehachse in Bewegung gesetzt wird. Geschieht der Stoß auf den Schwingungsmittelpunkt, so erleidet die Drehachse keine Erschütterung; daher

heißt der Schwingungsmittelpunkt auch der *Stoßmittelpunkt* (s. Stoß). Wird nach dem Vorgang von Robins der Stoß durch ein Geschöß erzeugt, dessen Masse sich zur Pendelmasse wie $1:a$ verhält, so berechnet sich die Geschwindigkeit v des im Pendel steckenbleibenden Geschosses aus der geweckten Amplitude φ_0 allgemein zu

$$v = 2\sqrt{ag} \sqrt{\left(1 + a\frac{s}{a}\right)\left(1 + a\frac{k^2}{a^2}\right)} \sin \frac{\varphi_0}{2},$$

wo s und k die frühere Bedeutung haben.

d) Das Doppelpendel. Man versteht hierunter einen zweiläufigen Verband, bestehend aus einem Pendel, an welchem ein zweites so hängt, daß die beiden Drehachsen parallel sind. Die strenge Theorie eines solchen Verbandes ist ziemlich verwickelt; unter der Voraussetzung kleiner Ausschläge zeigen sich jedoch unter der Mannigfaltigkeit der vorkommenden Bewegungsformen einige von recht einfachem Aussehen. Bei geeigneten Massenverteilungen und geeigneten Anfangsbedingungen können die Ausschläge beider Pendel gegen die Lotlinie miteinander proportional, unter Umständen sogar einander gleich bleiben. Dieser Fall tritt auch für nicht kleine Ausschläge, insbesondere dann ein, wenn das zweite Pendel als ein punktförmiges angesehen werden darf, dessen Massenpunkt mit dem Schwingungsmittelpunkte des ersten Pendels zusammenfällt. Ist die Masse des zweiten Pendels klein gegenüber derjenigen des ersten, so schwingt das erste ungestört für sich, das zweite vollzieht neben seinen ebenfalls ungestörten Eigenschwingungen Zwangsschwingungen von der Frequenz des ersten Pendels.

e) Das Rollpendel. Dieses ist ein Körper, der mit einer zylindrischen Welle auf einer waagerechten Ebene rollt, jedoch Schwingungen ausführt, wenn der Zylinder kein Kreiszyylinder ist oder der Schwerpunkt des Körpers außerhalb der Zylinderachse liegt. Streng genommen sind alle auf Schneiden lagernden Pendel Annäherungen an ein solches Rollpendel. Wenn das Rollen ohne Gleiten geschieht und wenn die Ausschläge nur klein sind, so ist die Schwingungsdauer ebenso groß wie diejenige eines punktförmigen Pendels

$$l = \frac{k_1^2}{s}.$$

Hiebei bedeutet s den Abstand des Schwerpunkts von der Mittelachse der kreisförmig gedachten Welle und k_1 den Trägheitsarm bezüglich derjenigen Zylindergeraden, längs deren dieser die Unterlage im Ruhezustand berührt. *R. Grammel.*

Näheres s. Lehrbücher der Mechanik, z. B. A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik, Bd. 4 und 6. Vgl. auch den Artikel „Kreiselpendel“.

Pendelapparate s. Schweremessungen.

Pendelgleichrichter s. Mechanischer Gleichrichter.

Pendeluhr s. Uhren.

Pendelungen der Geschosse s. Drallegesetze.

Pendelunterbrecher (Helmholtz). Ein Instrument zur Hervorbringung sehr kurz andauernder Ströme ist der Pendelunterbrecher. Derselbe besteht aus einem schweren Pendel, das durch einen Elektromagneten in einer einstellbaren Höhe festgehalten wird und durch Unterbrechung des Stroms im Elektromagneten abfällt. Im Fallen schließt und öffnet es kurz hintereinander mittels Kontakten einen Strom, dessen Dauer von der Fallhöhe und

dem Abstand der Kontakte abhängt. Das Pendel kann z. B. zur Eichung ballistischer Galvanometer benutzt werden; auch für magnetische Messungen findet es Anwendung. *W. Jaeger.*

Näheres s. Helmholtz, Berl. Mon.-Ber. 1871, S. 295;

Pendelzähler s. Elektrizitätszähler.

Pentagonalprismen s. Umkehrprismensystem.

Pentanolampe, 10 Kerzen-, s. Einheitslichtquellen.

Pentanthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Penumbra s. Sonnenflecke.

Peptisieren s. Kolloide.

Periastron bei Doppelsternbahnen (s. d.) entspricht dem Perihelium in der Planetenbahn.

Perigäum entspricht in der Mondbahn dem Perihelium der Planetenbahn.

Perihelbewegung des Merkur (s. Art. Störungstheorie, Relativitätstheorie, Allgemeine). Nach der Newtonschen Mechanik beschreiben Körper, die von einem gravitierenden Zentrum angezogen werden, Ellipsenbahnen, in deren einem Brennpunkt sich der Zentralkörper, z. B. die Sonne, befindet. Der diesem Brennpunkt nächstgelegene Scheitel der Ellipse heißt das Perihel, die Gerade, welche durch Zentrum und Perihel bestimmt ist, die Apsidenlinie. Wenn außer dem berücksichtigten anziehenden Körper noch andere einwirken, wie es beim Planetensystem der Fall ist, wo neben der Sonne noch die anderen Planeten ebenfalls nach dem Newtonschen Kraftgesetz anziehen, so kann man die „gestörte“ Bewegung der Planeten als eine langsame Bewegung und Deformation der durch die Sonne erzeugten Ellipsenbahn auffassen. Ein Bestandteil derselben ist die Drehung der Apsidenlinie in der Bahnebene um die Sonne, was eine Bewegung des Perihels zur Folge hat. Vergleicht man die aus den Störungen der Planeten nach der Newtonschen Theorie errechneten Perihelbewegung der Planeten mit den wirklich beobachteten, so ergibt sich beim Merkur eine Differenz von ungefähr 41—43 Bogensekunden im Jahrhundert. Diese Differenz wurde auf die Anziehungskräfte unsichtbarer Körper, z. B. kosmischer Staubmassen, zurückgeführt. Wendet man aber statt der Newtonschen Mechanik die Einsteinsche allgemeine Relativitätstheorie an, so beschreibt schon ein von einem einzigen Massenpunkt angezogenes Teilchen keine Ellipse mehr, sondern es tritt eine Periheldrehung ein, die um so stärker ist, je mehr die Einsteinsche Theorie von der Newtonschen abweicht, in die sie ja für schwache Felder übergeht. Das stärkste Gravitationsfeld wirkt aber auf den sonnennächsten Planeten, den Merkur, an dem also am ehesten eine Abweichung von den Newtonschen Gesetzen zu merken sein wird. Wendet man nun die Potentialwerte (12) des Art. „Allgemeine Relativitätstheorie“ an und setzt sie in die Bewegungsgleichungen (1) desselben Artikel ein, so erhält man eine sich langsam drehende Ellipse. Das Perihel erleidet bei einem Bahnlauf eine Drehung von

$$\frac{24 \pi^3 a^2}{c^2 T^2 (1 - \epsilon^2)}$$

im Bogenmaß, wo a die große Halbachse, ϵ die numerische Exzentrizität, T die Umlaufzeit der Ellipsenbahn und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Wendet man diese Formel auf den Merkur an, so erhält man 42,89 Bogensekunden im Jahrhundert. Es läßt sich also die beobachtete Erscheinung ohne

die Annahme unbekannter kosmischer Massen erklären. *Philipp Frank.*

Näheres s. F. Kottler, Gravitation und Relativitätstheorie in Bd. VI (Astronomie) der Enzyklop. d. mathem. Wiss.

Perihelium s. Planetenbahn.

Perikondetektor. Detektor zur Wahrnehmung hochfrequenter elektrischer Schwingungen. Besteht aus einem Stückchen Rotzinkerz (Perikon), dessen Spitze mit leichtem Druck auf die Oberfläche eines Metall- oder Graphitstückes aufgesetzt ist. Richtet hochfrequente Wechselströme gleich und macht sie dadurch wahrnehmbar. *Güntherschulze.*

Näheres s. Zenneck und Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. V. Aufl. F. Enke. Stuttgart 1925.

Perimetrischer Kreisel s. Kurvenkreisel.

Periode s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Periodische Schraubenfehler s. Mikrometer-schrauben.

Periodisches System der Elemente. Ordnet man die chemischen Elemente nach steigendem Atomgewicht, so zeigt ihr chemisches und physikalisches Verhalten, wie zuerst Newlands (1864) und später besonders Mendelejeff (1869) nachwies, eine charakteristische Periodizität; es treten nämlich bei dieser Art der Anordnung nach einer bestimmten Anzahl von Elementen — einer sog. Periode — immer jeweils solche auf, die den vorausgehenden verwandt sind. Diese Verwandtschaft hatte in besonderen Fällen bereits Döbereiner in seiner Triadenregel erkannt (1829).

Zur Besprechung der Eigentümlichkeiten des periodischen Systems betrachten wir Tabelle 1, in der die bisher bekannten (auch radioaktiven) Elemente nach steigendem Atomgewicht angeordnet sind (Zahlen in Kursivdruck); die fettgedruckten Zahlen geben die Reihenfolge der Elemente an und heißen Ordnungszahlen oder Atomnummern.

Jede der acht Gruppen (senkrechte Reihen) umfaßt bestimmte Elementefamilien (z. B. die VI., die Sauerstoffgruppe, die Elemente O, S, Se, Te). Neben diesen sog. Hauptgruppen erscheinen bei den höheratomigen Gliedern Nebengruppen (z. B. in der Sauerstoffgruppe die Metalle Cr, Mo, W, U). Das Auftreten dieser Nebengruppen ist dadurch zu erklären, daß die Perioden (waagerechte Reihen) streng genommen nicht immer nur 8 Elemente umfassen, sondern daß ihre Anzahl mit zunehmendem Atomgewicht wächst. Exakt müßte man die Perioden, wie Rydberg zuerst zeigte, folgendermaßen abbrechen.

1. Periode:	2 Elemente:	H und He
2. „	8 „	Li bis Ne
3. „	8 „	Na „ A
4. „	18 „	K „ Kr
5. „	18 „	Rb „ X
6. „	32 „	Cs „ Em
7. „	(unvollst.)	6 Elemente.

Die sich hieraus ergebende Anordnung ist in Tabelle 2 wiedergegeben; sie wurde zunächst von Werner aufgestellt und wurde später von Bohr beim Ausbau seiner Atomtheorie benutzt („Natürliches“ System der Elemente).

Die „Periodenlängen“ 2; 8; 8; 18; 18; 32 stehen in folgendem Zahlenverhältnis, das sich als Folge der Quantengesetze beim Aufbau der Atome

im Sinne der Theorie Bohrs (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell) ergab (Landé):

$$2 = 2 \cdot 1^2$$

$$8 = 2 \cdot 2^2$$

$$18 = 2 \cdot 3^2$$

$$32 = 2 \cdot 4^2$$

Wie man an beiden Tabellen erkennt, finden sich die elektropositiven Elemente (Metalle) im linken Teil des periodischen Systems während die elektro-negativen Elemente (Metalloide) vornehmlich die rechte Seite der Anordnung einnehmen. Die Sauerstoffwertigkeit der Elemente entspricht im wesentlichen der Gruppennummer (z. B. Kalzium zweiwertig, II. Gruppe), die Wasserstoffvalenz da-

Daß zwischen dem Ende einer Horizontalreihe und dem Anfange der nächsten ein lückenloser Anschluß vorhanden ist, erkennt man aus einem Diagramm (Periodogramm), das unter dem Artikel Atomvolumen zu finden ist. Als Abszissen sind hier die Ordnungszahlen der Elemente, als Ordinaten die Atomvolumina angegeben. Das regelmäßige Auf- und Absteigen des Kurvenzuges gibt ein Beispiel für die Periodizität der physikalischen Eigenschaften, in diesem Falle für das Verhalten des Atomvolumens. Unterhalb der Kurve sind noch qualitativ einige Eigenschaften angegeben, die sich deutlich dem Richtungssinn der einzelnen Kurven-äste anschließen: magnetisches Verhalten und

Tabelle 1. Das periodische System der chemischen Elemente.
(Nach Bericht der Deutschen Atom-Gew. Komm. 1930.)

Periode	Gruppe I		Gruppe II		Gruppe III		Gruppe IV		Gruppe V		Gruppe VI		Gruppe VII		Gruppe VIII	Gruppe 0	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b			
I	1 H 1,0078														2 He 4,002		
II	3 Li 6,940		4 Be 9,02		5 B 10,82		6 C 12,000		7 N 14,008		8 O 16,0000		9 F 19,00		10 Ne 20,18		
III	11 Na 22,997		12 Mg 24,32		13 Al 26,97		14 Si 28,06		15 P 31,02		16 S 32,06		17 Cl 35,457		18 Ar 39,94		
IV	19 K 39,104		20 Ca 40,07		21 Sc 45,10		22 Ti 47,90		23 V 50,95		24 Cr 52,01		25 Mn 54,93		26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,94 58,69		36 Kr 82,9
	29 Cu 63,57		30 Zn 65,38		31 Ga 69,72		32 Ge 72,60		33 As 74,96		34 Se 79,2		35 Br 79,916				
V	37 Rb 85,45		38 Sr 87,63		39 Y 88,93		40 Zr 91,22		41 Nb 93,5		42 Mo 96,0		43 Ma —		44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,9 106,7		54 X 130,2
	47 Ag 107,880		48 Cd 112,41		49 In 114,8		50 Sn 118,70		51 Sb 121,76		52 Te 127,5		53 J 126,93				
VI	55 Cs 132,81		56 Ba 137,36		57-71 Seltene Erden*		72 Hf 178,6		73 Ta 181,5		74 W 184,0		75 Re 188,7		76 Os 77 Ir 78 Pt 190,9 193,1 195,23		86 Em 222
	79 Au 197,2		80 Hg 200,61		81 Tl 204,39		82 Pb 207,21		83 Bi 209,00		84 Po —		85 — —				
VII	87 — —		88 Ra 225,97		89 Ac —		90 Th 232,12		91 Pa —		92 U 238,14						

* Seltene Erden

VI	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tu	70 Yb	71 Cp
57-71	138,90	140,18	140,92	144,27	—	150,43	152,0	157,3	159,2	162,46	163,5	167,64	169,4	173,5	175,0

Tabelle 2.

H																	He
Li																	Be B C N O F Ne
Na																	Mg Al Si P S Cl Ar
K Ca																	Sc Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr
Rb Sr																	Y Zr Nb Mo Ma Rie Rh Pd Ag Cd Jn Sn Sb Te J Xe
Cs Ba La Ce Pr Nd H Sm Eu Gd Tb Ho Dy Er Tu Yb Cp Hf Ta W Re Os Jr Pt Au Hg Tl Pb Bi — Em																	— Ra Ac Th Pa U.

gegen zeigt das Bestreben, die Gruppenzahl 8 zu ergänzen — Regel von Abegg — z. B. N: V. Gruppe, fünfwertig in N₂O₅; 8-5 = dreiwertig in NH₃.

Es handelt sich bei diesen Tatsachen nicht um strenge Gesetze, sondern nur um Regelmäßigkeiten, die zwar hin und wieder — auch oft periodisch (Werner) — von Ausnahmen durchbrochen werden. Das periodische System hat sich aber dennoch bei der Auffindung und Vorhersage neuer Tatsachen oftmals glänzend bewährt. So hat z. B. Mendelejeff auf Grund seiner Anordnung die Existenz zweier noch unbekannter Elemente vorhersagen (Ge und Ga) sowie auch einen Teil ihrer Eigenschaften vorausbestimmen können. Ferner ordneten sich die von Ramsay entdeckten chemisch inaktiven, also nullwertigen Edelgase zwanglos in die VIII., oder gleichzeitig 0. Gruppe (vgl. Tab. 1) ein.

Farbe (Lothar Meyer, Carey Lea, Ladenburg u. a.).

Freilich trifft man bei solchen Betrachtungen häufig auch offensichtliche Unstimmigkeiten, z. B. müßte dem Atomgewicht nach K vor Ar, J vor Te, Ni vor Co eingereiht werden, obwohl die Eigenschaften der Elemente die umgekehrte Stellung und demgemäß die umgekehrte Zuordnung der Atomnummer veranlaßt haben. Ferner zeigen die ersten Elemente der ersten drei Gruppen, also Li, Be und B, neben den Gruppeneigentümlichkeiten auch Eigenschaften, die erst der nächst höheren Gruppe zukommen; es schlägt also Li zum Ca, Be zum Al, B zum Si, ebenfalls eine vorläufig noch un-motivierte Tatsache. Was endlich die Stellung der sog. seltenen Erden, also der Elemente Lanthan bis Cassiopeium (57-71) anlangt, die in der Tabelle 1 als Zwischenserie untergebracht sind, so hängt diese

Einordnung mit der schon erwähnten Tatsache zusammen, daß hier eine Periode von 32 Elementen vorliegt. Die Unstimmigkeiten im Anschluß an die voraufgehenden Elemente würden sich bei einer fortlaufenden Einordnung — etwa als 4 getrennte Achterreihen — noch fühlbarer machen als bei den Perioden zu 16, wo auch bereits, allerdings periodisch, Widersprüche auftreten, z. B. in der Beiordnung der Edelmetalle Cu, Ag, Au zu den Alkalien.

Am unbefriedigendsten ist jedoch, vom physikalischen Standpunkt betrachtet, der Umstand, daß sich bisher in keinem Falle eine exakte Funktion angeben ließ, mit der es gelingt, unter Einsetzung der Ordnungszahl oder des Atomgewichtes als laufendem Parameter bestimmte Eigenschaften der Elemente oder ihrer Verbindungen (Atomvolumen, Schmelzpunkt usw.) quantitativ zu berechnen.

Immerhin hat sich, wie gesagt, die Systematik häufig überraschend gut bewährt, noch zuletzt, als es galt, die radioaktiven Elemente (s. Radioaktivität) darin aufzunehmen. Jedes radioaktive Element konnte seinen Platz erhalten, nur zeigte sich die Schwierigkeit, daß es bisweilen mehrere, bis zu 10 Elemente waren, die ein und dieselbe Stelle beanspruchten. Und zwar mußte ihnen deshalb der gleiche Platz d. h. also die gleiche Ordnungszahl zufallen (und nicht etwa, wie man zunächst analog den gruppenähnlichen Elementen glauben könnte, senkrecht untereinander gelegene Stellen innerhalb einer Gruppe), weil es nicht gelang, ein Gemisch solcher nur durch die Herkunft oder durch die Geschwindigkeit ihres radioaktiven Zerfalls unterscheidbarer Elemente chemisch zu trennen. Es handelte sich also nicht um eine chemische Ähnlichkeit, sondern um chemische Identität, sog. Isotopie (s. d.) von Elementen.

Die weiterhin auffallende Tatsache, daß derartige „praktisch-chemisch-identische“ Elemente erhebliche Verschiedenheiten im Atomgewicht (bis zu 8 Einheiten) besitzen, wies ferner darauf hin, daß es offenbar auf diese Größe bei der bisher angewendeten Systematik in erster Linie gar nicht ankommt. Die Verhältnisse liegen vielmehr unvermutet viel einfacher: Das primär Charakteristische an jedem Element ist nicht das Atomgewicht, sondern die Ordnungszahl, das ist diejenige Nummer, die es bei der Abzählung der Elemente im periodischen System erhält (vgl. die fettgedruckten Zahlen in Tabelle 1). Diese Zahl, auch Kernzahl genannt, spielt bei der Struktur des Atoms eine hervorragende Rolle; sie gibt die Zahl der positiven Kernladungen und der negativen Elektronen an, die den Atomkern umlaufen. Diese Zahlen, die übrigens für niedere Atome annähernd gleich dem halben Atomgewicht sind, scheinen nun in der Tat die eigentlichen Argumente zu sein, welche man für die exakte Berechnung der Eigenschaften der Elemente zugrunde legen kann. Um eines der ersten, inzwischen durch den Fortschritt auf dem Gebiete der Spektralserien beträchtlich vermehrten Beispiele zu nennen: Die allgemeine Formel für die α_1 -Linie der K-Serie der Röntgenspektren lautet nach Moseley:

$$\nu = R(z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Setzt man hierin für z die jeweilige Ordnungszahl der Elemente ein, so ergeben sich der Reihe nach quantitativ die Schwingungszahlen ν der be-

treffenden Linien sämtlicher Elemente; R ist dabei die Rydbergsche Konstante ($= 3,27 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$). — Die Formel zeigt übrigens die weiterhin hoch bedeutsame Tatsache, daß in diesem Falle die Atomeigenschaft nicht periodisch ist im Gegensatz zu dem Verhalten, das durch die Kurven von Lothar Meyer zum Ausdruck kommt. Allgemein hat sich zeigen lassen, daß solche Eigenschaften, bei denen der Atomkern oder seine unmittelbare Nachbarschaft beteiligt ist, nichtperiodischen Charakter tragen, während diejenigen Eigenschaften, die von der Elektronenhülle abhängen, und zu denen u. a. auch das chemische Verhalten gehört, periodischer Natur sind. Unter allen Umständen ist aber die Atomnummer des Elementes für seine Stellung im periodischen System und für sein sonstiges Verhalten von primärer Bedeutung.

Auf die Isotopen Elemente angewendet, bedeutet diese Betrachtungsweise z. B., daß allen Vertretern einer bestimmten Isotopen-Gruppe die gleiche Stelle des periodischen Systems zuzuweisen ist, da sie alle die gleiche Kernzahl besitzen, z. B. die Emanationen die Kernzahl 86; Ac Em 218; Th Em 220; Ra Em 222.

Andererseits war anzunehmen, daß die Eigenschaft der Isotopie sich nicht allein auf radioaktive Elemente beschränkt, sondern daß auch die übrigen Elemente Isotopengemische darstellen. Der experimentellen Forschung ist es geglückt, die Richtigkeit dieses Schlusses zu beweisen. Aston konnte in seinem Massenspektrographen (s. d.) nach einer Methode von J. J. Thomson für alle direkt oder in ihren Verbindungen vergasbaren Elemente entscheiden, ob Isotopie vorliegt und aus welchen Isotopen sich die Elemente zusammensetzen.

Durch diese Ergebnisse wird die schon vor hundert Jahren ausgesprochene Hypothese von Prot gestützt. Sie besagt, daß die Elemente durch eine Art Kernpolymerisation aus Wasserstoff und Helium entstanden sind und erklärt damit die sehr annähernde Ganzzahligkeit der Atomgewichte. Durch die Atonschen Arbeiten hat sich nun in der Tat gezeigt, daß die einzelnen Atomgewichte der Isotopen alle exakt ganzzahlig sind — bis auf die Masse der Kernenergie (s. Atomkern) (Einstein) — und andererseits ist, zuerst im Falle des Stickstoffs durch Rutherford später auch für die übrigen Elemente mit niedrigem Atomgewicht die Möglichkeit des Kernabbaus in Helium und Wasserstoff und damit der Grundgedanke der Proutschen Hypothese bewiesen worden.

J. Eggert.

Näheres s. Rabinowitsch u. Thilo, *Period. System*. Verlag Enke, Stuttgart 1930.

Periodogramm s. Atomvolumen.

Periphere Farbenblindheit s. Farbenblindheit.

Periphraktisch s. Apheriphraktisch.

Peripteralbewegung. Peripteralbewegung nennt Lanchester eine Potentialströmung mit Zirkulation um einen in eine Flüssigkeit eingetauchten Körper herum (s. Auftrieb).

Eisner.

Näheres s. Lanchester, *Aerodynamik*, deutsch von C. u. A. Runge. Leipzig 1909—1911.

Periskop s. Sehrohr.

Perkussionszündung s. Sensibilität.

Perlschnurblitz s. Blitz.

Permalloy. Als „Permalloy“ bezeichneten Arnold und Elmen eine Nickel-Eisenlegierung mit etwa 78,5% Ni und 21,5% Fe, die nach geeigneter thermischer Behandlung (langsamer Abkühlung von etwa 900° und darauffolgender rascher

Abkühlung von etwa 600°) eine außerordentlich hohe Anfangspermeabilität (s. d.) von etwa $\mu_0 = 10000-12000$ besitzt. *Gumlich.*

Näheres s. Arnold und Elmen. Journ. Franklin-Inst. 195, 621; 1923 und Electrician 90, 669, 672; 1923.

Permanente Achsen s. Kreisel.

Permanenter Magnetismus der Erde s. Magnetismus, beharrlicher, der Erde.

Permanentes Gas. Als permanent wurden bis etwa zum Jahre 1890 diejenigen Gase bezeichnet, welche durch Abkühlung auf die Temperatur der festen Kohlensäure und durch gleichzeitige Druckerhöhung nicht in den flüssigen Zustand übergeführt werden konnten. Es sind dies insbesondere die Gase Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Luft, Kohlenoxyd (CO), Stickoxyd (NO) und Methan (CH₄). Die im Gegensatz zu diesen verflüssigbaren Gasen wurde „koerzibel“ genannt. Der neuen Forschung ist es gelungen, alle bekannten Gase, auch das Helium, zu verflüssigen (s. Verflüssigung).

Henning.

Permeabilität, magnetische. Die Permeabilität μ oder magnetische Durchlässigkeit eines Körpers ist gegeben durch die Beziehung $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$, also durch den Quotient aus Induktion und Feldstärke. Sie ist bei para- und diamagnetischen Stoffen unabhängig von der Höhe der Feldstärke, bei ferromagnetischen hängt sie in hohem Maße davon ab. Beim Eisen beginnt sie gewöhnlich für sehr kleine Feldstärken mit Werten zwischen 100 und 500 (sog. Anfangspermeabilität), steigt dann außerordentlich stark an, erreicht bei gewöhnlichem Material Werte von 2000–5000, in außergewöhnlichen Fällen bis zu 80000 (Permalloy), um dann wieder zu sinken und dem Grenzwert 1 zuzustreben (s. „Magnetisierungskurve“). Das Maximum der Permeabilität liegt nach Gumlich im allgemeinen bei einer Feldstärke, die etwa dem 1,3fachen der Koerzitivkraft entspricht und ist der Größe nach gegeben durch den Quotient aus der wahren Remanenz und der doppelten Koerzitivkraft, also $\mu_{\max} = R/2 \cdot K$. Je höher die Permeabilität einer Eisensorte, um so brauchbarer ist sie für viele elektrotechnische Zwecke. *Gumlich.*

Permeabilität, differentielle und reversible. Läßt man auf einem bestimmten Punkt der Nullkurve die vorhandene Feldstärke \mathfrak{H} um einen kleinen Betrag $\Delta \mathfrak{H}$ zunehmen, dann steigt die zugehörige Induktion ebenfalls um einen Betrag $\Delta \mathfrak{B}$, dessen Wert man auch angenähert dem dortigen Verlauf der Nullkurve entnehmen kann. Das Verhältnis $\Delta \mathfrak{B}/\Delta \mathfrak{H}$, das bei der Berechnung der Selbstinduktion von Spulen mit Eisenkern (Elektromagneten) eine große Rolle spielt, bezeichnet man im Gegensatz zur gewöhnlichen Permeabilität $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ als differentielle Permeabilität; es hat selbstverständlich, da die Nullkurve nicht geradlinig ansteigt (s. „Magnetisierungskurven“) zumeist einen ganz anderen Wert, als die eigentliche Permeabilität.

Läßt man umgekehrt bei einem bestimmten Punkt der Nullkurve die vorhandene Feldstärke um einen kleinen Betrag $\Delta \mathfrak{H}$ abnehmen, so nimmt auch die Induktion um einen Betrag $\Delta \mathfrak{B}$ ab, der aber im allgemeinen viel geringer ist als im vorigen Falle, denn es ist ja eigentlich der Beginn des wenig geneigten absteigenden Astes (vgl. „Magnetisierungskurven“). Bei Wiederzunahme der Feldstärke bis zum ursprünglichen Wert und mehrfacher Wiederholung dieses kleinen Zyklus kommt man dann sowohl bei der Abnahme wie

bei der Zunahme auf den gleichen Betrag $\Delta \mathfrak{B}$, es wird also die Größe $-\Delta \mathfrak{B}/-\Delta \mathfrak{H} = \mu_r$ konstant; man bezeichnet sie nach Gans als reversible Permeabilität und nimmt an, daß sie lediglich auf die reversibelen, von der Drehung der Elementarmagnete herrührenden und daher von Hystereseerscheinungen freien Magnetisierungsvorgänge zurückzuführen ist. Nach den Untersuchungen von Gans hängt sie im wesentlichen nur von der Höhe der Induktion \mathfrak{B} ab, nicht aber davon, ob sie dem aufsteigenden, dem absteigenden Ast oder der Nullkurve zugehört. *Gumlich.*

Näheres s. Gans, Ann. d. Phys. 27, 1, 1908; 29, 301, 1909.

Permeameter. Apparat zur Bestimmung der magnetischen Permeabilität; s. Magnetisierungsapparat.

Perminvar. Legierungen aus Eisen, Nickel und Kobalt bestimmter Zusammensetzung zeigen eine eigentümlich verlaufende Magnetisierungskurve, die im Gebiet niedriger Feldstärken nur schwach gekrümmt ist, d. h. eine praktisch konstante Permeabilität besitzt. *Kußmann.*

Perpetuum mobile erster und zweiter Art. Unter einem Perpetuum mobile erster Art versteht man eine Maschine, die ohne Aufwendung irgend welcher Arbeit ständig Energie liefern soll. Ihre Konstruktion ist von vielen Erfindern vergeblich versucht worden. Ein solches Perpetuum mobile würde im Gegensatz zu dem häufig mit außerordentlicher Genauigkeit geprüften Erfahrungssatz von der Erhaltung der Energie stehen, der aussagt, daß Energie irgend einer Form nur dann in die Erscheinung tritt, wenn sie in einer anderen Form verschwindet und daß die Energiemengen beider Formen genau gleich sind.

Perpetuum mobile zweiter Art heißt eine andere Maschine, die ebenfalls nicht verwirklicht werden kann, die aber mit dem Energieprinzip nicht in Widerspruch steht. Ihre Wirkungsweise ist derart gedacht, daß sehr großen Wärmebehältern wie etwa dem Meereswasser oder der Luft unter Abkühlung ständig Energie entzogen wird und also fortlaufend Wärme direkt in mechanische Arbeit verwandelt wird. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik erhebt zum Prinzip (Thomson'sches Prinzip), daß eine solche Maschine unmöglich ist und führt zu zahlreichen Ergebnissen, die mit der Erfahrung in sehr genauer zahlenmäßiger Übereinstimmung stehen, wenn die Annahme gemacht wird, daß Wärme ohne Aufwendung von Arbeit nur dann fortlaufend in eine andere Energieform übergeführt werden kann, wenn eine Temperaturdifferenz vorhanden ist, deren Ausgleich durch den Prozeß angestrebt wird. Zur Erzeugung praktisch unbegrenzter Energiemengen genügt also nicht die Existenz eines sehr großen Wärmebehälters, sondern es werden zwei Wärmebehälter von verschiedener Temperatur erfordert. *Henning.*

Perrinsche Formel s. Emulsionen.

Perspektive der photographischen Bilder. Das photographische Bild, das durch ein verzeichnungsfreies Objektiv entworfen wird, ist ein geometrisch ähnliches Bild der Zentralprojektion der einzelnen abzubildenden Raumpunkte auf die Einstellebene von der Mitte der Eintrittspupille aus. Um bei der Betrachtung des photographischen Bildes den richtigen Eindruck zu bekommen, ist der Augendrehpunkt in die Entfernung vom Bilde zu bringen, um welche die Austrittspupille des verzeichnungs-

freien Objektives von der Bildebene entfernt ist. War der Aufnahmegegenstand sehr weit entfernt, so kann man sich der Regel bedienen, daß der Drehpunkt des betrachtenden Auges um die Brennweite von dem Bild entfernt sein muß, um den perspektivisch richtigen Eindruck zu erhalten. Sind die Bilder mit so kurz Brennweiten Objektiven aufgenommen worden, daß die Akkommodation des Auges eine deutliche Wahrnehmung nicht mehr ermöglicht, so kann man eine Verantlinse (C. Zeiß) von der Brennweite des Aufnahme-Objektivs als Betrachtungs-System benutzen. Bei Weitwinkel-Aufnahmen, deren Bildwinkel größer ist als der, den das Auge im direkten Sehen beherrscht, ist nur vermittels der sog. Schlüsseloch-Betrachtung ein naturgetreuer Eindruck zu erreichen. *W. Merté.*

Petrolätherthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Petroleumlampe und Petroleumglühlicht, Flächenhelle s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4; Wirtschaftlichkeit s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Petzvalse Bedingung zur gleichzeitigen Hebung von Astigmatismus und Bildfeldwölbung s. Sphärische Abweichung.

Pfaundersche elektrische Methode s. Kalorimetrie, elektrische.

Pfeffersche Zelle s. Osmotischer Druck.

Pfeifen. Man unterscheidet Zungenpfeifen (s. Zungen und Zungeninstrumente) und Lippenpfeifen. Bei den Lippenpfeifen wird der Ton dadurch erzeugt, daß ein Luftstrom durch einen schmalen Spalt gegen eine ihm parallel stehende Schneide geblasen wird (s. Schneidentöne). Es bildet sich ein Luftband, das um die Schneide hin und her schwingt, und zwar innerhalb weiter Grenzen in einem Tempo, das ihm von den Schwingungen der Luftmasse des Pfeifenrohres aufgedrückt wird. Dieses schwingende Luftband kann also als Extremfall einer „weichen“ Zunge (s. d.) betrachtet werden.

In ähnlicher Weise kommen die Töne der Querflöte (ursprünglich Schweizerpfeiff genannt) zustande (s. Schneidentöne). An dem Mundloch der Flöte entsteht ein Schwingungsbauch und ebenso an dem offenen Ende. Allerdings ist das nur in erster Annäherung richtig. Das Mundloch ist kleiner als der Querschnitt der Bohrung, infolgedessen findet eine teilweise „Deckung“ statt, ferner greift die Schwingung an dem anderen Ende der Flöte über die Öffnung des Rohres hinaus. Infolgedessen liegt für den Grundton der Flöte der Schwingungsknoten nicht genau in der Mitte zwischen Mundloch und Ende des Rohres, und entsprechend sind auch alle sonstigen Längenverhältnisse etwas andere, als die elementare Überlegung zunächst ergeben würde. Durch „Überblasen“ der Flöte erhält man, ebenso wie bei Oboe und Fagott, als ersten Oberton die Oktave des Grundtones; die Flöte „oktaviert“, während beispielsweise die Klarinette „quintiert“. Für die Pikkoloflöte ist der Tonumfang d_2 bis a_4 , für die große Flöte c_1 bis b_3 .

Bei den Zungenpfeifen müssen die Ansatzrohre an der Stelle, an der sich die Zunge befindet, als geschlossen betrachtet werden, während bei den Lippenpfeifen an der Lippe angenähert ein Schwingungsbauch liegt. Die Länge „offener“ Lippenpfeifen beträgt also ungefähr eine halbe

Wellenlänge des Grundtones, und die Schwingungszahlen der Partialtöne stehen im Verhältnis 1:2:3... Die Länge gedeckter oder „gedackter“ Pfeifen beträgt dagegen ungefähr ein Viertel der Wellenlänge des Grundtones, und die Schwingungszahlen ihrer Partialtöne stehen im Verhältnis 1:3:5... Die Klangfarbe der Pfeife ist von ihrer Form, Dimensionierung der Einzelteile und dem Material stark abhängig (s. Orgel).

E. Waetzmann.

Näheres s. die Akustikbände im Handbuch der Physik von H. Geiger und K. Scheel, Berlin 1927 und in Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, Braunschweig 1929.

Pfeifen s. Verstärkerröhre.

Pfeiftöne. Der Umfang des menschlichen Pfeifregisters ist nach oben und unten etwas größer als der der Flüstersprache (s. d.). Beispielsweise geben Auerbach a^1 bis c^4 , Stumpf a^1 bis fis^4 an. Bei der Untersuchung am Interferenzapparat (s. Vokale) erscheinen die menschlichen Pfeiftöne als völlig reine Töne. *E. Waetzmann.*

Näheres s. C. Stumpf, Die Sprachlaute. Julius Springer, Berlin 1926.

Pfeilerstau. Die Einschränkung eines Flußprofils durch Brückenpfeiler, die vom Wasser umströmt werden, bedingt einen Aufstau unmittelbar vor den Pfeilern, eine Absenkung in der eingeeigten Strecke und ein Wiederanstiegen an der Stelle der Erweiterung auf den uneingeschränkten Querschnitt (s. Fig. 1).

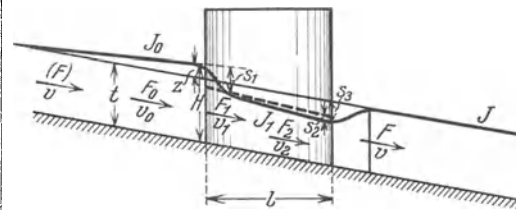


Fig. 1. Brückenpfeilerstau.

Der „wirkliche“ Stau ist danach $z = s_1 + l \cdot J_1 - l \cdot J + s_2 - s_3$, der „scheinbare“ Stau ist s_1 .

s_1 ist im allgemeinen wesentlich größer als z . Die Größe s_1 hängt in hohem Maße von der Abrundung der flußaufgerichteten Pfeilerköpfe ab (s. unten). Je nachdem sich nämlich beim Eintritt in die Verengung ein mehr oder weniger kontrahierter Querschnitt $\mu \cdot F_1$ ausbildet (s. Contractio venae und Eintrittsverlust), ist $s_1 = \frac{v_1^2}{2g} \left[\frac{1}{\mu^2} - \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^2 \right]$; die Größen s_2 und $l(J_1 - J)$ ergeben sich

einfach aus den Reibungs- und Geschwindigkeitshöhenverhältnissen in der eingeeigten Strecke, während sich s_3 aus den bei der Erweiterung auftretenden, nach dem Impulssatz zu errechnenden Verlusten bestimmt (s. Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck). — Betrachtet man die Verhältnisse in größerer Entfernung vor und hinter dem Einbau (auf den uneingeschränkten Querschnitt bezogen), so kann man leicht nachweisen, daß bei Überschallgeschwindigkeit $v > \sqrt{g \cdot R}$, R = Profilradius, sich der Stau umkehrt (s. Schießen und Strömen). Beide Rechnungen stammen in dieser Form von Krey. Als Vergleichswerte für die Wirkung verschiedener Pfeilerformen auf Grund von Versuchen gibt Rehbock folgende Werte an:

Es ist $z = a \cdot \beta \cdot \frac{v^2}{2g}$, wobei a das Verbauungsverhältnis d. h. Pfeilerquerschnitt zu Flußquerschnitt ist. Speziellere Formeln für eine bestimmte Pfeilerform bei strömendem und schießendem Abfluß gab Rehbock 1919. Über Versuche an verschiedenen

erzielen. Größere Pfeilstellung, wenn sie Hand in Hand mit einer Verwindung, d. i. mit einer flacheren Einstellung der äußeren Flügelteile gegenüber den inneren, geht, kann auch dazu dienen, um ein solches Flügelpaar für sich stabil zu machen; dies ist ohne Pfeilstellung unmöglich und kann nur

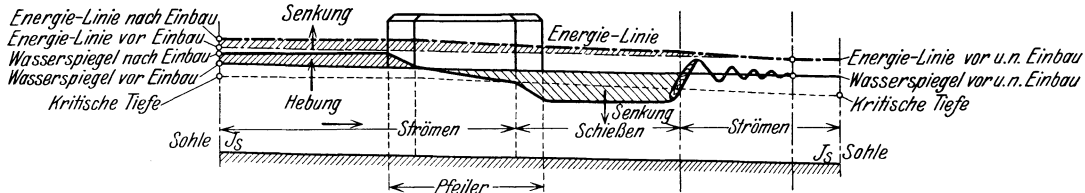


Fig. 2. Stau bei strömendem Abfluß.

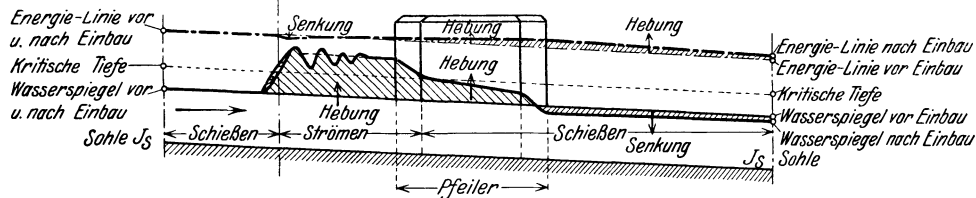


Fig. 3. Stau bei schießendem Abfluß mit teilweisem Strömen zwischen den Pfeilern.

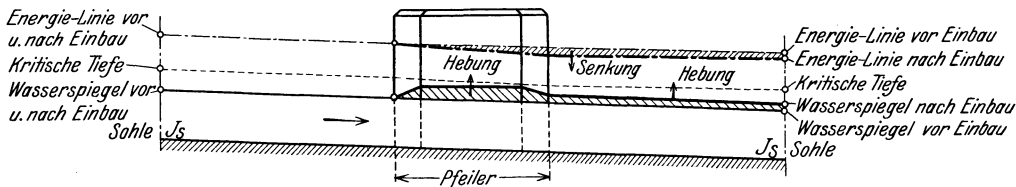


Fig. 4. Stau bei rein schießendem Abfluß.

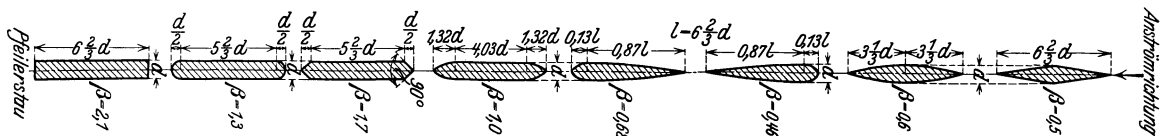


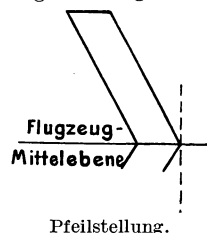
Fig. 5. Rehbocks Modellpfeiler.

Pfeilerformen einschl. Betrachtungen über die Wellenbildung s. Eisner, Veröffentlichung Nr. 4 der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin 1929. Eine Kritik der Rehbockschen Modellversuche, deren Ergebnisse nicht ohne weiteres auf die Natur übertragen werden dürfen, s. bei Eisner, Offene Gerinne, Handbuch der Experimentalphysik von Wien & Harms, Bd. IV, 2. Weiteres siehe Lehrbücher der Hydraulik. Eisner.

Pfeilflug s. Drallgesetze.

Pfeilstellung der Flügel eines Flugzeugs nennt man diejenige Stellung, bei welcher (s. Figur) die beiden Flügel in der Mitte einen spitzen Winkel mit der Symmetrieebene des Flugzeugs bilden. Diese Anordnung kann aus verschiedenen Gründen angewandt werden. So dient eine kleine Pfeilstellung dazu, um dem Schwerpunkt des gesamten Flugzeuges, dessen Lage unter Umständen durch die Verteilung der Gewichte im Flugkörper vorgegeben ist, die richtige Lage gegenüber dem mittleren Druckpunkt des Flügels, in welchem die resultierende Luftkraft angreift, zu geben und so einen angenehmen Ausgleich der Drehmomente zu

durch weit hinter oder vor dem Schwerpunkt liegende kleine Flügel, welche gleichzeitig zum Steuern dienen, bewirkt werden. Die Pfeilstellung stabilisiert auch das Flugzeug gegenüber Störungen, welche es aus seiner gradlinigen Bahn zum seitlichen Abrutschen zu bringen suchen; denn wenn zwei pfeilförmig gestellte Flügel von der Seite angeblasen werden, so empfängt der auf der Seite der Windrichtung liegende Flügel einen größeren Auftrieb als der andere; das Flugzeug wird dadurch in die waagrechte Lage zurückgedreht.



Pfeilstellung.

Pferdestärke. Das technische Maß für die Leistung ist vielfach die Pferdestärke PS oder Pferdekraft. 1 PS = 75 mkg/sec. Die Arbeit wird in Pferdekraftstunden PS-St. angegeben. Die im Arbeitszylinder erzeugte indizierte Leistung wird in indizierten Pferdestärken PS_i , die als Nutzarbeit abgegebene in effektiven Pferdestärken PS_e ge-

messen. Die englische Pferdestärke HP (horse power) = 550 Fußpfund/sec = 1,0139 PS. 1 PS = 735 Watt. Der Wärmewert von 1 PS-Stunde (Pferdekraftstunde) = 632 kcal. *L. Schneider.*

Pfundmaße s. Masseneinheiten.

Phase (astronomisch). Nichtleuchtende Himmelskörper wie die Planeten und Trabanten, die ihr Licht von der Sonne empfangen, zeigen Lichtgestalten wie der Erdmond. Unter Phasenwinkel (kurz Phase) versteht man den Winkel Sonne-Planet (bzw. Trabant)-Erde. Bei Phasenwinkel 0° sehen wir die vollbeleuchtete Scheibe. Die Abhängigkeit der Helligkeit vom Phasenwinkel wurde von Seeliger eingehend theoretisch untersucht, hängt aber sehr von der Oberflächenbeschaffenheit der Himmelskörper ab und stimmt bei keinem von diesen mit der Theorie überein.

Nur die sog. unteren Planeten Merkur und Venus, sowie der Erdmond zeigen uns alle Phasen von voller Beleuchtung bis zur völligen Verdunkelung. Bei den oberen Planeten, die nie zwischen Sonne und Erde treten, schwankt der Phasenwinkel zwischen 0° und einem gewissen Maximalbetrag, der bei Mars am größten ist und etwa 50° beträgt. Bei den äußeren Planeten ist die Phasenwirkung kaum merklich.

Bottlinger.

Phase (physikalisch-chemisch). Die physikalisch homogenen räumlichen Teile eines heterogenen Systems werden im thermodynamischen Sinne als Phasen bezeichnet. Ein homogenes System (Lösung, Gas, einheitliche Kristalle) besteht also aus einer Phase, ein heterogenes (z. B. Kristalle + Schmelze, Gemenge mehrerer Kristallarten), aus mehreren Phasen.

G. Masing.

Phase, elektrische s. Wechselströme.

Phaseneinfluß auf Klangfarbe (s. Klang). Es ist vielfach die Frage untersucht worden, ob die gegenseitige Phase der einzelnen Partialtöne eines Klanges oder eines Zusammenklanges (mehrere Klänge) einen Einfluß auf die Klangfarbe hat. Diese Frage ist namentlich für die Hörtheorie (s. Resonanztheorie des Hörens) von großer Wichtigkeit. Verschiedene Beobachter haben nun übereinstimmend konstatiert, daß die Klangfarbe von der gegenseitigen Phase der Partialtöne unabhängig ist, vorausgesetzt, daß die Partialtöne so weit auseinanderliegen, daß keine Interferenz eintritt.

L. Hermann läßt z. B. eine Phonographenwalze rückwärts ablaufen. Hierbei setzen die einzelnen Partialtöne mit ganz anderen gegenseitigen Phasen ein als beim normalen Vorwärtslaufen der Walze; trotzdem konnte eine Änderung der Farbe der einzelnen Klänge nicht nachgewiesen werden. Lindig hat ausführliche Versuche an der sog. Telefonsirene angestellt, einem Apparate, der gestattet, Amplituden- und Phasenverhältnisse der in dem erzeugten Klänge enthaltenen Partialtöne innerhalb weiter Grenzen meßbar zu variieren. Auch Lindig kommt zu dem Ergebnis, daß sich die Phase nicht bemerkbar macht, falls keine Interferenz eintritt.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Lindig, Ann. d. Phys. 10, 1903.

Phasengeschwindigkeits s. Gruppengeschwindigkeit.

Phasengrenzkräfte. Phasengrenzkräfte nennt man elektrische Potentialsprünge, die an der Grenze zweier Phasen auftreten. Sie lassen sich in zwei Hauptgruppen einteilen. Die eine rührt von Nernstscher thermodynamischer Ionenverteilung her, in Fällen, wo die Ionen in beiden Phasen vorhanden sind (typische Vertreter sind z. B. die Kräfte zwischen Metall und Salzlösung oder zwischen den Lösungen eines Elektrolyten in zwei nicht mischbaren Lösungsmitteln).

Die zweite Gruppe ist durch eine Ionenverteilung zwischen Grenzfläche und Phaseninnerem charakterisiert. Die vorhandene zweite Phase ist für die betreffenden Ionen in diesem Fall praktisch nicht durchlässig (z. B. die Grenze feste organische Stoffe-wässrige Lösungen oder die Grenze Luft-wässrige Lösungen). Die Nernstsche Gleichung ist für solche Fälle nicht anwendbar. Sie lassen sich theoretisch unter dem Gesichtspunkt behandeln, daß die verschiedene Verteilung (z. B. an der Grenze Luft-Lösung) von der verschiedenen Löslichkeit der beiden Ionen in der Wasserphase herrührt. Oder es können auch organische Molekeln durch ihre besondere Orientierung (verschiedene Hydrophilie der beiden Endgruppen) ein bestimmtes Moment der Oberfläche aufdrücken. Diese Gruppe entspricht mit anderen Worten der bevorzugten Adsorption der einen Ionenart oder der orientierten Adsorption von Dipolmolekeln. Nur werden diese Potentialdifferenzen nur dann die Gesamtpotentialdifferenz tatsächlich bestimmen, wenn nicht gleichzeitig eine dominierende Nernstsche Potentialdifferenz vorhanden ist. In diesem letzten Fall werden die zur zweiten Gruppe gehörenden Ionen und Molekeln nur den räumlichen Verlauf, nicht aber die Nernstsche Gesamtpotentialdifferenz ändern können (Beispiel: Wirkung oberflächenaktiver Stoffe an der Grenze Quecksilber-Elektrolyt).

Der in diesem Zusammenhang vielfach genannten Coehnschen Regel, wonach sich Stoffe mit höherer Dielektrizitätskonstante gegen Stoffe mit niedriger Dielektrizitätskonstante positiv aufladen, dürfte keine nennenswerte theoretische, höchstens empirische Bedeutung zukommen.

Die Größenordnung der Potentialdifferenz erster Art ist 1 Volt, jene der Potentialdifferenz zweiter Art 0,1 Volt. Gemessen werden sie mit Kompensationsmethoden oder mit statischen Instrumenten, um Stromdurchgang und dadurch Polarisierung der Grenzfläche zu vermeiden.

Auch die Grenze Gas-Flüssigkeit läßt sich nach demselben Prinzip messen, falls man die Gasstrecke über der Flüssigkeit leitend macht, z. B. durch eine glühende Platinelektrode über dem Flüssigkeitsniveau.

Über den räumlichen Verlauf gibt die elektrokinetische Untersuchung der Grenzfläche (s. d.) einigen Aufschluß. Man erhält damit den nach dem Innern der flüssigen Phase ragenden Anteil der Gesamtpotentialdifferenz, welcher in der gegen die feste Phase verschiebbaren Schicht liegt. Auf diese Weise findet man leicht die oben genannte Beeinflussung des Verlaufs der Nernstschen Potentialdifferenz durch Art und Konzentration der gleichzeitig sonst vorhandenen Elektrolyte.

Die Untersuchung der Potentialdifferenz an der Grenze gasförmig-flüssig führt auch zur Klärung des Baues der monomolekularen Oberflächenschichten (s. d.).

Die Potentialdifferenz an der Grenze zweier flüssiger Phasen wird zur Erklärung der sog. Verletzungsströme lebender Gewebe mit Erfolg herangezogen.

A. Gemant.

Phasenintegral s. Quantenbedingungen.

Phasenraum s. Ergodenhypothese.

Phasenregel; sie besagt: In einem System aus n unabhängigen Bestandteilen mit p Phasen ist die Zahl der Freiheitsgrade

$$F = n - p + 2$$

Unter einem unabhängigen Bestandteil versteht man einen solchen, dessen Menge nicht in jeder Phase aus den Mengen anderer Bestandteile abgeleitet werden kann. Z. B. in einem Gemenge von H_2 und O_2 ist die Zahl der Bestandteile zwei; betrachten wir jedoch undissoziiertes H_2O so ist $n=1$, da die Menge z. B. des Sauerstoffs sich aus der des Wasserstoffs stochiometrisch berechnen läßt. n ist also die Anzahl der unabhängigen Zusammensetzungsvariablen eines Systems. F ist die Zahl der Zustandsgrößen (Druck, Temperatur, Zusammensetzung der einzelnen Phasen), die sich gleichzeitig unabhängig verändern können.

In einem Dreistoffsystem ($n=3$) mit zwei Phasen ($p=2$) (z. B. Flüssigkeit und Gas) ist F z. B. $=3$, d. h. es kann sich sowohl die Zusammensetzung der Phasen als auch der Druck und die Temperatur unabhängig ändern. Ist dahingegen die Zahl $n=2$, so ist $F=2$ und nur zwei Zustandsgrößen können gleichzeitig geändert werden, während der Wert der Dritten damit vorgeschrieben ist. Ändern wir also den Druck und die Temperatur, so ist damit die Änderung der Phasenzusammensetzung bestimmt.

Bei der Betrachtung von heterogenen Systemen mit mehr als zwei Bestandteilen ist die Phasenregel unentbehrlich, während bei einem und zwei unabhängigen Bestandteilen meistens die Anschauung ausreicht.

G. Masing.

Phasenregler. Diese Vorrichtung dient dazu, einem Drehstromnetz eine um eine einstellbare Phase verschobene Spannung zu entnehmen, die z. B. als Hilfsspannung bei der Eichung von Zählern, Meßwandlern usw. benutzt werden kann. Er besteht aus einem aus Blechstreifen gebildeten Eisenring, der mit einer Wicklung versehen ist. Dieser wird an drei räumlich um 120° verschobenen Stellen der Drehstrom eines Generators zugeführt. Um den magnetischen Kraftlinien einen geschlossenen Verlauf zu geben, ist innerhalb des Eisenkerns ein zweiter von kleinerem Durchmesser angebracht. Jede Windung ist mit einem Segment eines Kommutators verbunden, von dem der Strom durch zwei diametral gegenüberstehende Schleiffedern abgenommen wird. Je nach der Stellung der Federn ist diese Phase verschieden und läßt sich auf diese Weise einstellen.

W. Jaeger.

Phasensprung s. Mehrphasen-Wechselstromsysteme.

Phasenverschiebung s. Wechselströme.

Phasenvolumen, der von einer vieldimensionalen geschlossenen „Energiefläche“ eines mechanischen Systems in dessen Phasenraum umgrenzte Teil dieses Raumes, s. Statistische Mechanik.

Phasenwechseltöne nennt man Töne, die bei regelmäßigen Phasenwechseln eines gegebenen Tones zu diesem hinzutreten. Aus ihrer Existenz sind Einwände gegen die Helmholtzsche Resonanztheorie des Hörens (s. d.) hergeleitet worden; sie stehen jedoch mit dieser durchaus im Einklange. S. auch Variationstöne. *E. Waetzmann.*

Näheres s. F. A. Schulze, Ann d. Phys. 45, 1914.

Phasenwelle. Einem Massenpunkt von der Ruhmasse m_0 entspricht nach der Relativitätstheorie die Absolutenergie $m_0 c^2$ (c Lichtgeschwindigkeit). L. de Broglie hat den Sinn der Quantentheorie (s. d.) darin zu erblicken gesucht, daß sie jeder solchen Absolutenergie eine bestimmte Ruhfrequenz ν_0 zuzuordnen erlaubt,

durch die Beziehung $m_0 c^2 = h \nu_0$. Wenn sich der Massenpunkt relativ zu einem Beobachter mit der Geschwindigkeit v bewegt, so wird seine Masse für den Beobachter $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ und daher wäre aus $mc^2 = h\nu'$ für die Frequenz $\nu': \nu_0 = \nu_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$. Nach der Relativitätstheorie muß jedoch die Frequenz ν_0 einem nicht mitbewegten Beobachter zu $\nu = \nu_0 \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2}$ verändert erscheinen, so daß $\nu \neq \nu'$ ist. Die Aufklärung liegt darin, daß der Beobachter zwar die Frequenz ν wahrnimmt, aber dauernd phasengleich mit einer sich in der Bewegungsrichtung des Massenpunktes mit der Geschwindigkeit c^2/v ausbreitenden fiktiven „Phasenwelle“ von der Frequenz $\nu' \cdot c^2/v$ ist demnach die Phasengeschwindigkeit des periodischen Vorganges mit der Ruhfrequenz ν_0 , v seine Gruppengeschwindigkeit, welche hier ebenso wie in der Optik mit der Geschwindigkeit des Energie- (= Massen-) Transportes übereinstimmt. Der Gedanke von de Broglie ermöglicht es also, jedem Massenpunkt einen gewissen Wellenvorgang zuzuordnen und umgekehrt jeder „Phasenwelle“ einen Massenpunkt. Das Hamiltonsche Prinzip der kleinsten Wirkung (s. d.), angewendet auf eine beliebige Bewegung des Massenpunktes geht dann automatisch in das Fermatsche Prinzip der kürzesten Lichtankunft über, wobei die jeweilige Gruppengeschwindigkeit in der Strahlrichtung mit der Momentangeschwindigkeit der bewegten Energiemenge, bzw. Masse übereinstimmt. Aus der auf diese Ergebnisse gegründeten Forderung, daß eine stationäre, periodische oder bedingt periodische Bewegung des Massenpunktes nur dann möglich sein soll, wenn sie sich mit dessen Phasenwelle dauernd in Resonanz befindet, gelang es de Broglie, die Bohr-Sommerfeld-Schwarzschildschen Quantenbedingungen (s. d.) abzuleiten und damit auch die erfolgreiche Bohr-Sommerfeldsche Theorie des Wasserstoffatommodells (s. d.). In ihrem Bestreben, alle Korpuskular- und Wellenvorgänge wechselseitig aufeinander zurückzuführen, ist die de Brogliesche Auffassung als ein Vorläufer der Wellenmechanik (s. d.) von Schrödinger anzusehen. De Broglie hat insbesondere versucht, die quantenhafte Emissionstheorie des Lichtes (s. z. B. Artikel Nadelstrahlung) als der Wellentheorie koordiniert darzustellen, gegenüber der bis dahin gegensätzlichen Auffassung dieser beiden Gesichtspunkte.

Näheres s. L. de Broglie, Recherches sur la théorie des quanta, Paris 1924.

Phasenwinkel (astronomisch) s. Phase (der Gestirne).

Phasenwinkel s. Wechselströme.

Phenosafranin s. Desensibilisation.

Philomele s. Streichinstrumente.

Phonautograph s. Schallregistrierung.

Phonisches Rad. Diese Vorrichtung zählt Stromstöße, die in gleichen Zeitabständen aufeinanderfolgen, wie sie z. B. von Stimmgabeln mit elektrischem Kontakt erzeugt werden. Der Apparat besteht aus einer hohlen Trommel, die innen mit etwas Quecksilber angefüllt ist, um die Trägheit zu vermehren und dadurch die Bewegung des Rades konstant zu erhalten. An dem Umfang des Rades sind parallel zur Achse desselben Eisenstäbe befestigt, die sich bei der Drehung des Rades an den Polen des Elektromagnets vorbeibewegen. Emp-

fängt der Magnet die Stromstöße und erteilt man dann dem Rade eine schnelle Drehung, so nimmt es von selbst eine der Häufigkeit der Stromstöße entsprechende Drehgeschwindigkeit an, die dadurch bedingt ist, daß bei jedem Stromstoß sich ein Eisenstab vor dem Elektromagnet befindet. Die Trommel ist mit einem Zählwerk oder elektrischem Kontaktmacher verbunden, so daß die Anzahl der Umdrehungen gemessen werden kann. S. auch Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

W. Jaeger.

Phonograph, im Jahre 1877 von Thomas A. Edison erfunden, ist ein Apparat, der den Schall (Luftschwingungen) nicht nur graphisch darzustellen, sondern aus dieser graphischen Darstellung auch wieder als Schall (Luftschwingungen) zu reproduzieren gestattet. Eine Glimmer- oder Metallmembran, in deren Mitte ein Metallstift senkrecht aufgesetzt ist, befindet sich am Boden des zum Hineinsprechen (Singen usw.) dienenden Mundstückes (Trichter). Die Spitze des Metallstiftes berührt ein dünnes Stanniolblatt, das fest um eine zylindrische Walze gelegt ist, die außer ihrer rotierenden auch noch eine fortschreitende Bewegung parallel zu ihrer (Dreh-) Achse hat. Wird in den Trichter hineingesprochen, so gerät die Membran in erzwungene Schwingungen, und der Metallstift drückt ein Bild seiner Bewegungen in das Stanniolblatt ein. Sind die gewünschten Klänge aufgezeichnet, so wird der Schreibapparat abgehoben, die Walze in ihre Anfangslage zurückgedreht und der Stift wieder auf die Stelle aufgesetzt, an welcher er sich zuerst befunden hatte. Dreht man nun die Trommel wieder vorwärts, so gleitet der Stift in den vorher von ihm eingegrabenen Furchen entlang und überträgt damit wieder auf die Membran alle Schwingungen, die sie bei der Schallaufnahme ausgeführt hatte. Die Membranschwingungen teilen sich der Luft mit und können auf diese Weise wieder abgehört werden.

Im Laufe der Zeit sind dann eine große Zahl von Abänderungen und Verbesserungen an der ursprünglichen Edisonschen Ausführungsform vorgenommen worden. Die Metallfolie wurde von Bell durch eine aus Wachs und Stearin zusammengesetzte Masse ersetzt; statt der senkrechten Stellung des Schreibstiftes zur Walzenoberfläche gab ihm Edison eine mehr schräge Stellung, wodurch die durch den Gegendruck der Walze hervorgerufene Dämpfung der Membranschwingungen verringert wurde; zur Reproduktion wurde ein besonderer Stift benutzt, der statt in einer scharfen Spitze in einem kleinen Kügelchen endigte usw. Eine sehr wichtige Änderung wurde von E. Berliner angegeben, der die Bewegung der Spitze des Stiftes nicht mehr angenähert senkrecht zur Schreibfläche, sondern parallel dazu erfolgen ließ. Die Elongationen der Membran werden dann naturgetreuer aufgezeichnet, namentlich weil eine nach auswärts gerichtete Membranbewegung jetzt spiegelbildlich gleich aufgezeichnet wird, wie die entsprechende Einwärtsbewegung (Berliner-Schrift), während bei der ursprünglichen Aufzeichnungsart (Edison-Schrift) vorzugsweise die einwärts gerichteten Bewegungen der Membran der Schreibplatte aufgedruckt wurden. Die Elongationen der Berliner-Schrift liegen also parallel der Schreibplattenoberfläche, die der Edison-Schrift angenähert senkrecht dazu. Die an Stelle der

Zylinderwalzen eingeführten Kreisplatten wurden auf galvanoplastischem Wege kopiert und vervielfältigt. Die Apparate, die zur Wiedergabe von Musikstücken mittels solcher Platten dienen, werden im allgemeinen unter dem Namen Gramophone zusammengefaßt.

Der Phonograph ist vielfach auch zu wissenschaftlich-akustischen Untersuchungen, namentlich zum Studium der Vokale, benutzt worden.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Phonometer s. Rayleighsche Scheibe.

Phosphore. Die Bezeichnung „hermetischer Phosphor“ ist schon in der Mitte des 17. Jahrhunderts vor Entdeckung des Elements Phosphor angewandt worden für Substanzen, die nach vorhergehender Belichtung im Dunkeln selbst leuchten. Die wichtigste Gruppe von Phosphoren bilden die sog. Lenardphosphore, die zwar schon von älteren Autoren, vor allem Verneuille, Lecoq de Boisbandrau, Wiedemann, vielfach untersucht, deren Eigenschaften aber erst von Lenard quantitativ aufgeklärt worden sind. Sie bestehen aus einem an sich nicht leuchtenden Metallsalz als Grundmaterial, in das minimale Zusätze eines anderen an sich im kondensierten Zustand nicht leuchtenden Stoffes (meist aber nicht immer eines Schwermetalles) eingelagert sind — häufig, jedoch nicht notwendig unter Zuhilfenahme eines farblosen Fluß- bzw. Kristallisationsmittels. Als Grundmaterialien dienen in erster Linie die Sulfide, dann (meist mit geringerer Nachleuchtfähigkeit) die Selenide und Oxyde der Erdalkalien, Alkalien, des Zn, Mg usw.; zur Aktivierung können — allerdings je nach dem Grundmaterial mit verschiedener Wirksamkeit — fast alle Schwermetalle wie Cu, Mn, Ag, Pb usw., ferner auch die seltenen Erden, und in einzelnen Fällen (Siliziumsulfid) der Kohlenstoff dienen. Zu den Lenardphosphoren gehört auch der erste bekannte Phosphor der von dem Schuster und Alchimisten Vincenero Carriardo aus Bologna um 1600 entdeckte Bologneser Leuchtstein, dessen Grundmaterial aus Ca bestand. Den Lenardphosphoren stehen in ihrem ganzen Verhalten sehr nahe Phosphore, deren Grundmaterial aus Wolframat, Silikaten, dann auch aus Karbonaten, Sulfaten usw. von Erdalkalien und verschiedenen Leichtmetallen, die ihre Leuchtfähigkeit gleichfalls fremden Zusätzen verdanken, der mit Kohlenstoff aktivierte Borstickstoff, sowie zahlreiche natürliche Mineralien. Eine weitere Gruppe von sehr stark nachleuchtenden Phosphoren stellen die von Tiede entdeckten Borsäurephosphore dar: sie bestehen aus festen Lösungen verschiedener organischer Farbstoffe (Uranin, Eosin, Terephtalsäure usw.) in Bortrioxydhydrat; da solche organische Farbstoffe auch in anderen festen Lösungsmitteln (z. B. gefrorenem Alkohol, Gelatine, Zucker usw.) ein wenn schon meist viel weniger intensives Nachleuchten aufweisen, gebraucht man analog auch gelegentlich die Bezeichnungen: Alkoholphosphore, Gelatinephosphore, Zuckerphosphore usw., sie werden auch unter der gemeinsamen Bezeichnung: organische Phosphore oder Farbstoffphosphore zusammengefaßt. P. Pringsheim. Näheres s. Handbuch der Experimentalphysik XXIII, Leipzig 1928.

Phosphoreszenz. Jede Art von Lumineszenz, die nach Aussetzen der Erregung (durch Licht, Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen usw.) weiterdauert, wird

Phosphoreszenz genannt. Obwohl diese Definition in ihrer Unterscheidung gegenüber der Fluoreszenz nicht von der letzten Präzision ist, läßt sich zur Zeit für die Praxis kaum eine bessere geben. Danach bleibt die Unterscheidung zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz Funktion der Leistungsfähigkeit des Phosphoroskops, und da diese jetzt einen Meßbereich bis zu 10^{-9} sec Nachleuchtdauer umfaßt, jede Fluoreszenz aber auch eine Leuchtdauer von mindestens dieser Größenordnung aufweist, ist eine scharfe Grenze überhaupt nicht vorhanden; bezeichnet man, wie es auch gelegentlich geschieht, als Fluoreszenz jede Lichtemission während der Erregung, ohne nach dem Vorhandensein von Nachleuchten zu fragen, als Phosphoreszenz das Nachleuchten, so ist in der Fluoreszenz jeden phosphoreszenzfähigen Stoffes ein Teil Phosphoreszenzstrahlung enthalten, der von der dem Beobachtungsmoment vorangehenden Erregungsperiode herrührt. Schließlich ist es sehr fraglich, ob in allen Nachleuchtprozessen der Mechanismus wesensgleich ist: bei einer großen Gruppe von Phosphoren (den Lenardphosphoren und den diesen nahestehenden) ist die Erregung der Phosphoreszenz stets mit dem Auftreten lichtelektrischen Leitvermögens verbunden, beide Phänomene sind in ihrem ganzen Verlaufe (Anklingen, Abklingen, Temperaturabhängigkeit usw.) aufs engste miteinander verknüpft und stehen in einem genetischen Zusammenhang: Die Phosphoreszenzerregung ist verursacht durch die vollständige Abtrennung eines Photoelektrons aus seiner Gleichgewichtslage im Kristall, die später erfolgende Lichtemission durch das Einrücken eines neuen Elektrons (das ein anderes sein kann als das zuerst losgetrennte) in die Lücke. Bei einer anderen Gruppe von nachleuchtenden Substanzen (feste Farbstofflösungen, Uransalze u. a. m.) ist ein solcher innerer Photoeffekt als primäre Wirkung bei der Phosphoreszenzerregung zum mindesten noch nicht erwiesen. Theoretisch muß man jetzt wohl im Gegensatz zur Fluoreszenz, deren Ablauf nur durch die Übergangswahrscheinlichkeiten im Inneren des erregten Atoms oder Moleküls bestimmt ist, solche Lumineszenzprozesse als Phosphoreszenz bezeichnen, deren Ablauf wesentlich durch die äußeren Bedingungen (Temperatur, Dichte) beeinflusst wird. Manche sonst als Phosphoreszenz bezeichnete Erscheinungen wie das phosphoroskopisch gut beobachtbare Nachleuchten von festen Uransalzen müssen danach als (wegen geringer Übergangswahrscheinlichkeit) langsam abklingende Fluoreszenz gelten. Eine stetige Überführung von Fluoreszenz in Phosphoreszenz, etwa beim Einfrieren alkoholischer Farbstofflösungen, wie sie früher angenommen wurde, existiert nicht, sondern es tritt in den betreffenden Fällen neben der weiter bestehenden schnell abklingenden Fluoreszenz als neues Phänomen eine Phosphoreszenz auf, wobei das Emissionsspektrum unverändert bleiben oder durch neu hinzukommende „Phosphoreszenzbanden“ erweitert werden kann.

Legt man die am Anfang gegebene etwas grob phänomenologische Definition zugrunde, so ist die Lumineszenz von Flüssigkeiten stets, die von Gasen nur mit ganz wenigen Ausnahmen (Nachleuchten von Hg-Dampf, von aktivem Stickstoff) als Fluoreszenz zu bezeichnen; umgekehrt ist die Lumineszenz von festen Körpern ausnahmslos Phosphoreszenz, die bei höheren Temperaturen

(unter Umständen schon Zimmertemperaturen) allerdings manchmal von sehr kurzer Dauer, jedoch bei sehr tiefen Temperaturen fast immer gut meßbar wird, allerdings auch dann noch zwischen Bruchteilen von Sekunden und mehreren Jahren schwanken kann. Die Hauptmerkmale der Phosphoreszenz im engeren Sinne, wie sie also z. B. an den Lenardphosphoren beobachtet wird, sind — abgesehen von deren schon erwähnten Parallelismus mit dem lichtelektrischen Leitvermögen (vergl. dieses) — die folgenden: eine Nachleuchtbande wird durch Licht diskreter Spektralgebiete, die sog. d-Banden erregt, die gleichzeitig selektive Absorptionsbanden der Phosphore sind, und die durch die Erregung an Intensität im Absorptionsspektrum verlieren. Für jede Phosphoreszenzbande existiert eine Temperatur, oberhalb deren sie nur als Momentanleuchten auftritt: „oberer Momentanzustand“ des Phosphors; und ferner eine untere Temperaturgrenze, unterhalb deren die Phosphoreszenz wohl angeregt werden kann, aber nicht zur Emission gelangt: „unterer Momentanzustand“. Wird ein Phosphor im unteren Momentanzustand erregt, so beginnt er zu leuchten, sobald er (ohne nochmalige Erregung) über die Temperaturgrenze des unteren Momentanzustandes erhitzt wird (s. hierzu auch „Thermolumineszenz“). In dem Temperaturgebiet zwischen diesen beiden Grenzen ist der Phosphor in „Dauerzustand“: er leuchtet nach erfolgter Erregung nach. Die „Abklingung“ geht desto langsamer vor sich, je näher die Temperatur derjenigen des unteren Momentanzustandes ist. Je schneller der Phosphor (nach gleicher vorangegangener Erregung) abklingt, desto heller leuchtet er — dergestalt, daß die gesamte ausgestrahlte Lichtmenge, „die Lichtsumme“ immer dieselbe bleibt. Bei Zimmertemperatur läßt sich die Abklingungsdauer mancher Phosphore über mehrere 100 Tage verfolgen. Die Form der Abklingungskurven ist durch Superposition einer Reihe von e-Funktionen wiederzugeben. Ebenso wie durch Temperaturerhöhung kann die Abklingung auch durch Bestrahlung mit langwelligem (ultrarotem) Licht beschleunigt werden und zwar im allgemeinen ebenfalls unter Erhaltung der Lichtsumme: Ausleuchtung. Es gibt aber auch eine Wirkung langwelligen Lichtes auf den erregten Phosphor, die eine beschleunigte Abklingung ohne gleichzeitige Intensitätsvermehrung, also eine Verringerung der Lichtsumme zur Folge hat: Auslöschung. Bei den meisten Phosphoren existiert sowohl Ausleuchtung wie Auslöschung, jedoch mit verschiedener spektraler Verteilung. Jeder langsam abklingende Phosphor hat auch eine endliche Anklingungsdauer: Die Helligkeit des Nachleuchtens nimmt zunächst mit wachsender Dauer bzw. Intensität der erregenden Bestrahlung zu und erreicht erst nach einer gewissen Zeit ihr Maximum; dann ist der Phosphor „voll erregt“.

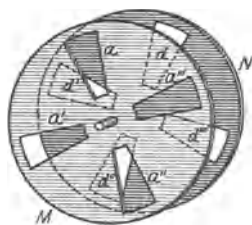
P. Pringsheim.

Phosphoreszenzphotographie. Photographie von ultraroten Strahlen, darauf beruhend, daß die Erwärmung einen erregten „Phosphor“ (im Lenardschen Sinne) ausleuchtet oder tilgt. Ein Phosphor wird erregt und darauf ein ultrarotes Linienspektrum auf ihm abgebildet. An den Stellen der Linien wird der Phosphor infolge der Erwärmung je nach der Intensität der Linien mehr oder weniger schnell ausgeleuchtet. Legt man ihn nun auf eine normale photographische Platte, so wird diese nur unter den noch leuchtenden Teilen

des Phosphors geschwärzt, während die von den ultraroten Spektrallinien ausgeleuchteten Teile nicht mehr strahlen, also die photographische Platte unter ihnen hell bleibt. Die entwickelte Platte stellt also ein Positiv des ultraroten Spektrums dar unter angenäherter Erhaltung der Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien.

Blauer Flußspat ist gelegentlich als „Phosphor“ benutzt worden.

Phosphoroskop. Apparate zur Beobachtung kurz dauernden Nachleuchtens bei Lumineszenzprozessen sowie zur Messung der Nachleuchtdauer; sie beruhen durchweg auf dem Prinzip, daß die lumineszenzfähige Substanz während eines Zeitintervalls mit dem erregenden Lichte bestrahlt und während eines darauffolgenden Intervalls bei unterbrochener Erregung dem Auge sichtbar gemacht wird. Verschiedene Formen von Phosphoroskopen sind zuerst von J. Becquerel konstruiert worden; das bekannteste von ihnen (vgl. Figur) besteht aus



Phosphoroskop.

zwei auf einer Achse montierten rotierenden Scheiben M und N, an denen gegeneinander versetzte sektorförmige Ausschnitte a, a' usw., bzw. d, d' . . . angebracht sind: durch die Ausschnitte der einen Scheibe tritt das erregende Licht ein und fällt auf den zwischen den Scheiben festgemachten Phosphor, der durch die Ausschnitte in der anderen Scheibe beobachtet wird. Unter den zahlreichen Modifikationen der Becquerelschen Phosphoroskope sei erwähnt die Lenardsche Anordnung, bei der eine bewegliche Blende periodisch den Phosphor für das Auge verdeckt und gleichzeitig die Schließung einer Funkenstrecke betätigt, deren Licht zur Phosphoreszenzerregung dient; dieses Prinzip ist von Wawilow und Lewschin weitergebildet worden, die den durch periodisch sich wiederholende Funkenentladungen hervorgerufenen Lumineszenzfleck mittels eines mit genau derselben Periode rotierenden Spiegels in ein Lichtband auseinanderziehen, so daß man mit einer einzigen Beobachtung den ganzen Intensitätsverlauf des Nachleuchtens feststellen kann, und zwar noch bei Leuchtdauern von 10^{-6} sec, während die Grenze der Leistungsfähigkeit des Becquerelschen Phosphoroskops bei etwa 10^{-4} sec liegt. Bis herab zu 10^{-9} sec kann man mit Phosphoroskopen gehen, bei denen die mechanisch rotierenden Massen durch Kerrzellen zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen ersetzt sind, deren elektrische Felder durch hochfrequente Schwingungen erzeugt werden: nur in den Momenten, in denen die Kondensatorplatten der Kerrzelle auf Spannung geladen sind, wird die zwischen ihnen befindliche Flüssigkeit (Nitrobenzol) doppelbrechend und somit das aus der Zelle und den gekreuzten Nicols bestehende System für die einfallende bzw. für die von der Lumineszenzlichtquelle ausgesandte Strahlung durchlässig.

P. Pringsheim.

Näheres s. Peter Pringsheim. Fluoreszenz und Phosphoreszenz, Berlin, Springer 1923.

Photochemie. Das Gebiet der Photochemie umfaßt alle chemischen Veränderungen der Materie, die bei der Absorption von Licht eintreten.

Die direkte Umkehrung der Photochemie ist die Chemilumineszenz (vgl. diese). — Unter Licht verstand man hier früher das wirklich sichtbare Licht, das heißt die Strahlung in dem Intervall von 4000—8000 Å. Jetzt pflegt man auch das kurzwellige Ultrarot und das langwellige Ultraviolett in den Begriff der photochemisch wirksamen Strahlung einzubeziehen, während über die Wirkung des kurzwelligen Ultraviolett, der Röntgen- und γ -Strahlen noch zu wenig Material vorliegt, um auch diese Wellenlängengebiete der Photochemie einheitlich einzugliedern. Die Photochemie ist bis zum Ende des 19. Jahrhunderts eine beschreibende Wissenschaft gewesen, da bis zu dieser Zeit nur wenige Versuche unternommen wurden, absorbierte Lichtenergie und chemisch umgesetzte Stoffmenge messend zu erfassen und zu einander in Beziehung zu setzen. Insbesondere blieb der Mechanismus der primären Lichtwirkung unbekannt. Erst die Quantentheorie hat zu einer exakten Behandlung photochemischer Vorgänge im Sinne der messenden Physik und Chemie geführt, da sie der atomistischen Struktur der Materie eine atomistische Struktur der Energie wenigstens während des Absorptionsvorganges gegenüberstellte. Daher haben auch alle diejenigen Nachbargebiete, in denen die Quantentheorie eine Hauptrolle spielt, wie die Fluoreszenz und der Elektronenstoß, großen Einfluß auf die neuere Entwicklung der Photochemie gewonnen.

Da die Strahlung maßgebend für das Zustandekommen photochemischer Vorgänge ist, sind die ältesten photochemischen Grundgesetze rein optischer Natur. — Für das Auftreten photochemischer Veränderungen ist die Absorption von Strahlung notwendig (Absorptionsgesetze von Grotthus und Draper). — Weiterhin zeigte sich, daß bei photochemischen Vorgängen das Extinktionsgesetz von Lambert und Beer gilt (Bunsen und Roscoe). — Besonders wichtig war der Befund, daß die photochemische Wirkung des Lichtes jeder Wellenlänge durch das Produkt Lichtintensität \times Zeit eindeutig bestimmt ist (vgl. Reziprozitätsgesetz). — In neuerer Zeit spielt der Vergleich zwischen absorbierter Energie und umgesetzter Stoffmenge eine große Rolle bei photochemischen Untersuchungen (vgl. Äquivalentgesetz und Quantenausbeute).

Der zweite Faktor bei photochemischen Vorgängen, die chemisch veränderte Materie, stellte der Aufstellung von Gesetzen außerordentliche Schwierigkeiten entgegen, die auch heute noch nicht überwunden sind. Der Grund für diese Schwierigkeiten liegt in der Vielseitigkeit der Reaktionsmechanismen chemischer Vorgänge und in dem großen Intervall der möglichen Reaktionsgeschwindigkeiten.

Die chemischen Erscheinungen, die sich bei der Absorption von Strahlung zeigen, sind außerordentlich mannigfaltig. Sie finden sich bei allen drei Aggregatzuständen der Materie. — Photochemisch wirksam können alle Wellenlängen vom Ultrarot bis zum Ultraviolett sein, doch nimmt die Zahl der photochemischen Reaktionen in Richtung der kurzen Wellen außerordentlich zu, eine Erscheinung, die durch die Quantentheorie in einfacher Weise geklärt wird (vgl. weiter unten).

Man hat versucht, die photochemischen Reaktionen nach verschiedenen Gesichtspunkten zu klassifizieren.

Vom energetischen Standpunkt kann man die photochemischen Reaktionen in endotherme und exotherme Reaktionen einteilen. Doch berücksichtigt diese Einteilung nur das Energieverhältnis der Endprodukte zu den Ausgangsstoffen und sagt nichts über den Mechanismus der Teilvorgänge aus. Es wäre ferner eine Einteilung nach der Reaktionsordnung denkbar; doch liegen noch zu wenig exakte Messungen vor, um eine derartige Klassifikation durchzuführen.

Schließlich läßt sich eine formale Einteilung aus der Änderung der Molekelzahl bei der Photoreaktion ableiten. Hierbei ergeben sich vier Klassen von Reaktionen:

1. Innere Umlagerungen ohne Änderung der Molekelzahl,
Schema $AB \rightarrow BA$,
2. Spaltungen (Photolysen) mit Vermehrung der Molekelzahl,
Schema $AB \rightarrow A + B$,
3. Synthesen mit Verminderung der Molekelzahl,
Schema $A + B \rightarrow AB$,
4. Umsetzungen ohne Änderung der Molekelzahl,
Schema $AB + CD \rightarrow AC + BD$.

Die meisten photochemischen Reaktionen gehören der vierten Klasse an, da die primär entstehenden Produkte so große Reaktionsfähigkeit besitzen, daß sie oft weiter reagieren. Die Folgereaktion kann sich manchmal, wie im Fall der Chlorknallgasreaktion, auf viele tausende von Molekeln erstrecken.

Häufig wird eine Lichtreaktion erst durch Zusatz eines Stoffes ermöglicht, der imstande ist, eines der entstehenden Primärprodukte chemisch zu binden. Solche Stoffe bezeichnet man als Acceptoren.

Die Temperaturkoeffizienten photochemischer Reaktionen liegen meist in der Nähe von 1. Eine Erklärung hierfür gibt die Quantentheorie. Nach ihr liefert die absorbierte Energiemenge $h\nu$ den Hauptbetrag für die folgende chemische Reaktion, gegen die die von der thermischen Molekularbewegung gelieferten Energiebeträge keine beträchtliche Rolle spielen.

Über den Mechanismus der photochemischen Elementarreaktion läßt sich zur Zeit folgendes sagen: Durch Absorption eines $h\nu$ wird ein Elektron der absorbierenden Molekel auf eine energiereichere Bahn gehoben, „Die Molekel wird aktiviert“. Die aktive Molekel kann ihre Energie auf verschiedenen Wegen verlieren, z. B.

1. durch Übergang der gesamten Quantenenergie auf andere Molekeln (vgl. Sensibilisation),
2. durch Ausstrahlung (vgl. Fluoreszenz),
3. durch Abgabe eines Photoelektrons (vgl. Ionisation),
4. durch Dissoziation in Bruchstücke,
5. durch Reaktion mit anderen Molekeln,
6. durch Übergang der Energie in kinetische Energie aller Moleküle, d. h. Erwärmung.

4. und 5. stellen die typischen photochemischen Vorgänge dar, doch sind auch bei ihnen noch besondere Bedingungen zum Zustandekommen chemischer Reaktionen notwendig, die in ihrer Allgemeinheit noch nicht erkannt sind. In manchen Fällen scheinen Dreierstöße notwendig zu sein, wenn nämlich die beiden zusammentreffenden Teilchen — aktivierte Molekel und Acceptormolekel — Energiebeträge ergeben, deren Abgabe nach den Quantenregeln weder durch Strahlung noch durch Dispersion und Wärmebewegung möglich ist.

W. Noddack.

Photochlorid s. Latentes Bild.

Photoeffekt, innerer, Photoelektrischer Effekt s. Lichtelektrisches Leitvermögen.

Photoelektronen. Die durch Bestrahlung einer festen oder flüssigen Oberfläche mit Licht, insbesondere ultraviolettem Licht, von ihr losgelösten Elektronen. Sie zeichnen sich durch eine geringe Geschwindigkeit aus, die einer freidurchlaufenen Spannung von 0—4 V entspricht (s. lichtelektrischer Effekt).
Güntherschulze.

Photogalvanische Zelle s. Becquerel-Effekt.

Photographie s. Abbildung durch photographische Objektive; Entwicklung photographischer Schichten (Abschwächen von photographischen Negativen); Perspektive der photographischen Bilder; Photographie, wissenschaftliche Arbeitsmethoden; photographisches Objektiv; Platten, photographische; Porträt-Objektiv, Satz-Objektive; Tele-Objektive.

Photographie. Wissenschaftliche Arbeitsmethoden. Als Energiequelle kommt für photographische Untersuchungen vor allem die Quecksilberbogenlampe in Betracht. Für das Bromsilber sind vor allem die Linien $436\text{ m}\mu$, $405\text{ m}\mu$ und $365\text{ m}\mu$ von Bedeutung. Die Messung der Lichtenergie (absorbierte, durchgelassene und reflektierte) wird mit Hilfe der linearen Thermosäule von Rubens oder der räumlichen Thermosäule von Eggert und Noddack gemessen. Die Thermosäulen werden mit Hilfe der Hefnerkerze auf absolute Energie bzw. Quanten $h\nu$ geeicht. Die räumliche Thermosäule von Eggert und Noddack erlaubt die einzelne Messung der drei Energiekomponenten. — Die Messung der photographischen Schwärzung kann auf vier Wegen geschehen: Durch optische Dichtemessung im Polarisationsphotometer (König-Martens), durch Titration des entwickelten Silbers (nach Volhardt), durch mikroskopische Zählung der entwickelten Körner und durch energetische Messung (vgl. oben, vor allem bei sehr hohen Dichten von Vorteil). — Die mikroskopische Untersuchung der photographischen Schichten dient zur Ermittlung der Korngrößenverteilung in den unentwickelten Emulsionen (vgl. Struktur phot. Emulsionen) und zur Kornzählung überhaupt.
Meidinger.

Näheres s. Gehrcke, Handbuch d. phys. Optik, Kap. Die Bromsilberplatte. J. A. Barth, Leipzig 1927. (Dort weitere Literatur.)

Photographische Emulsionen, s. Emulsionen, photographische.

Photographische Himmelskarte. Großes internationales Unternehmen zur photographischen Aufnahme des Himmels. 22000 Aufnahmen von je vier Quadratgrad sollen gewonnen werden, so daß jede Stelle des Himmels zweimal aufgenommen wird. Die Platten werden mit dem Meßapparat ausgemessen und die Koordinaten der Sterne bis zur elften Größe bestimmt und in einen Katalog aufgenommen werden. Außerdem ist eine zweite längere Expositionsserie geplant, die schwächere Sterne enthalten und in Kartenform veröffentlicht werden soll. Die Arbeit ist bisher erst zum kleineren Teil vollendet.
Bottlinger.

Photographische Wirkung der Röntgenstrahlen. Die praktisch wichtigste chemische Wirkung der Röntgenstrahlen, vermöge deren die Bromsilberkörner einer photographischen Emulsion durch Absorption von Röntgenstrahlen entwickelbar gemacht werden. Die Kurve der Plattenschwärzung

als Funktion der Belichtung (Sensitometerkurve) ist bei Röntgenstrahlen insofern etwas anders geartet als bei Lichtstrahlen, als erstens kein Schwellwert vorhanden ist, zweitens die Proportionalität der Schwärzung mit der Belichtung ausgeprägter ist. Das Fehlen des Schwellwertes hat seinen Grund in der relativen Größe der Röntgenenergiequanten, von denen unter allen Umständen ein einziges genügt, um ein Bromsilberkorn entwickelbar zu machen. Die verschiedenen Wellenlängen wirken vermöge ihrer verschiedenen Absorbierbarkeit verschieden stark auf die photographische Schicht. Daher markieren sich bei Aufnahmen von kontinuierlichen Röntgenspektren stets sehr deutlich die Absorptionskante K_{Ag} und K_{Br} . Nach Bouwers ist zur Erzielung einer deutlichen Schwärzung eine absorbierte Röntgenenergie von der Größenordnung 1 erg/cm^2 erforderlich. Durch Verwendung von Verstärkungsfolie (s. d.) läßt sich die photographische Wirkung u. U. auf etwa den 15fachen Betrag steigern.

Behnken.

Photographisches Objektiv. Für die Erzielung eines photographischen Bildes kommen, wenn man von der Astro-Photographie absieht, die häufig für diese Zwecke Hohlspiegel-Instrumente benutzt, nur dioptrische Mittel in Frage, einfache Linsen oder Linsenfolgen, die man als photographische Objektive bezeichnet. Trotz aller Vollkommenheit, die die modernen photographischen Aufnahmelinsen besitzen, sind sie weit davon entfernt, eine völlig fehlerfreie Abbildung zu liefern. Die Kunst des rechnenden Optikers ist es ja, dafür zu sorgen, daß jene Fehler möglichst wenig störend für die einzelnen Aufgaben der Photographie sind. Was die verschiedenen photographischen Objektive voneinander unterscheidet, ist also im wesentlichen der voneinander abweichende Korrektionszustand.

Außer den Abbildungsfehlern, die durch diesen bedingt sind, kommen noch Fehler der Ausführung in Frage, wie Flächengenauigkeit, Zentrierfehler, Glasbeschaffenheit der Linsen. Die brechenden Flächen sind bei allen Objektiven, die in größerer Stückzahl gefertigt werden, Kugelflächen, da deformierte Flächen mit der nötigen Regelmäßigkeit auszuführen auf große technische Schwierigkeiten stößt. Das Material, aus dem die Linsen hergestellt werden, ist in der Regel das optische Glas. Die optischen Eigenschaften dieses Glases sind festgelegt durch seine Brechungsanzahl und Dispersion. Für besondere Zwecke kommen auch Linsen aus anderen Stoffen vor, z. B. aus Quarz, wenn es sich etwa darum handelt, daß möglichst viel kurzwelliges Licht von den Linsen hindurchgelassen wird. Das zur Verwendung kommende Glas muß frei von Schlieren und Spannung sein, damit nicht der Strahlengang störend beeinflusst wird. Dagegen sind kleine Bläschen und Steinchen in den Linsen belanglos, da durch diese nichts weiter als ein geringfügiger Lichtverlust bewirkt wird. Sämtliche Linsen werden so gefaßt, daß die Mittelpunkte aller brechenden Flächen in einer Geraden, der optischen Achse, liegen und die einzelnen Linsen die richtigen Abstände voneinander haben.

Die scharfe Einstellung auf eine bestimmte Einstellenebene kann einmal erfolgen vermittels der Kammer, wenn diese einen veränderlichen Auszug hat, sonst ist an dem Objektiv eine Einrichtung anzubringen, die die Einstellung ermöglicht.

Da die Schwärzung der Platte abhängig von der Beleuchtung im Dingraum, von der Lichtstärke des Objektivs und der Lichtempfindlichkeit der Film- oder Plattenemulsion ist, so ist Vorsorge zu treffen, daß die für die Aufnahme richtige Belichtung herbeigeführt wird. Zu diesem Zweck kann man die Lichtstärke des Objektivs vermittels Abblendung, und zwar entweder durch einen Blendenatz oder durch eine Irisblende, und ferner die Belichtungszeit durch einen Verschuß regulieren. Dieser kann vor, zwischen oder hinter den Linsen des Objektivs angebracht werden. Ein sehr leistungsfähiger Verschuß ist der Compur-Verschuß. Er arbeitet meist im Blendenraum des Objektivs und ermöglicht Augenblicksaufnahmen bis zu etwa $\frac{1}{250}$ Sekunde Belichtungszeit. Noch kürzere Belichtungszeiten kann man mit dem Schlitzverschuß, der sich unmittelbar vor der lichtempfindlichen Schicht befindet, erzielen. Bei diesem wird durch einen geöffneten Schlitz, dessen Breite beliebig gewählt werden kann, und der an der in ihren übrigen Teilen verdeckten lichtempfindlichen Schicht vorbeiwandert, die Belichtung herbeigeführt. Der Möglichkeit, die einzelnen Bildpunkte sehr kurz zu belichten, steht aber der Nachteil gegenüber, daß die Belichtungszeit, die sich aus dem zurückzulegenden Weg des Schlitzes ergibt, nicht unter eine gewisse Grenze gebracht werden kann, wodurch bei schnell bewegten Aufnahmegegenständen sich unliebsame „Verzeichnungen“ im Bilde ergeben können, da ja die einzelnen Teile der lichtempfindlichen Schicht nicht gleichzeitig, sondern nacheinander belichtet werden.

Sind alle optischen und mechanischen Bestandteile des Objektivs mit sorgfältiger Genauigkeit ausgeführt und ist auch die benutzte Kammer in jeder Beziehung einwandfrei, so hängen die Eigenschaften des Bildes, wie bereits gesagt, von dem Korrektionszustand des Objektivs ab. Da das Ideal vollkommener Freiheit von sämtlichen Abbildungsfehlern versagt ist, kann es sich nur darum handeln, zwischen diesen einen Ausgleich zu finden. Je nach den verschiedenen Verwendungszwecken der Aufnahmelinsen wird mancher Fehler bis zu einem gewissen Betrage erträglich bleiben, andere wieder möglichst klein gemacht oder sogar vielleicht ganz beseitigt werden müssen, unter gleichzeitiger Berücksichtigung der benötigten Ausdehnung des Gesichtsfeldes und der erforderlichen Größe der relativen Öffnung. So wird eine geringe Verzeichnung für viele Aufnahmen belanglos sein; für photogrammetrische Aufgaben ist dagegen selbstverständlich möglichst völlige Verzeichnungsfreiheit des Objektivs zu fordern, und zwar sogar noch unabhängig von dem Abbildungsmaßstab, wenn Gegenstände in den verschiedensten Entfernungen mit dem Objektiv aufgenommen werden sollen (stationäre Orthoskopie).

Wegen der Unmöglichkeit idealer Abbildung durch eine Linsenfolge ist denn auch die Einfügung der photographischen Objektive nach ihrer Leistungsfähigkeit in gewisse Gruppen gegeben. Wir können hier etwa, wenn auch natürlich die Grenzen zwischen manchen Objektivgattungen bis zu einem gewissen Grade fließend sind, unterscheiden Objektive höchster Lichtstärke (Kino- und Bildnis-Aufnahmen), Universal-, Satz-, Weitwinkel-, Reproduktions-Objektive. Die durch diese Gruppierung dem rechnenden Optiker gestellten Aufgaben sind auf die verschiedenste Weise gelöst

worden, durch Linsenfolgen, die aus nur miteinander verkitteten Linsen bestehen, aus nur einzelstehenden Linsen und aus solchen, bei denen gewisse Linsen miteinander verkittet, andere wieder unverkittet sind.

Aus dem Abschnitt „Die Abbildung durch photographische Objektive“ ist ersichtlich, daß die Berechnung der Aufnahmelinsen unter der Annahme des Bestehens der geometrischen Optik erfolgt, und dabei sind die Kriterien, die auf diese Weise erhalten werden, in der Regel nur notwendige, aber nicht hinreichende für die Schärfengüte, weil z. B. die Durchrechnung windschiefer Strahlen meist unterbleibt und auch nur für eine gewisse Anzahl von Strahlen möglich wäre. Von der physikalischen Natur des Lichtes, die sich etwa aus der Wellentheorie ergibt, wird dabei abgesehen, so daß also z. B. über die Lichtverteilung in den Bildscheibchen, die die Bildpunkte repräsentieren, nichts Endgültiges festgestellt werden kann. Wohl liegen Untersuchungen hierüber für besonders einfache Fälle vor, aber im allgemeinen sind die Kenntnisse darin noch gering. So wichtig für die systematische Berechnung der photographischen Objektive die geometrische Optik ist und zu solch ausgezeichneten Ergebnissen sie geführt hat, das endgültige Urteil über die Leistungsfähigkeit eines photographischen Objektivs kann erst durch nachträgliche Prüfung am fertigen Objektiv gegeben werden. *W. Merté.*

Photokatalyse. Unter Photokatalyse versteht man die Erscheinung, daß die Lichtempfindlichkeit eines chemischen Gemisches durch Zusatz eines Katalysators — oft in sehr geringer Menge — beträchtlich erhöht wird. So wird z. B. die Lichtempfindlichkeit der Chlorknallgasreaktion durch Spuren von Wasserdampf außerordentlich erhöht. Über die Wirkungsweise dieser Katalysatoren läßt sich noch wenig sagen. In manchen Fällen werden sie reaktionsfähige Zwischenprodukte bilden helfen, in anderen vielleicht Abnehmer der bei der Lichtreaktion freiwerdenden Energiebeiträge sein (vgl. Dreierstoß und Photochemie).

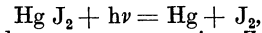
Auch negative Photokatalysatoren sind bekannt. *W. Noddack.*

Photokathodenstrahlen. Wird eine im höchsten erreichbaren Vakuum befindliche Metalloberfläche von kurzwelligem Licht getroffen, so sendet sie Elektronen aus, die die Platte mit sehr geringer Eigengeschwindigkeit verlassen, aber durch elektrische Felder so beschleunigt werden können, daß sie sämtliche Eigenschaften der Kathodenstrahlen zeigen. Sie heißen deshalb Photokathodenstrahlen. Infolge des hohen Vakuums, in dem sie erzeugt werden, fehlen die bei den gewöhnlichen Kathodenstrahlen durch Zusammenprallen mit Gasmolekülen erzeugten Störungen. Die Photokathodenstrahlen eignen sich infolgedessen besonders zur Untersuchung des lichtelektrischen Effektes. So wurde mit ihrer Hilfe durch Anlegen einer verzögernden Spannung an die Kathode festgestellt, welches ihre maximale Austrittsgeschwindigkeit aus der bestrahlten Oberfläche in Abhängigkeit von der Wellenlänge des auffallenden Lichtes ist. *Güntherschulze.*

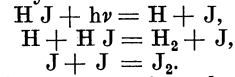
Photolumineszenz s. Lumineszenz, Fluoreszenz, Phosphoreszenz.

Photolyse. Unter Photolyse versteht man die Zersetzung einer lichtempfindlichen Substanz unter dem Einfluß von Strahlung. Doch wird der Be-

griff nicht einheitlich angewendet, indem man ihn manchmal gebraucht, wenn eine Vermehrung der Molekelzahl des lichtempfindlichen Systems eintritt wie z. B. bei der Zersetzung des Quecksilberjodids im Lichte:



aber auch dann, wenn nur eine Zersetzung des lichtabsorbierenden Körpers ohne Änderung der Molekelzahl des Systems stattfindet. Als Beispiel sei die Photolyse des Jodwasserstoffs genannt:



Hier treten für zwei verschwundene H J Molekeln je eine Molekel Hg_2 und J_2 auf (vgl. Photochemie). *W. Noddack.*

Photometer, ein Apparat für Lichtmessungen. Gleichheitsphotometer (bzw. Kontrastphotometer): Bouguer, Bunsen, Foucault, Lambert, Lummer und Brodhun, Martens, Ritchie s. Photometer zur Messung von Lichtstärken. Flimmerphotometer: Bechstein, Krüß, Rood s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen. Universalphotometer: Bechstein; Blondel und Broca; Brodhun; Martens; Weber s. Universalphotometer. Siehe auch Spektralphotometer in Photometrie im Spektrum, s. ferner Lichtstrommesser. *Liebethal.*

Photometer zur Messung von Lichtstärken (s. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, Nr. 5).

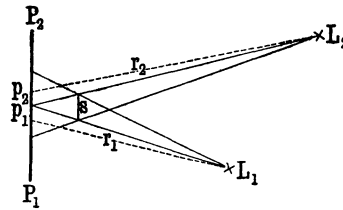


Fig. 1. Photometer von Lambert.

1. Photometer von Lambert. Die beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L_2 (Fig. 1) werfen auf die weiße Wand P_1P_2 zwei hart aneinander stoßende Schatten des undurchsichtigen Körpers (Blechstreifen, Stab); p_1 , das eine Vergleichsfeld, wird also nur von L_1 , p_2 , das andere Vergleichsfeld, nur von L_2 beleuchtet. L_1 oder L_2 wird so lange verschoben, bis die beiden Schatten gleich stark sind; bei der Verschiebung ist darauf zu achten, daß die Strahlen unter denselben Einfallswinkeln auf p_1 und p_2 auftreffen. Setzt man die Entfernungen $L_1p_1 = r_1$, $L_2p_2 = r_2$ und bezeichnet die Lichtstärke von L_2 in Richtung r_2 mit J_2 , die von L_1 in Richtung r_1 mit J_1 , so ist (angenähert)

$$(1) \quad J_2 = \frac{r_2^2}{r_1^2} \cdot J_1.$$

2. Photometer von Bouguer und Foucault. Nach Bouguer wird die weiße vertikale Wand P_1P_2 (Fig. 2) durch die geschwärzte Scheidewand AB in

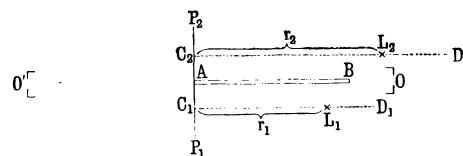


Fig. 2. Photometer von Bouguer und Foucault.

zwei Teile P_1A und AP_2 geteilt, und es wird P_1A durch L_1 , AP_2 durch L_2 aus hinreichend großer Entfernung beleuchtet. Die Einstellung geschieht, indem man L_1 oder L_2 verschiebt, bis die beiden Vergleichsfelder P_1A und AP_2 dem in der Verlängerung von AB befindlichen Auge bei 0 gleich hell erscheinen.

Potter ersetzt die Wand P_1P_2 durch eine durchscheinende Substanz und beobachtet von der Rückseite aus der Stellung O' . Da die beiden Vergleichsfelder durch eine von der Scheidewand AB herrührende dunkle Zone getrennt werden, rückt Foucault die Scheidewand ein wenig von P_1P_2 ab; er erreicht damit aber nur, daß die beiden Felder allmählich ineinander übergehen.

3. Photometer von Ritchie. Zwischen L_1 und L_2 (Fig. 3) befinden sich zwei gegen die Ver-

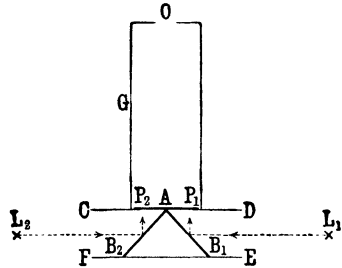


Fig. 3. Photometer von Ritchie.

bindungslinie $L_1 L_2$ um 45° geneigte, aus demselben Stücke geschnittene Spiegel AB_1 und AB_2 , welche das Licht von L_1 und L_2 senkrecht auf den durchscheinenden Schirm P_1P_2 werfen. Die beiden Spiegel sowie der Schirm sind in einem innen geschwärzten Kasten $CDEF$, dem *Photometergehäuse*, angebracht. Das Auge blickt durch die Öffnung (Okularloch) O des mit dem Gehäuse fest verbundenen Beobachtungsrohres G .

Bei einer anderen Anordnung benutzt Ritchie anstatt der beiden Spiegel zwei weiße Flächen (aus rauhem Kartonpapier) CP_1 und CP_2 (s. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“ Nr. 4) und schließlich wurde diese Anordnung durch einen Gipskeil ersetzt. Bei Einstellung auf gleiche Helligkeit erscheint der keilförmige Photometerschirm als eine (nahezu) gleichmäßig leuchtende Fläche, welche durch die unscharfe dunkle Kante C in zwei Teile geteilt wird. Auf die verschiedenen Abänderungen der Anordnungen, welche bezwecken, die Grenzen zwischen den beiden Vergleichsfeldern möglichst vollständig zum Verschwinden zu bringen, z. B. auf die Anordnungen von Conroy, Thompson, kann hier nicht eingegangen werden.

Das Ritchiesche Photometer bezeichnet einen wesentlichen Fortschritt gegenüber den bisher beschriebenen; denn es gestattet die Anwendung einer geraden *Photometerbank*, auf welcher sich L_1, L_2 und das Photometergehäuse beweglich aufstellen lassen.

4. Photometer von Bunsen. In seiner einfachsten Gestalt (Fig. 4) besteht es aus einem in

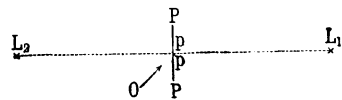


Fig. 4. Photometer von Bunsen.

seiner Mitte mit einem Fettfleck pp versehenen Papier PP , das auf einer Photometerbank senkrecht zur Bankachse aufgestellt ist. Der Fettfleck und das ungefettete Papier bilden hier die beiden Vergleichsfelder, und zwar leuchtet dieses hauptsächlich im reflektierten, der Fettfleck im durchgelassenen Lichte.

Man sucht zunächst diejenige Stellung des Papierschirmes, wo ein von links in schräger Rich-

tung auf ihn blickender Beobachter die ganze linke Schirmseite als eine gleichmäßig leuchtende Fläche erblickt, wo also der Fettfleck verschwunden ist. Sodann stellt man auf Verschwinden des Fettfleckes rechts ein. Sind die hierbei gefundenen Entfernungen das erstmal r_2, r_1 , das zweitemal r_2', r_1' , so wird, gleiches Verhalten der beiden Schirmseiten vorausgesetzt, (nahezu)

$$(2) \quad J_2 = \frac{r_2 r_2'}{r_1 r_1'} J_1.$$

Am einfachsten arbeitet man nach der Substitutionsmethode (vgl. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, Nr. 3), indem man eine konstante Vergleichslichtquelle auf der einen Seite des Schirmes in fester Verbindung mit diesem anbringt und auf der anderen Seite nacheinander L_1 und L_2 in solchen Abständen r_1 und r_2 aufstellt, bei welchen der Fettfleck auf derselben Seite verschwindet. Es gilt dann wieder Gleichung 1).

Um beide Schirmseiten zugleich übersehen zu können, benutzt man Spiegel (Rüdorf) oder Prismen (v. Hefner-Alteneck, Krüß).

Bei diesem Photometer lassen sich zwar scharfe Grenzen zwischen den Vergleichsfeldern herstellen. Ein Übelstand ist aber, daß das nicht gefettete Papier nicht allein Licht reflektiert, sondern auch durchläßt, und daß der gefettete Teil nicht nur Licht durchläßt, sondern auch reflektiert. Jedes der beiden Vergleichsfelder wird mithin von beiden Lichtquellen beleuchtet. Durch diese Vermischung (Kompensation) des Lichtes wird, wie L. Weber gezeigt hat, die Empfindlichkeit der Einstellungen stark herabgesetzt. Dieser Fehler wird beim folgenden Photometer vermieden.

5. Photometer von Lummer und Brodhun. a) *Gleichheitsphotometer*. Der wesentlichste Teil ist der Gleichheitswürfel AB (Fig. 5). Die kugelförmige Hypotenusenfläche des Prismas A ist bei

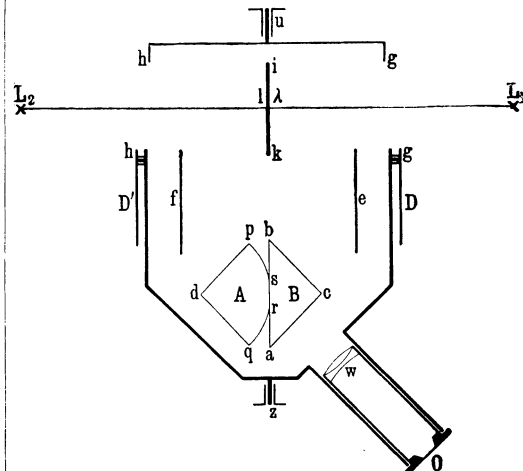


Fig. 5. Gleichheitsphotometer von Lummer und Brodhun.

rs eben angeschliffen und an die gleichfalls ebene Hypotenusenfläche ab des Prismas B so innig angepreßt, daß alle Luft an der Berührungsstelle entfernt und der Würfel dadurch an dieser Stelle durchsichtig geworden ist. Das von den Schirmseiten λ und l unter etwa 45° ausgehende diffuse Licht wird mittels der Spiegel e und f senkrecht

oder nahezu senkrecht auf die Kathetenflächen bc und dp geworfen. Das auf dp fallende und nach rs weiter gehende Licht tritt aus ac in Richtung nach O aus. Das auf bc fallende Licht wird an den Stellen ar und sb der Hypotenusenfläche ab reflektiert und ebenfalls in Richtung nach O geworfen. Ein senkrecht auf ac blickendes und mittels der verschiebbaren Lupe w auf ab akkommodierendes Auge bei o sieht dann rs (das eine Vergleichsfeld) als einen gleichmäßig hellen oder dunklen, im Lichte von l leuchtenden Fleck (den Ersatz für den Bunsenfleck) in einem gleichmäßig im Lichte von λ leuchtenden ringförmigen Felde (dem zweiten Vergleichsfelde), und zwar ist, von den Reflexions- und Absorptionsverlusten abgesehen, die Flächenhelle der rs gleich der von l , die Flächenhelle der Fläche ab an den Stellen ar und sb gleich der von λ . Im Momente der Einstellung verschwinden die Ränder des Fleckes vollkommen, so daß die beiden Vergleichsfelder als eine einzige gleichmäßig leuchtende Fläche erscheinen. Sind r_1 und r_2 die hierbei sich ergebenden Abstände der Lichtquellen vom Photometerschirm, so gilt im Falle der Gleichseitigkeit von Photometerschirm, Spiegeln und Würfel, ferner örtliche Gleichmäßigkeit der Netzhautempfindlichkeit vorausgesetzt, wieder Gleichung 1).

Im Falle der Ungleichseitigkeit dreht man den ganzen Photometeraufsatz, in welchem der Schirm mit den beiden Spiegeln und dem Prismenwürfel untergebracht ist, um die in der Schirmebene liegende und durch die Schirmmitte gehende horizontale Achse UZ um 180° (legt das Photometer um), macht die neuen Einstellungen r_2' und r_1' und findet J_2 mittels Gleichung 2), für welche man bei einem sachgemäß hergestellten Photometeraufsatz mit ausreichender Genauigkeit auch schreiben kann

$$(3) \quad J_2 = \frac{\left\{ \frac{1}{2} (r_2 + r_2') \right\}^2}{\left\{ \frac{1}{2} (r_1 + r_1') \right\}^2} J_1$$

da bei einem solchen Aufsatz r_2 nahezu mit r_2' , r_1 nahezu mit r_1' übereinstimmt.

Beispiel. Es sei $J_1 = 4\text{HK}$; $r_2 = 1743,2 \text{ mm}$; $r_1 = 756,8 \text{ mm}$; $r_2' = 1739,8 \text{ mm}$; $r_1' = 760,2 \text{ mm}$. Dann wird $J_2 = 21,09 \text{ HK}$.

Wie man den örtlichen Gang der Empfindlichkeit der Netzhaut eliminiert, und wie man nach der Substitutionsmethode in nur einer Stellung des Photometers einwandfrei messen kann, wird in „Photometrie gleichfarbiger Lichtquelle“, Nr. 4 gezeigt.

b) *Kontrastphotometer.* Man ersetzt das Prisma A des Gleichheitsphotometers durch das rechtwinklige Prisma A' (Fig. 6) und nimmt von dessen

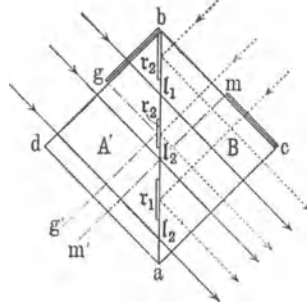


Fig. 6.

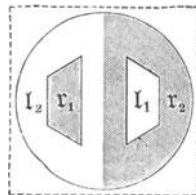


Fig. 7.

Fig. 6 u. 7. Lummer-Brodhunscher Kontrastwürfel.

ebener Hypotenusenfläche an den Stellen r_1 und r_2 (s. auch Fig. 7) mittels Sandstrahlgebläses die oberste Glasschicht fort, so daß im ganzen vier Felder r_2, l_1, r_1, l_2 entstehen. Sodann preßt man die Hypotenusenflächen von A' und B so innig aneinander, daß der Würfel an den Stellen l_1 und l_2 vollständig durchsichtig geworden ist, während er bei r_1 und r_2 , wo sich Luft und Glas berühren, total reflektiert. Schließlich werden die Kathetenflächen bd und bc nahezu bis zur Hälfte mit den Glasplatten bg und cm bedeckt. Man sieht dann die Felder l_1 und l_2 im Lichte der linken, die Felder r_1 und r_2 im Lichte der rechten Seite des Photometerschirms und würde ohne die beiden Glasplatten im Momente der Einstellung die vier Felder als eine zusammenhängende, gleich hell leuchtende Fläche erblicken. Durch die Glasplatten wird indessen das bei l_1 durchgehende und das bei r_1 reflektierte Licht um denselben Betrag (etwa 8%) geschwächt. Demnach treten die Felder r_1 und l_1 (Fig. 8) gleich stark gegen die Felder r_2 und l_2 hervor, sobald die letzteren gleich hell erscheinen.

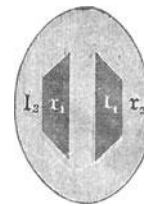


Fig. 8. Gesichtsfeld des Kontrastphotometers von Lummer u. Brodhun im Momente der Einstellung.

Da bei Einstellung auf gleichen Kontrast die Trennungslinie zwischen r_2 und l_2 vollständig verschwindet, läßt sich neben dem Kontrastprinzip auch noch das Gleichheitsprinzip verwerten.

6. Gleichheitsphotometer von Martens. Das von den beiden Seiten des Gipsschirmes ik (Fig. 9) ausgehende Licht wird durch je einen Spiegel und ein Reflexionsprisma durch die Öffnungen a und b ins Okularrohr geworfen. Die

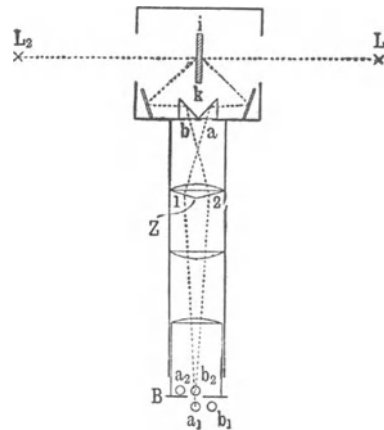


Fig. 9. Gleichheitsphotometer von Martens.

Strahlen durchlaufen dann nacheinander eine plankonvexe Linse, das daran ange kittete Zwillingsprisma Z mit den Hälften 1 und 2 und die beiden Linsen eines Ramsdenschen Okulars. In der Ebene der Blende B entstehen vier Bilder, und zwar erzeugen die durch 1 gehenden Strahlen die Bilder a_1 und b_1 , die durch 2 gehenden Strahlen die Bilder a_2 und b_2 der Öffnungen a und b . Die Blende läßt nur das Licht der aufeinander fallenden Bilder a_1 und b_2 hindurch. Der nach Maxwellscher Beobachtungsweise durch die Blende sehende und mittels Okulars scharf auf die Grenze der Felder 1

und 2 akkommodierende Beobachter sieht das Feld 1 bzw. 2 durch Licht beleuchtet, welches von a bzw. b ausgegangen ist, also von L_1 bzw. L_2 herrührt. Eingestellt wird auf gleiche Helligkeit der Felder 1 und 2. Dabei verschwindet die Trennungslinie vollkommen, wenn der Steg zwischen a und b entfernt ist.

Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometric. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907.

Photometerbank. Die untenstehende Figur zeigt eine in der Praxis viel gebrauchte, nach den Angaben der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gebaute Photometerbank. Auf einem gußeisernen Untergestell f sind die beiden etwa 2,6 m langen Stahlrohre r gelagert. Auf diesen bewegen sich drei auf Rollen laufende, festklemmbare Wagen w . Die Wagen sind in der Mitte mit vertikalen, durch Zahn und Trieb in der Höhe verstellbaren Rohren t versehen, welche zur Aufnahme des Photometers P und der beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L dienen. An den Wagen sind Marken m angebracht, welche über der Millimeterteilung am vorderen Rohr r gleiten und die Abstände vom Photometer P bis zu den Lampen L_1 und L zu messen gestatten.

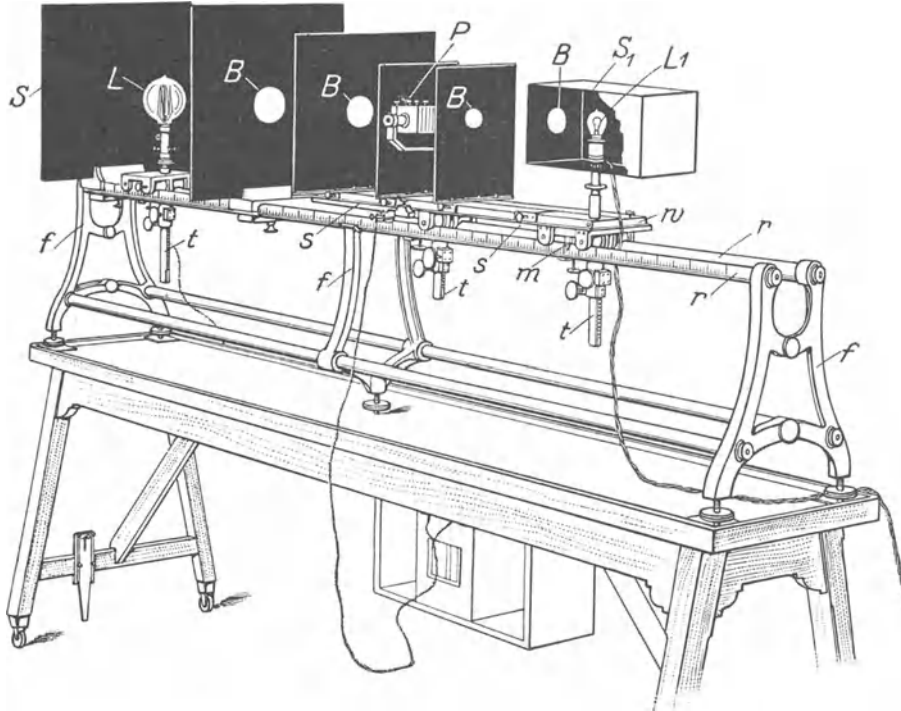
In der Figur ist L_1 die elektrische Gebrauchsnormallampe (eine Lampe mit bügelförmigem

Kohlenfaden), L die zu messende Lichtquelle (ebenfalls eine elektrische Lampe), und es sind L_1 und P durch Schienen s fest verbunden, so daß sie gleichzeitig bewegt werden können. Zur Abblendung fremden Lichtes dienen der hinter L stehende volle Schirm S , die Rückwand (dem Photometerschirm abgewandte Wand) des die Lampe L_1 umschließenden Gehäuses S_1 , sowie fünf zwischen dieser Rückwand und S angebrachte Blenden B , deren kreisrunde Öffnung nur bei vier zu sehen ist. Die Blenden B , der Schirm S und die Innenseite des Gehäuses S_1 sind mit mattschwarzem Samt bekleidet. Die dem Beobachter zugewandte Seitenwand von S_1 ist in der Figur durchbrochen gezeichnet, um einen Blick ins Innere von S_1 zu gestatten.

Der Deutsche Verein von Gas- und Wasserfachmännern und der Verband Deutscher Elektrotechniker schreiben für die Prüfung des Leuchtgases bzw. für die Messung der mittleren horizontalen Lichtstärke von elektrischen Glühlampen Photometerbänke von ebenfalls 2,6 m Länge vor. Dieselben sind jedoch nicht mit einer Millimeterteilung, sondern, zur möglichst Vermeidung von Rechnungen, mit je zwei Kerzenteilungen versehen. Auf die Art dieser Teilungen und die denselben zugrunde liegenden Versuchsanordnungen kann hier jedoch nicht eingegangen werden.

Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907.



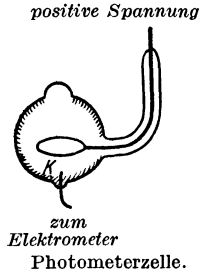
Photometerbank.

Photometerwürfel s. Photometer zur Messung von Lichtstärken.

Photometerzellen. Die zuerst von Elster und Geitel sichergestellte genaue Proportionalität zwischen der Intensität des einfallenden Lichtes und der Zahl der durch dasselbe ausgelösten Photoelektronen, gestattet es, die lichtelektrische Wirkung an Metallflächen im Vakuum zu Photometriezwecken zu gebrauchen. Je nach dem Spektralgebiet der zu messenden Strahlung werden

Zellen mit verschiedenem Kathodenmaterial verwendet: für das kurzwellige Ultraviolett meistens Platin, Zink, für das langwellige ultraviolett Na, für das sichtbare Licht K oder Rb; bis zu besonders großen Wellenlängen, sogar bis ins Ultrarot, werden die Alkalimetalle empfindlich, wenn man sie nach dem Vorgange von Elster und Geitel kurze Zeit als Kathode einer leuchtenden Entladung in einer Wasserstoffatmosphäre verwendet, wobei sie sich dunkel verfärben. Um das ganze einfallende

Licht in der Zelle zur Absorption zu bringen und so die Wirkung zu erhöhen, bildet man vorteilhaft die Kathode als Hohlkugel aus mit nur einem kleinen durchsichtigen Fenster für den Eintritt des Lichtes; im Innern der Hohlkugel befindet sich die isoliert eingeführte ringförmige Anode (s. Figur). Zur Verstärkung des primären Elektronenstromes kann die Zelle mit einem Edelgas von geringem Druck gefüllt werden, in dem bei Anlegung hinreichend hoher Anodenspannung durch die Photoelektronen *Stoßionisation* hervorgerufen wird. Bei sehr großer Verstärkung durch *Stoßionisation* (Steigerung der Anodenspannung bis nahe an das Einsetzen der leuchtenden Entladung) geht die genaue Proportionalität zwischen Lichtintensität und elektrischer Stromstärke verloren. Zur Messung der Photoströme in lichtelektrischen Photometern dienen meist Fadenelektrometer, die durch einen großen Widerstand geerdet sind; doch sind auch verschiedene Schaltungen zur Verstärkung der Photoströme mit Hilfe von Glühelktronenröhren angegeben worden, in Verbindung mit denen Galvanometer als Meßinstrumente verwandt werden können. Richtig konstruierte lichtelektrische Photozellen arbeiten ganz trägheitsfrei, sie eignen sich daher besonders zur registrierenden Photometern (P. P. Koch) oder zur elektrischen Bildübertragung z. B. im System Telefunken, das eine besondere Form ringförmiger Kaliumphotozellen verwendet. Wegen der großen Abhängigkeit der lichtelektrischen Empfindlichkeit der Metalle von der Wellenlänge des erregenden Lichtes können Photozellen nur zum Vergleich von Lichtquellen mit genau gleicher spektraler Energieverteilung dienen. P. Pringsheim.



zum
Elektrometer

Photometerzelle.

Photometrie, Aufgaben s. Lichttechnik.

Photometrie der Gestirne. Die Helligkeit der Sterne wird in Größenklassen angegeben. Deren Skala ist so vereinbart, daß ein Unterschied von einer Größenklasse einem Intensitätsverhältnis entspricht, dessen Logarithmus 0,4 ist. Bezeichnen m_1 und m_2 die Helligkeiten zweier Sterne in Größenklassen, deren Strahlungsintensitäten I_1 und I_2 sind, so verbindet diese Größen die Beziehung:

$$m_2 - m_1 = 2,5 \cdot \log \frac{I_1}{I_2}.$$

Von einem Sterne 1. Größe erhalten wir also 100mal so viel Licht wie von einem Sterne 6. Größe. Die hellsten Sterne Sirius und Canopus haben die Größe — 1,6 bzw. — 0,9, die schwächsten dem Auge sichtbaren Sterne haben die Größe 6, die schwächsten mit den heutigen Hilfsmitteln erreichbaren Sterne etwa die Größe 20. Die Sonne hat in dieser Skala die Helligkeit — 27.

Die Sternhelligkeit wird mit Hilfe des Auges, der photographischen Platte und der lichtelektrischen Zelle gemessen.

In der *visuellen Photometrie* werden zwei verschiedene Meßprinzipien nebeneinander verwendet: die Einstellung auf gleiche Helligkeit mit einem künstlichen Stern, dessen Intensität man meßbar verändern kann, und die Auslöschung durch eine meßbare Schicht eines absorbierenden Mittels.

Das *Zöllnersche Photometer* (Polarisationsphotometer) enthält eine künstliche Lichtquelle, auf

deren Konstanz man sich für einige Stunden verlassen kann. Dem in der Brennebene des Fernrohrs neben dem natürlichen Sterne entworfenen Bilde der Lichtquelle wird durch Diaphragmen und eventuell durch Reflexion an einer Kugelfläche ein möglichst sternartiges Aussehen gegeben. In den Strahlengang des künstlichen Lichtes sind zwei Nikolprismen gesetzt; eins der Prismen ist drehbar, der Drehungswinkel kann an einem Kreise abgelesen werden und ist ein Maß für den Bruchteil des künstlichen Lichtes, der im Fernrohr die gleiche Helligkeit gibt wie der natürliche Stern. Zwei verschieden helle Sterne erfordern zwei abweichende Einstellungen des Prismas, der Unterschied mißt das Intensitätsverhältnis oder die Größendifferenz der Sterne; ist die Helligkeit des einen der Sterne bekannt, so ergibt sich die Helligkeit des anderen. Um dem künstlichen Sterne eine dem natürlichen ähnliche Färbung geben zu können, was für eine sichere Einstellung auf gleiche Helligkeit nötig ist, sind bei älteren Modellen ein drittes Prisma und eine Bergkristallplatte drehbar eingebaut. Zur Farbmessung (als Kolorimeter) kann diese Einrichtung nicht verwendet werden, da sie Mischfarben liefert, deren Spektralbezirk nicht dem der Sterne von ähnlicher Farbe entspricht. Neuerdings zieht man die Färbung durch einen Keil aus blauem Glase vor.

Auf dem Prinzip der Auslöschung beruht das sehr einfache und praktische *Keilphotometer*. Sein wesentlicher Bestandteil ist ein Keil aus dunklem Glase (Neutralglas), der durch einen Keil aus durchsichtigem Glase zu einer planparallelen Platte ergänzt ist. Der Keil wird in der Brennebene des Fernrohrs senkrecht zur Achse in den Strahlengang geschoben, seine Stellung ist an einer Millimeterkala abzulesen. Die Helligkeitsdifferenz (Differenz der Logarithmen der Intensität) zweier Sterne, die in verschiedenen Stellungen des Keils ausgelöscht werden, ist proportional der Differenz der Skalenablesungen. Der Proportionalitätsfaktor (Helligkeitsdifferenz in Größenklassen für 1 mm Keilverschiebung) muß entweder durch Messung von Sternen bekannter Helligkeit oder am Zöllnerschen Photometer bestimmt werden. Da es sehr schwierig ist, vollkommen neutrales Glas herzustellen, welches Licht aller Wellenlängen gleichmäßig absorbiert, so ist die Vergleichung von Sternen verschiedener Färbung mit dem Keilphotometer bedenklich. Bei allen Auslöschphotometern hängt nicht nur die Meßgenauigkeit, sondern auch das Resultat der Messung von der Erleuchtung des Grundes und der Empfindlichkeit des Auges ab.

Der Keil kann auch im Zöllnerschen Photometer an die Stelle der Nikolprismen treten und dazu dienen, den künstlichen Stern bis zur Helligkeit des natürlichen abzuschwächen. In dieser Form, die ein besonders schnelles und bequemes Arbeiten erlaubt, wird das Zöllnersche Photometer heute am häufigsten verwendet.

Die *photographische Platte* verzeichnet die größere Intensität durch größere Durchmesser und stärkere Schwärzung der Sternbilder. Beides kann zur Bestimmung von Sternhelligkeiten benutzt werden. Die Durchmesser werden auf gewöhnlichen fokalen Aufnahmen gemessen. Die für die Schwärzungsmessung (s. Mikrophotometer) nötigen größeren geschwärzten Flächen erhält man durch extrafokale Aufnahmen, eine möglichst gleichmäßige Schwärzung innerhalb der Bilder z. B.

durch periodische Bewegung der Platte in beiden Koordinaten während der Aufnahme (Schraffiermethode). Die Schwärzung fokaler Bilder läßt sich bestimmen, indem man zuerst die von einem ungeschwärzten Feld der Platte durchgelassene Lichtmenge mißt, dann die Messung wiederholt, wenn das Feld teilweise durch ein Sternbild eingenommen wird.

Ist für eine größere Zahl von Sternen auf einer Platte die (photographische) Helligkeit bekannt, so können für diese Sterne Durchmesser und Helligkeit durch einen Kurvenzug in Verbindung gebracht werden; für die übrigen Sterne ergibt die Kurve zu den gemessenen Durchmessern die Helligkeit. Ebenso können Schwärzung und Helligkeit behandelt werden. Um eine absolute Skala zu erhalten, belichtet man z. B. auf derselben Platte, welche die auszuwertende Himmelsaufnahme trägt, mit derselben Belichtungszeit eine Reihe von Feldern mit künstlichen Lichtquellen von meßbar abgestufter Intensität und unterwirft so Aufnahme und Skala derselben Entwicklung. Willkürlich bleibt nur noch der Nullpunkt der Größenskala, der durch Anschluß an eine visuelle Skala konventionell festgelegt wird. Die für gleiche Schwärzung nötige verschiedene Länge der Belichtungszeit als Maß der Intensität zu verwenden, ist nicht ohne weiteres möglich, weil die Schwärzung für verschiedene Intensitäten nicht derselben Potenz der Belichtungszeit proportional ist.

Sowohl am Fernrohr wie auf der photographischen Platte ist außer der exakten Messung eine Einordnung der unbekannteren zwischen bekannte hellere und schwächere Sterne durch Schätzung (*Stufenschätzung*) möglich, die bei langer Erfahrung sehr brauchbare Resultate gibt.

Bei der *lichtelektrischen Zelle* (Alkalimetallzelle) ist die Zahl der durch die Lichteinwirkung abgespaltenen Elektronen (gemessen durch die Aufladung eines Elektrometers) Maß der wirkenden Lichtintensität. Die Zelle wird lichtdicht verkleidet an das Okularende des Fernrohrs gesetzt; im kardänisch aufgehängten Elektrometer mit gespanntem Faden wird die Ausschlagsgeschwindigkeit, die der Intensität des wirkenden Lichtes proportional ist, gemessen oder die Nullstellung des Fadens durch einen meßbar veränderlichen Gegenstrom erhalten. Die lichtelektrische Methode liefert sehr genaue Resultate, konnte aber bisher nur bis zu Sternen 9. Größe angewendet werden.

Bei allen photometrischen Messungen muß die Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre, die in verschiedenen Höhen über dem Horizont verschieden ist, berücksichtigt werden (s. Extinktion).

Die visuell, photographisch und lichtelektrisch gemessenen Sternhelligkeiten sind nicht identisch, da bei jeder der drei Methoden ein besonderer spektraler Ausschnitt der Gesamtenergie zur Wirkung kommt. Die Differenz der Helligkeitswerte für denselben Stern, die aus Methoden mit verschiedener spektraler Lage des Wirkungsmaximums stammen, speziell die Differenz der photographischen und der visuellen Helligkeit, trägt den Namen *Farbenindex*. Der *Farbenindex* ist demnach ein Kennzeichen der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum und damit der Temperatur; er steht in enger Beziehung zum Spektraltypus (s. *Farbenindex*).

Die Hauptkataloge sind für visuelle Helligkeiten die *Revised Harvard Photometry* und die Pots-

damer photometrische Durchmusterung, für photographische Größen die Göttinger Aktinometrie und die Yerkes Actinometry. Der *Henry Draper Catalogue* (Harvard) gibt visuelle und photographische Helligkeiten. Unterhalb der Größe 7,5 ist nur eine Auswahl von Sternen photometrisch gemessen. Als Basis für alle Helligkeitsmessungen sind in der Umgebung des Himmelsnordpols, in einigen Sternhaufen und in ausgewählten Feldern des Himmels Folgen von Sternen bis zu den schwächsten erreichbaren Helligkeiten festgelegt. Geschätzte Größen werden in allen Durchmusterungen und Sternkatalogen gegeben. *W. Kruse*.

Näheres s. *Graff*, Astrophysik.

Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen.

1. *Augenempfindlichkeit gegen kleine Helligkeits- und Kontrastunterschiede* (Genauigkeit photometrischer Einstellungen). Das Auge ist insofern ein unvollkommenes Meßinstrument, als es ohne besondere Hilfsmittel nicht anzugeben vermag, wie viel z. B. die Lichtstärke einer Lichtquelle größer als die einer anderen Lichtquelle ist. Dagegen ist es unter den günstigsten Bedingungen imstande, auf etwa 1% genau zu beurteilen, wann zwei nebeneinander liegende diffus leuchtende Flächen (Felder) gleich hell erscheinen. Diese Bedingungen sind: *die beiden Flächen müssen in der gleichen oder nahezu gleichen Farbe leuchten*; sie müssen in einer *scharfen Grenze* aneinander stoßen, so daß sie bei gleicher Helligkeit als eine einzige, gleichmäßig leuchtende Fläche erscheinen; die Helligkeit muß innerhalb eines — allerdings verhältnismäßig großen — mittleren Bereiches liegen. Wenn die Helligkeit unterhalb oder oberhalb dieses Bereiches liegt, ist die Genauigkeit *ceteris paribus* also eine geringere; bei sehr geringer sowie bei blendender Helligkeit ist die Genauigkeit relativ sehr gering.

Bis auf etwa 0,5% genau, also ungefähr doppelt so genau wie bei der Beurteilung gleicher Helligkeit, vermag das Auge festzustellen, wann zwei symmetrisch liegende beleuchtete Flächen a und b aus ihrer gleichfalls beleuchteten Umgebung A und B gleich hell oder dunkel hervortreten, d. h. gleich stark *kontrastieren*. Die angegebene Höchstgenauigkeit wird erreicht, wenn die vier Flächen in der gleichen oder nahezu gleichen Farbe leuchten, wenn die Felder a und b in scharfer Grenze mit ihrer Umgebung zusammenstoßen, wenn die Helligkeit eine mittlere ist, und wenn die Stärke des Kontrastes, d. h. der im Moment der Einstellung sich ergebende Helligkeitsunterschied zwischen a und A, sowie zwischen b und B etwa 3,5% beträgt.

2. *Prinzip der photometrischen Messungen*. Die Fähigkeit des Auges zu entscheiden, ob zwei Flächen gleich hell sind oder gleich stark gegen ihre Umgebung kontrastieren, bildet die Grundlage für die messende Vergleichung der photometrischen Größen (Lichtstärke, Lichtstrom, Beleuchtung, Flächenhelle). Um diese Fähigkeit auszunützen, bedarf man eines Hilfsapparates, eines sog. *Photometers*. Das Prinzip ist dabei folgendes. Man beleuchtet zwei weiße diffus leuchtende Flächen, die sog. *Photometerfelder*, durch je eine der beiden zu vergleichenden Lichtquellen, ändert durch ein optisches Verfahren *meßbar* die Helligkeiten dieser Flächen, bis sie gleich geworden sind, bis also die Helligkeitsdifferenz gleich Null geworden (verschwunden) ist, und

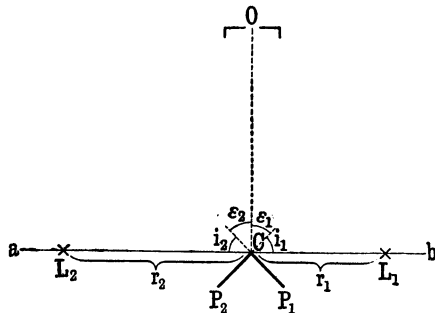
berechnet mittels des Gesetzes der Lichtschwächung (s. „Lichtschwächungsmethoden“) das Verhältnis der Lichtstärken, Beleuchtungen usw.

Man arbeitet beim Photometrieren gewissermaßen nach einer Nullmethode, ähnlich so wie man bei Messungen von Widerständen mittels der Wheatstoneschen Brücke auf Verschwinden des Brückenstromes oder bei Messungen der Spannung oder Stromstärke nach der Kompensationsmethode auf Verschwinden des Stromes im Galvanometerzweig einstellt.

Es besteht demnach ein Photometer aus zwei Teilen: erstens einer *Vergleichsvorrichtung*, dem eigentlichen Photometer oder Photometeraufsatz, der dazu dient, die Felder dem Auge möglichst günstig darzubieten, zweitens einer *Meßvorrichtung* zur meßbaren Schwächung der Helligkeit.

3. Direkte und Substitutionsmethode. Bei der direkten Methode setzt man die eine der beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L_2 auf die eine, die andere Lichtquelle auf die andere Seite des Photometerschirmes (z. B. des Schirmes P_2CP_1 in nachstehender Figur) und vergleicht L_1 und L_2 direkt miteinander. Bei der indirekten oder Substitutionsmethode setzt man L_1 und L_2 nacheinander auf die eine, z. B. die linke Seite des Photometerschirmes, eine dritte möglichst konstante Lichtquelle L_3 , also eine *Vergleichslampe*, (s. „Zwischenlichtquellen“), auf die andere Seite des Photometerschirmes und vergleicht dann nacheinander L_1 und L_2 mit L_3 . Vielfach wird hierbei L_3 in fester Verbindung mit dem Photometerschirm aufgestellt.

4. Bestimmung des Lichtstärkenverhältnisses. Als Beispiel diene der verhältnismäßig einfache Fall der Ritchieschen Anordnung (s. untenstehende Figur, vgl. auch „Photometer zur Messung



Zur Bestimmung des Lichtstärkeverhältnisses.

von Lichtstärken“, Nr. 3). Die beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L_2 beleuchten die kleinen aus demselben Stücke rauhen, weißen Pappkartons geschnittenen diffus reflektierenden Flächen CP_1 und CP_2 (Photometerfelder), deren (möglichst scharfe) vertikale Kante C in ihrer Mitte die Bankachse ab schneidet, aus hinlänglich großen Entfernungen unter (nahezu) gleichen Einfallswinkeln i_1 und i_2 (45°). Das beobachtende Auge befinde sich in der horizontalen durch die Mitte von C gehenden Linie $CO \perp ab$. Durch Verschieben von L_1 oder L_2 längs der Linie ab werde auf gleiche Helligkeit von CP_1 und CP_2 eingestellt. Die beiden Felder werden in diesem Falle, wo das Auge auf sie akkommodiert, auch Vergleichsfelder genannt.

Sind nach erfolgter Einstellung r_1 und r_2 die Abstände von C bis L_1 und L_2 , so ist bei *gleichem* Verhalten der beiden Flächen

$$(1) \quad J_2 : J_1 = r_2^2 : r_1^2$$

d. h. die Lichtstärken verhalten sich wie die Quadrate der Entfernungen der Lichtquellen von den beleuchteten Flächen.

Beweis. Es möge bezeichnen (s. „Photometrische Gesetze und Formeln“, Gleichungen 4), 9) und 12)

E_1 und E_2 die Beleuchtungen auf CP_1 und CP_2 ;

e_1 und e_2 die Flächenhellen dieser Flächen in Richtung CO, also unter den gleichen Ausstrahlungswinkeln

ϵ_1 und ϵ_2 ($= 45^\circ$),

h_1 und h_2 die entsprechenden Helligkeiten,

m_1 und m_2 die entsprechenden Reflexionskoeffizienten,

κ den Helligkeitskoeffizienten des Auges.

Nun ist $h_1 = \kappa e_1$; $h_2 = \kappa e_2$, und da durch Einstellung $h_1 = h_2$ gemacht ist, ergibt sich auch

$$(2) \quad e_1 = e_2$$

d. h. bei der photometrischen Messung wird auch auf Gleichheit der Flächenhellen der beiden Flächen CP_1 und CP_2 eingestellt.

Ferner ist $e_1 = m_1 E_1$; $e_2 = m_2 E_2$, demnach

$$(3) \quad m_1 E_1 = m_2 E_2$$

Da CP_1 und CP_2 aus demselben Stücke geschnitten sind und $i_1 = i_2$, $e_1 = e_2$ ist, so ist nahezu $m_1 = m_2$, so daß

$$(4) \quad E_1 = E_2$$

Bei der angegebenen Versuchsanordnung sind die Beleuchtungen auf CP_1 und CP_2 also einander gleich.

Nun ist allgemein $E_1 = J_1 \cos i_1 / r_1^2$; $E_2 = J_2 \cos i_2 / r_2^2$, mithin

$$J_2 \cos i_2 / r_2^2 = J_1 \cos i_1 / r_1^2,$$

woraus sich, da $i_1 = i_2$ ist, Gleichung 1) ergibt.

Ist dagegen m_1 von m_2 verschieden (*Ungleichseitigkeit*), so dreht man das Photometergehäuse um die horizontale Achse CO ($\perp ab$) um 180° (legt das Photometer aus Lage 1 in Lage 2 um), so daß CP_1 und CP_2 ihre Plätze tauschen. Ergibt sich in Lage 2 die Einstellung r_2' , r_1' , so ist

$$(5) \quad J_2 = J_1 r_2 r_2' / (r_1 r_1')$$

Beweis. Für Lage 2 gilt entsprechend Gl. 3) $m_2 E_1' = m_1 E_2'$, wo, wenn $i_1 = i_2 = i$ gesetzt wird, $E_1' = J_1 \cos i / r_1'^2$; $E_2' = J_2 \cos i / r_2'^2$. Wir haben also jetzt die Gleichungen

$$m_1 \frac{J_1}{r_1'^2} = m_2 \frac{J_2}{r_2'^2}; \quad m_2 \frac{J_1}{r_1'^2} = m_1 \frac{J_2}{r_2'^2},$$

deren Multiplikation durch Herausfallen von $m_1 m_2$ zu Gl. 5) führt.

Bei einem sachgemäß hergestellten Photometer (z. B. beim Lummer-Brodhunschen Gleichheits- und Kontrastphotometer) kann man der Gleichung 5) auch die Form geben

$$5a) \quad J_2 = J_1 \langle r_2 \rangle^2 / \langle r_1 \rangle^2$$

wo

$$5b) \quad \langle r_1 \rangle = \frac{r_1 + r_1'}{2}; \quad \langle r_2 \rangle = \frac{r_2 + r_2'}{2}.$$

Bei der Ableitung der Gl. 1) und 5) wurde angenommen, daß die Netzhaut an allen Stellen gleich empfindlich sei. Im allgemeinen ändert sich jedoch die Empfindlichkeit der Netzhaut etwas von Stelle zu Stelle, und zwar ist der Gang dieser Änderungen bei verschiedenen Beobachtern im allgemeinen etwas verschieden. Es zeigt sich nämlich bei diesem Photometer — sowie bei allen Gleichheits- und Kontrastphotometern —, daß verschiedene Beobachter selbst im günstigsten Falle, nämlich bei vollständiger Farbgleichheit der Felder, systematisch verschieden einstellen.

Die oben angegebenen *beiden Messungen* $r_1, r_2; r_1', r_2'$ zeigen ferner, daß die Mittelwerte $\langle r_1 \rangle$ und $\langle r_2 \rangle$ — Gl. 5b — von Person zu Person sich ändern. Für jeden einzelnen Beobachter ergibt sich demnach mittels Gl. 5a) ein Wert J_2 , der vom Mittelwert aller Beobachter um einen gewissen persönlichen Prozentsatz abweicht (vgl. Gl. 7).

Wenn die Beobachter nach diesen beiden Messungen das Photometer um die vertikale Achse (Kante) C um 180° drehen, (so daß das in der Figur nach hinten stehende Beobachtungsrohr CO nach vorn kommt), und wenn sie sodann in Lage 1 die Einstellung r_1'' , r_2'' ; in Lage 2 die Einstellung r_1''' , r_2''' machen, so erhalten sämtliche Beobachter innerhalb der Grenzen der unvermeidlichen Beobachtungsfehler die gleichen Mittelwerte

$$[r_1] = \frac{r_1 + r_1' + r_1'' + r_1'''}{4}; [r_2] = \frac{r_2 + r_2' + r_2'' + r_2'''}{4}$$

und den gleichen Wert J_2 aus der Gleichung

$$(6) \quad J_2 = J_1 [r_2]^2 / [r_1]^2$$

Die genaue neue Gleichung lautet nämlich

$$J_2 = J_1 \cdot \sqrt{r_2 r_2' r_2'' r_2'''} / \sqrt{r_1 r_1' r_1'' r_1'''}$$

Es kann jedoch hier nicht darauf eingegangen werden, ebensowenig darauf, daß sich die Fehler, welche durch Ungleichseitigkeit des Photometers und durch die örtliche Verschiedenheit der Netzhautempfindlichkeit entstehen, durch zwei (statt vier) Messungen eliminieren lassen.

Bei Messungen nach der direkten Methode muß daher, streng genommen, an Stelle von Gleichung 5) die Gleichung 6) treten. Von dieser Gleichung hat die Physikalisch-Technische Reichsanstalt schon seit langem bei derartigen Messungen Gebrauch gemacht.

Da das Drehen des Photometers um die vertikale Achse C zeitraubend ist und das darauf erfolgende Photometrieren noch eine Hilfskraft erfordert, welche die Einstellungen an der auf der anderen Seite der Photometerbank befindlichen Millimeterteilung ablesen muß, so benutzt man bei dieser direkten Methode gewöhnlich die Gleichung

$$(7) \quad J_2 = c J_1 r_2 r_2' / (r_1 r_1')$$

wo c die persönliche Konstante jedes Beobachters ist, die im allgemeinen sehr nahe 1 ist und durch die vier Messungen $r_1 \dots r_1''''$; $r_2 \dots r_2''''$ von Zeit zu Zeit kontrolliert wird.

Bei der Substitutionsmethode — und diese wird fast ausschließlich in der Reichsanstalt benutzt — wird für Messungen in nur einer Stellung des Photometerschirmes ein Fehler nicht begangen, vorausgesetzt, daß ein und derselbe Beobachter die Messungen macht. Ist dabei die Vergleichslampe L_3 in fester Verbindung mit dem Photometerschirm, so ist wieder Gleichung 1) zu benutzen.

5. Einteilung der Photometer. Wir wollen die Photometer in die beiden allerdings nicht streng zu trennenden Gruppen:

- a) Photometer zur Messung von Lichtstärken,
- b) Universalphotometer

einteilen und jede der beiden Gruppen unter dem entsprechenden Stichwort besonders behandeln.

Die Universalphotometer gestatten Beleuchtungen und Flächenhellen, außerdem auch noch Lichtstärken, und zwar ohne besondere Hilfsmittel in den verschiedensten Ausstrahlungsrichtungen zu messen. Sie eignen sich wegen ihrer kompdiösen Gestalt als tragbare Photometer, lassen sich also ohne weiteres an jedem beliebigen Orte verwenden, während die Photometer zur Messung von Lichtstärken meistens in Verbindung mit einer geraden, schwer zu transportierenden Photometerbank im Laboratorium benutzt und deshalb zuweilen feststehende Photometer genannt werden.

Lichtströme werden mittels besonderer photometrischer Hilfsapparate, die wir als „Lichtstrommesser“ (s. d.) bezeichnen wollen, gemessen; sie können aber auch aus den mittels Universalphotometers in den verschiedensten Richtungen

gemessenen Lichtstärken berechnet werden (s. „Lichtstärken-Mittelwerte“, Nr. 3 und 7).

Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907; s. ferner D z i o b e k, Allgemeine Photometrie, im Handbuch der Physikalischen Optik, Bd. I. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1926.

Photometrie, heterochrome s. Photometrie verschiedenerfarbiger Lichtquellen.

Photometrie im Spektrum (Spektralphotometrie).

1. Spektroskop. Zur Erzeugung eines Spektrums bedient man sich gewöhnlich eines Prismenspektroskops.

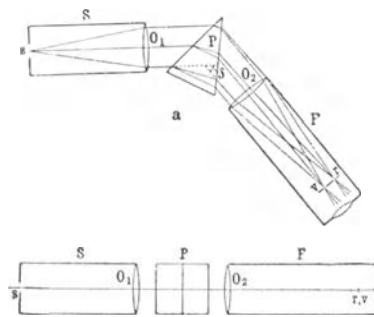


Fig. 1. Spektroskop. a) horizontaler, b) vertikaler Querschnitt.

Dasselbe besteht aus dem Spaltrohr (Kollimator) S mit dem Spalt s und dem Objektiv O_1 , ferner aus dem Zerstreuungsprisma P und dem Fernrohr mit dem Objektiv O_2 . Fig. 1a gibt einen horizontalen Querschnitt bei vertikaler brechender Kante von P ; Fig. 1b gibt einen schematischen Querschnitt, wobei die Ebene der Zeichnung zweimal einen Knick erleidet, nämlich beim Eintritt und beim Austritt der Strahlen aus P . Der Spalt s befindet sich in der Brennebene von O_1 .

Beleuchtet man s mit rotem bzw. violettem Licht, so wird in der Brennebene von O_2 ein abgelenktes rotes Bild r bzw. ein noch mehr abgelenktes violettes Bild v des Spaltes s erzeugt. Bei Beleuchtung von s mit weißem Licht erhält man ein ausgedehntes Spektrum als die Gesamtheit der Spaltbilder aller in diesem Lichte enthaltenen Strahlen. Wegen der endlichen Breite des Spaltes greifen diese einzelnen Spaltbilder übereinander. Das Spektrum ist daher um so reiner, je enger der Spalt ist. Zu spektralanalytischen und spektrometrischen Zwecken wird am Orte des Spektrums ein Fadenkreuz, für Strahlungsmessungen ein linearer Strahlungsmesser (Thermosäule, Bolometer), für photometrische Messungen ein Okularspalt angebracht, durch welchen ein eng begrenzter Spektralbezirk ausgeschnitten wird. Für photometrische Messungen tritt zu den üblichen Schwächungsmethoden noch die Vierordtsche Methode des verstellbaren Spaltes hinzu.

Im prismatischen Spektrum liegen die roten Strahlen dichter als die violetten zusammen, während im Beugungs- oder „Normalspektrum“ gleichweit voneinander entfernte Spektrallinien den gleichen Unterschied in den Wellenlängen besitzen.

A. Photometrischer Vergleich der verschiedenen einfachen Farben einer Lichtquelle.

2. Mittels der üblichen Photometer (s. „Photometer zur Messung von Lichtstärken“ und „Universalphotometer“) wird die Gesamtlichtstärke einer Lichtquelle, d. h. die Lichtstärke der Gesamtheit aller Lichtstrahlen bestimmt. In manchen Fällen ist es von Wichtigkeit auch zu wissen, in welchem Verhältnisse die Lichtstärken für die einzelnen Wellenlängen, z. B. die roten, gelben und blauen Strahlen ein und derselben Lichtquelle zueinander stehen.

Diese Aufgabe läuft darauf hinaus, den Spalt eines prismatischen Spektroskops mittels der Lichtquelle durch eine vor dem Spalt gesetzte durchscheinende Glasplatte (Mattglas, besser noch Milchglas) zu beleuchten und die Helligkeiten

der verschiedenen Teile des Spektrums zu vergleichen, mit anderen Worten: die Verteilung der Helligkeit in diesem Spektrum zu bestimmen.

Die für die verschiedenen Wellenlängen λ erhaltenen Helligkeitswerte hat man sodann wegen der veränderlichen Länge der einzelnen Spektralbezirke mittels eines für jedes λ besonders zu bestimmenden Faktors C_λ auf das Normalspektrum umzurechnen. Dieser Faktor wird meistens aus einer Kurve, in welcher die Minimalablenkungswinkel des Prismas als Funktionen der zugehörigen Wellenlängen aufgetragen sind, graphisch ermittelt. Wir wollen die so gewonnenen reduzierten Helligkeitswerte für die Wellenlängen λ und λ' mit h_λ und $h_{\lambda'}$, ferner die Flächenhellen des Spaltes für diese Wellenlängen mit e_λ und $e_{\lambda'}$, die entsprechenden Lichtstärken der Lichtquelle mit J_λ und $J_{\lambda'}$ bezeichnen. Falls die einzelnen Wellenlängen einerseits von den Teilen des Spektroskops, andererseits von der durchscheinenden Scheibe in demselben Maße durchgelassen werden, verhält sich $e_\lambda:e_{\lambda'} = h_\lambda:h_{\lambda'}$ und $J_\lambda:J_{\lambda'} = e_\lambda:e_{\lambda'}$, so daß auch $J_\lambda:J_{\lambda'} = h_\lambda:h_{\lambda'}$; andernfalls muß man die Selektivität in Rechnung ziehen.

Wenn man Flächenhellen anstatt Lichtstärken zu messen hat, stellt man die zu untersuchende Fläche ohne die durchscheinende Platte vor den Spalt.

Die Bestimmung der Helligkeitsverteilung im Spektrum ist sehr schwierig, da es sich um den Vergleich von sehr verschieden gefärbten Feldern handelt. Von den zu diesem Zwecke angegebenen Vorrichtungen sollen im folgenden als Beispiele nur einige angeführt werden, welche zur Bestimmung der „Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge“ (s. d.) benutzt wurden.

3. Langley (Fig. 2) bedient sich eines Spiegelspektroskops, d. h. eines Spektroskops, bei welchem das Fernrohrobjektiv O_2 (Fig. 1a und 1b) durch einen silbernen

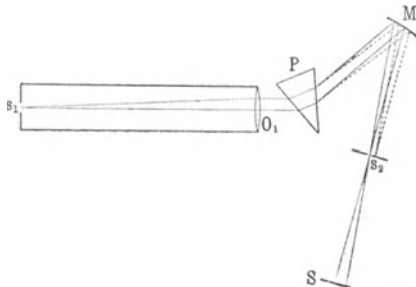


Fig. 2. Spiegelspektroskop von Langley.

Hohlspiegel M ersetzt ist. Dieser entwirft ein Sonnenspektrum in der Ebene des Spaltes s_2 . Durch Drehen von M kann s_2 mit den verschiedenen Spektralfarben beleuchtet werden. Das durch s_2 tretende homogene Licht fällt auf einen senkrecht zu seiner Ebene verschiebbaren Schirm S, auf dem als Sehzeichen Ziffern einer Logarithmentafel angebracht sind. Das auf S auffallende

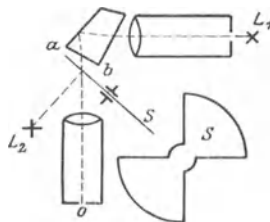


Fig. 3. Flimmeranordnung von Ives.

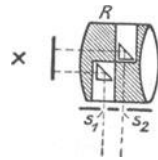


Fig. 4. Lummer-Pringsheim'sches Spektralflimmerphotometer.

Licht wird teils durch Verschieben von S, teils durch Regulierung der Spaltweite von s_1 , teils mittels eines vor s_1 rotierenden Sektors so lange verändert, bis die kleinen Ziffern eben erkennbar sind (also Seh-schärfenmethode). Die Helligkeit der Spektralregion wird der

Spaltweite von s_1 und der Öffnung des Sektors umgekehrt, dem Quadrat der Entfernung Ss_2 direkt proportional gesetzt.

4. Ives (Fig. 3) benutzt ein Spektroskop in Verbindung mit einer weißen rotierenden Sektorenscheibe S, die von einer konstanten Lampe L_2 beleuchtet wird. Der Beobachter blickt nach Maxwellscher Beobachtungsmethode (s. Nr. 8) durch die Öffnung o und akkommodiert auf die Fläche ab des Zerstreuungsprismas; er sieht dann abwechselnd diese Fläche und die Scheibe S und stellt durch Verschieben von L_1 oder L_2 auf Verschwinden des Flimmerns ein.

5. Das Lummer-Pringsheim'sche Spektralflimmerphotometer (Fig. 4), von Thürmel und Bender zur Bestimmung der Augenempfindlichkeit benutzt, ist ein Spektroskop mit zwei nebeneinander liegenden, in horizontaler Richtung etwas verschiebbaren Kollimatorspalten s_1 und s_2 , die durch dieselbe Lichtquelle mittels eines Milchglases und zweier Reflexionsprismen beleuchtet werden. Es entstehen zwei Spektren, welche in seitlicher Richtung gegeneinander verschoben sind, und zwar um so mehr, je größer die Entfernung der beiden Spalte voneinander ist. Von diesem Abstände hängt also der Unterschied in der Wellenlänge der beiden im Okularspalte zusammenfallenden Strahlen ab. Durch Veränderung der Spaltweiten wird auf gleiche Helligkeit dieser Strahlen mittels einer Flimmervorrichtung eingestellt. Der Flimmerprozeß wird durch eine horizontale vor den Spalten rotierende, mit entsprechenden Ausschnitten versehene Trommel R erzeugt. Bei einer bestimmten Entfernung der Spalte kann jede Farbe des einen Spektrums mit einer ganz bestimmten, nicht weit von der ersteren entfernten Farbe des anderen verglichen werden. Man vergleicht so Farbe I des einen Spektrums mit Farbe II des anderen, hierauf Farbe II des ersten mit Farbe III des zweiten und geht in dieser Weise etappenweise durch das ganze Spektrum hindurch. Eine Anordnung von Krüß gestattet die direkte Vergleichung beliebiger Farben.

B. Photometrischer Vergleich der gleichen einfachen Farben zweier Lichtquellen.

6. Da die eben besprochene Bestimmungsweise sehr ungenau ist, beschränkt man sich meistens darauf eine Normallampe zum Vergleich heranzuziehen und die roten, gelben ... Strahlen der zu untersuchenden Lichtquelle L und der Normallampe miteinander zu vergleichen. Kennt man für die Normallampe die Verteilung der Helligkeit im Normalspektrum, so kann man durch die eigentlichen spektralphotometrischen Vergleiche auch für L die Helligkeitsverteilung im Spektrum bestimmen. Auch noch bei vielen anderen physikalisch-photometrischen Aufgaben, z. B. bei Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsmessungen hat man die gleichfarbigen homogenen Teile zweier Lichtquellen zu vergleichen.

Das Spektralphotometer muß für diese Zwecke so eingerichtet sein, daß es von beiden Lichtquellen Spektren erzeugt, und zwar müssen die beiden Vergleichsspektren zur Erzielung möglichst günstiger photometrischer Vergleichsfelder entweder nebeneinander fallen (wie in Nr. 7) oder zusammenfallen, d. h. sich decken (wie in Nr. 8 und 9). Für diese Messungen kann das Auge durch jeden beliebigen objektiven Strahlungsmesser, wie Bolometer, Thermosäule, Alkalizelle ersetzt werden.

7. Vierordtsches Spektralphotometer. Vierordt ersetzt den einfachen Spalt in Fig. 1a und 1b durch einen Doppelspalt, bestehend aus zwei übereinander liegenden Teilen, von denen jeder zu meßbaren Breiten verstellbar ist. Man beleuchtet mit der einen der beiden zu vergleichenden Lichtquellen die eine Spalthälfte, mit der zweiten die andere und erhält so zwei *nebeneinanderliegende* Spektren derart, daß die Spektrallinien des einen Spektrums mit den gleichen Linien des anderen in scharfer Grenze aneinander stoßen. Der mittels einer Okularlupe auf den

Okularspalt blickende Beobachter stellt durch Änderung der Spaltbreiten auf gleiche Helligkeit der betreffenden Vergleichsfelder ein. Alsdann verhalten sich die Flächenhellen der beiden Spalte für diese Wellenlänge umgekehrt wie ihre Spaltbreiten.

8. Königsches Spektralphotometer. Das Photometer in der Neukonstruktion von Martens ist ein Spektroskop mit horizontaler brechender Kante des Zerstreungsprimas (Fig. 5 gibt einen

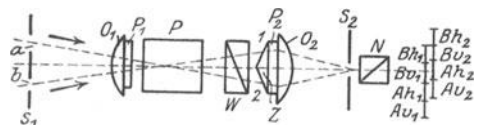


Fig. 5. Königsches Spektralphotometer.

schematischen Horizontalschnitt). Der Kollimatorspalt s_1 ist durch einen Steg in zwei Teile a und b geteilt. Zwischen dem Zerstreungsprisma P und dem Fernrohrobjektiv O_2P_2 sind das Wollastonsche Prisma W und das an P_2 ange kittete Zwillingssprisma Z , ferner zwischen Okularspalt s_2 und dem Auge der Nicol N eingeschaltet.

Ohne Z und W würde man von jedem der beiden Spalte a und b in der Spaltebene s_2 ein Spektrum (A und B) erhalten. Durch Einschaltung von Z und W werden dort je vier Spektren erzeugt. In der Figur sind sie bei C besonders, und zwar der Deutlichkeit wegen in zwei Ebenen gezeichnet; die mit h und v bezeichneten Spektren sind horizontal bzw. vertikal polarisiert, die mit 1 und 2 bezeichneten sind mittels der Hälfte 1 bzw. 2 des Zwillingssprismas Z entworfen. Nur das Licht der zentralen, sich deckenden, senkrecht zueinander polarisierten Bilder Bv_1 und Ah_2 wird vom Okularspalt s_2 durchgelassen. Mithin sieht das durch s_2 blickende Auge das Vergleichsfeld 1 mit homogenem Licht vom Spalt b , das Vergleichsfeld 2 mit Licht vom Spalte a beleuchtet. Durch Drehung des Nicols N wird auf gleiche Helligkeit der Felder 1 und 2 eingestellt. Muß man hierbei den Nicol aus der Dunkelstellung für das Feld 1 um den Winkel φ drehen, so findet man das Verhältnis e_a/e_b der Flächenhellen der Spalte a und b für die betreffende Wellenlänge aus

$$e_a/e_b = k \operatorname{tg}^2 \varphi$$

wo k eine von 1 nicht sehr verschiedene Konstante ist:

Bei diesem Photometer bringt man nach dem Vorgang von Maxwell das Auge möglichst nahe an den Ort des Spektrums (Ort des Bildes) und blickt auf das Zwillingssprisma. Hierdurch wird bewirkt, daß das Gesichtsfeld an allen Stellen in demselben monochromatischen Lichte leuchtend erscheint, welches durch die Pupille ins Auge gelangt. Das letztere ist bei denjenigen Spektralphotometern, bei denen man auf das Spektrum sieht, selbst bei sehr schmalen Okularspalt nicht der Fall.

Das Königsche Spektralphotometer zeichnet sich durch seine große Handlichkeit und bequeme Beobachtungsweise aus.

9. Spektralphotometer von Lummer und Brodhun (Fig. 6). Die Strahlen, welche von den Spalten s_1 und s_2 der aufeinander senkrecht stehenden Kollimatoren S_1 und S_2 ausgehen, werden mittels des Lummer-Brodhunschen Photometer-

würfels W in der Ebene des Okularspaltes o des Beobachtungsrohres F zu zwei zusammenfallenden Spektren vereinigt. Der Beobachter, welcher nach Maxwell'scher Methode durch o blickt und mittels des Objektivs von F als Lupe, nötigenfalls unter Benutzung einer Brille, auf die Hypothenusenfläche ab des Würfels W akkommodiert, sieht die reflektierenden Stellen von a b im homogenen Licht des Spaltes s_2 , die durchlässigen Stellen im Lichte des Spaltes s_1 . Die Einstellung geschieht durch Veränderung der Weiten der Kollimatorspalte oder besser noch durch einen rotierenden Sektor.

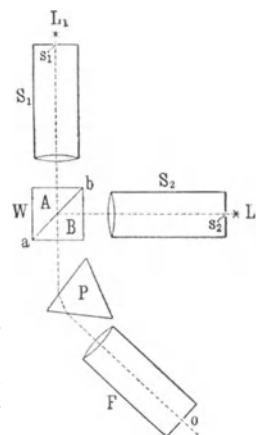


Fig. 6. Spektralphotometer von Lummer u. Brodhun.

Auf die vielfachen anderen Konstruktionen, insbesondere auf die das Lummer-Brodhunsche Prinzip benutzenden (z. B. die von Brace) kann hier aus Mangel an Raum nicht eingegangen werden. Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907.

Photometrie, objektive. (Photometrie mittels objektiver Strahlungsmesser.) 1. Für Lichtmessungen muß das Auge stets die höchste Instanz bleiben. Allerdings besitzt dasselbe gewisse Mängel, welche sich besonders bei der „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“ (s. d.) störend bemerkbar machen. Diese Mängel, sowie auch das Bedürfnis täglich gleichförmig wiederkehrende Lichtmessungen möglichst einfach zu gestalten, haben schon seit langem den Wunsch zeitigt, statt eines Photometers lichtempfindliche objektive Strahlungsmesser, unter Ausschaltung des Auges als eines subjektiven Meßorgans, zu Lichtmessungen zu benutzen. Als Strahlungsmesser kommen in Frage: 1. Photozelle (Alkali-Kupferoxydulzelle), 2. Thermoelement (Bolometer, Mikroradiometer), 3. photographische Platte, 4. Selenzelle.

Die auf dem photoelektrischen Effekt beruhende Alkalizelle (Kalium, Rubidium, Natrium) hat weitgehend in der objektiven Photometrie Verwendung gefunden, in neuerer Zeit in Verbindung mit Elektronenröhrenverstärker. Es ist gelungen, die Einstellungsträgheit stark herabzusetzen, jedoch ist es wegen der schwankenden Selektivität bei Zellen selbst gleichen Alkalimetalls nicht möglich, ein allgemein gültiges Filter für die Augenempfindlichkeit herzustellen. Man verwendet neuerdings zwei Zellen verschiedener Selektivität (Kalium, Rubidium) zur Bestimmung der Farbtemperatur elektrischer Glühlampen.

Das Bolometer findet Anwendung bei der Bestimmung der Gesamtstrahlung. Sehr wesentlich ist das Thermoelement verbessert worden. Es ist gelungen, Vakuumthermoelemente von 1μ Dicke technisch herzustellen und so die Einstellungsgeschwindigkeit auf 1–2 Sekunden zu vermindern, andererseits die Empfindlichkeit sehr stark zu erhöhen (10^{-6} Kal/sek = 100 Mikrovolt). Als empfindliche Meßinstrumente für Thermoströme

kommen das Zeißsche Schleifengalvanometer und das Moll'sche Drehspulgalvanometer in Frage (1 Skt. = 10^{-7} bis 10^{-8} Volt). Diese Instrumente haben einen kleinen inneren Widerstand (10 bis 20 Ω) und eine Einstellgeschwindigkeit von 1 bis 2 sek. Zur Herstellung der Augenempfindlichkeit sind allgemein gültige Filter angegeben. Schwierigkeit bereitet jedoch die Abschirmung des Ultrarot.

Bei der Verwendung der photographischen Platte als objektiven Strahlungsmessers ist besonders ihre Abhängigkeit von der Belichtungsdauer störend, ferner die verschiedene Empfindlichkeit der einzelnen Plattensorten. Man kann die photographische Platte nicht entbehren bei der Photometrie des ultravioletten Teils des Spektrums und bei der Bestimmung sehr kleiner Energiemengen im sichtbaren Gebiet. Im Zusammenhang hiermit steht auch die Verbesserung der zur Auswertung der photographischen Platten benutzten Anordnungen (registrierendes Mikrophotometer).

Die Selenzelle mit ihren Verbesserungen (Thalofidzelle) findet nur beschränkte Verwendung.

2. Wenn die beiden zu vergleichenden Lichtquellen im sichtbaren Gebiet genau (oder doch sehr nahezu) die gleiche spektrale Zusammensetzung besitzen, also genau (oder doch sehr nahezu) *gleich gefärbt* sind, kommt man zum gleichen Ergebnis, gleichviel ob man mittels des Auges, also unter Benutzung eines Photometers, oder mittels eines beliebigen objektiven Strahlungsmessers mißt; hierbei ist nur erforderlich, daß vor den Strahlungsmesser ein die unsichtbaren Strahlen (bei Thermoelementen besonders das Ultrarot) absorbierendes Mittel (z. B. ein geeignetes farbloses Glas oder ein mit Wasser gefülltes Glasgefäß, besser noch eine Ferroammoniumsulfat- oder Kupferchloridlösung) gesetzt wird.

Wird die Anordnung z. B. so getroffen, daß die beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L_2 den Strahlungsmesser von demselben Orte aus, also in den gleichen Entfernungen r_1 und r_2 nacheinander bestrahlen, so ist das Verhältnis der Lichtstärken J_2 und J_1 , wie man sie mittels eines Photometers mißt, gleich dem Verhältnis der von L_2 und L_1 auf den Strahlungsmesser ausgestrahlten Energieströme G_2 und G_1 , mithin auch gleich dem Verhältnis der Ausschläge α_2 und α_1 des in den Kreis des Strahlungsmessers geschalteten Galvanometers; (s. Gleichung 1 in „Photometrische Gesetze und Formeln“, ferner Gleichung 4c in „Energetisch-photometrische Beziehungen“). Es ist also

$$J_2 : J_1 = \alpha_2 : \alpha_1.$$

Sind die Abstände r_2 und r_1 verschieden, treten $r_2^2 \alpha_2$ und $r_1^2 \alpha_1$ an die Stelle von α_2 und α_1 .

Spiller bestimmte nach dieser Methode mittels eines Moll-Burgerschen Vakuumthermoelementes und eines Schleifengalvanometers von Zeiss die Lichtverteilungskurven von Glühlampen und fand gegenüber der subjektiven Methode Unterschiede von höchstens 1%.

3. Für den Vergleich *verschiedenfarbiger* Lichtquellen versagt die energetische Methode in der angegebenen einfachen Form; ja man hielt früher die objektive Photometrie solcher Lichtquellen für unmöglich. Glücklicherweise ist dies nicht der Fall. Wie wir unter dem Stichwort „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 1 sehen, verhält sich das Auge so, als ob sich vor der Netzhaut eine

farbige Schicht befände, welche alle nicht sichtbaren Wellenlängen verschluckt und von jeder sichtbaren Wellenlänge λ einen Bruchteil, welcher der Zapfenempfindlichkeit für diese Wellenlänge gleich (oder doch proportional) ist, durchläßt.

Wenn man zwischen Lichtquelle und Strahlungsmesser eine Vorrichtung einschaltet, welche eine dieser hypothetischen Schicht vor der Netzhaut entsprechende Schwächung bewirkt, so ist die Lichtstärke wieder dem auf den Strahlungsmesser ausgestrahlten Energiestrom proportional; (s. Gleichung 1 in „Photometrische Gesetze und Formeln“, ferner Gleichung 4b in „Energetisch-photometrische Beziehungen“). Bei Benutzung der in Nr. 2 angegebenen Versuchsanordnung ergibt sich wieder dieselbe Proportion wie dort.

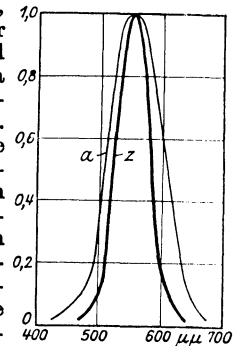
Strache (1911) empfiehlt zu diesem Zwecke das Licht der beiden nacheinander zu vergleichenden Lampen mittels eines Spektrometers spektral zu zerlegen, am Orte des Spektrums eine Blende anzubringen, deren Öffnung für jede Wellenlänge der Augenempfindlichkeit für diese Wellenlänge proportional ist, und die Strahlen mittels einer Zylinderlinse auf einer Thermosäule wieder zu vereinigen.

Féry (1908) schaltet als erster ein der hypothetischen Netzhautschicht nachgebildetes Flüssigkeitsfilter, und zwar eine Lösung von Kupferazetat von bestimmter Konzentration und Dicke in den Strahlengang ein. Weitere Messungen nach dieser Methode sind seit 1913 z. B. von Buisson und Fabry, Houston, Karrer, Conrad und insbesondere von Ives ausgeführt worden. Der letztere empfiehlt eine Flüssigkeit, die aus 60 g Kupferchlorid, 14 g Kobaltammoniumsulfat, 1,9 g Kaliumchromat, 18 ccm Salpetersäure (1,05) und Wasser auf 1 l besteht. Die Durchlässigkeitskurve dieser Flüssigkeit für die verschiedenen Wellenlängen soll sich sehr gut den Augenempfindlichkeitskurven von Ives und Nutting anschmiegen.

Wegen des starken Lichtverlustes durch diese Filter muß man sehr empfindliche Strahlungsmesser und Galvanometer anwenden.

Voege benutzt als Strahlungsmesser eine Kaliumzelle. Da deren Empfindlichkeitskurve sehr stark von der des menschlichen Auges abweicht (Maximum im Blauviolett bei der Wellenlänge $\lambda = 430 \text{ m}\mu$ gegen $555 \text{ m}\mu$ beim Auge),

schaltet er noch ein Filter ein, das diesen Unterschied so ausgleicht, daß die Maxima beider Kurven zusammenfallen (s. nebenstehende Fig.). Als Filter wurde zuerst eine Lösung von Kaliumbichromat und Eosin, später ein bestimmtes Gelatinfiter verwendet. Streng genommen kann man wegen des verschiedenen Verlaufs der Empfindlichkeitskurven von Auge und von Zelle + Filter genauere Messungen nur mit nahezu gleichgefärbten Lichtquellen machen. Deshalb empfiehlt Voege die Anwendung der Zelle auch nur für relative Messungen, z. B. zur Feststellung der räumlichen Lichtverteilung, der Änderung der Lichtstärke mit der Zeit, mit der Spannung.



Empfindlichkeit:
a Auge, z Kaliumzelle.

Auch die Voegesche Anordnung beansprucht wegen der sehr geringen Durchlässigkeit der Filter sehr empfindliche Galvanometer. *Liebenthal*. Näheres zu 2 s. Spiller, Objektive Messung der Lichtverteilung von Glühlampen, Zschr. f. techn. Phys. 1927, S. 15.

Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen.

A. Schwierigkeiten der Messung. Wie wir unter dem Stichwort „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, Nr. 1, sehen, können wir auf etwa 1% genau beurteilen, wann zwei *gleichfarbige* oder nahezu gleichfarbige, mit scharfen Grenzen aneinander stoßende Felder dem Auge gleich hell erscheinen.

Die Genauigkeit wird um so kleiner, je weiter die Felder *in der Färbung voneinander abweichen*. Einem ungeübten Beobachter, scheint bei beträchtlichen Farbenunterschieden ein Vergleich anfänglich unmöglich zu sein. Es zeigt sich jedoch, daß man bei hinreichender Übung im Mittel stets nahezu dieselbe Einstellung macht.

Dazu kommt, daß bei größeren Unterschieden in der Färbung selbst Farbentüchtige Abweichungen in der Farbenempfindung zeigen. Man ist deshalb dann gezwungen eine Art von Majoritätsbeschluß dadurch herbeizuführen, daß man eine größere Anzahl von Beobachtern mit normalem Farbensinn zum Vergleich heranzieht und aus den Messungen das Mittel nimmt.

Als eine Hauptschwierigkeit für die Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen galt früher das Bestehen des Purkinjeschen Phänomens. Dasselbe besteht in folgendem. Es sollen zwei Flächen (Felder) aus weißem Material (z. B. Gips) von nicht zu geringer Ausdehnung, von denen das eine durch eine blaue, das andere durch eine rote Lichtquelle beleuchtet wird, bei sehr geringer Helligkeit gleich hell erscheinen. Wenn wir die Abstände der Lichtquellen von den Feldern und damit auch die auf die Felder auffallenden Strahlungen (Energieströme) in demselben Verhältnis vergrößern oder verkleinern, so erscheint bei vergrößerter Bestrahlung, also bei vergrößerter Helligkeit, das mit rotem Licht beleuchtete Feld, bei vermindertem das mit blauem Licht beleuchtete Feld heller. Würde diese Erscheinung bei allen Helligkeitsgraden auftreten, so würde eine Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen unmöglich sein. Glücklicherweise besteht die Erscheinung, wie zuerst Brodhun (1887) gezeigt hat, nicht mehr, sobald die Helligkeit einen gewissen Betrag überschritten hat, d. h. zwei an dieser Grenze gleich hell erscheinende Felder bleiben gleich hell, wenn man die Beleuchtung desselben in dem gleichen Maße vergrößert.

Das Purkinjesche Phänomen tritt nach Lépinay und Nicati (1884) überhaupt nicht auf, wenn die Vergleichsfelder so klein sind, daß sie unter einem Gesichtswinkel von höchstens 45' erscheinen. Das Vergleichen so kleiner Felder ist aber aus verschiedenen Gründen nicht zu empfehlen.

Erklärung des Purkinjeschen Phänomens s. „Farbentheorie von Kries“.

Zur Verminderung der Schwierigkeiten beim Photometrieren hat man die folgenden Methoden und Apparate ersonnen.

B. Hilfsmittel zur Erleichterung der Einstellungen.

1. Anwendung von farbigen Mitteln. a) In der Reichsanstalt schaltet man für die technischen Prüfungen zwischen dem Photometerschirm und dem

rötlichen Gebrauchsnormale je nach Bedarf eine mehr oder minder bläuliche Glasplatte ein, welche das Licht des Normals so färbt, daß es mit dem der zu messenden Lampe übereinstimmt. Natürlich muß man hierbei die durch die farbigen Gläser verursachte Lichtschwächung, oder genauer ausgedrückt: das *photometrische Durchlässigkeitsvermögen* des Glases (s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“, Nr. 1) für das Licht des Gebrauchsnormals bestimmen; dies braucht jedoch nur einmal oder doch nur in größeren Zeitabständen zu geschehen. In der Reichsanstalt bestimmt man diese Größe *experimentell* und zieht zu dem hierbei erforderlichen Vergleich verschieden gefärbter Vergleichsfelder eine Reihe von Beobachtern mit normaler Farbenempfindung und gut ausgeruhtem Auge hinzu; dieser Vergleich wird nach der nachstehenden direkten Methode CI bzw. III ausgeführt. Pirani *berechnet* das Durchlässigkeitsvermögen aus Messungen, die mittels des Königschen Spektralphotometers vorgenommen waren, also aus Messungen bei gleichen Farben (siehe „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 4); der Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung betrug selbst bei großen Farbenunterschieden höchstens 5%.

b) Methode von Crova (1881). Man blickt durch eine bestimmte Flüssigkeit hindurch, welche nur einen engbegrenzten Strahlenbezirk in der Nähe der Wellenlänge $\lambda = 582 \mu\mu$ hindurchläßt auf die beiden Vergleichsfelder, so daß diese in derselben Farbe erscheinen. Crova hatte nämlich aus spektralphotometrischen Messungen gefunden, daß sich die Gesamtlichtstärken von Sonne und Carcel wie die Lichtstärken bei der Wellenlänge $582 \mu\mu$ verhalten. Diese Strahlenart gilt also streng genommen nur für den Vergleich zwischen Sonne und Carcel. (Dow [1907] schlägt gelbe Photometerschirme vor, welche nur Strahlen in der Nähe von $582 \mu\mu$ reflektieren.)

Pirani (1915) empfiehlt für den Vergleich von Temperaturstrahlern, durch ein gelbgrünes Filter zu sehen, welches die Strahlen zwischen 490 und $640 \mu\mu$ mit einem Maximum bei der Wellenlänge $555 \mu\mu$, also der auf das Auge wirksamsten Wellenlänge, durchläßt. Nach dieser Methode, zu welcher Pirani auf Grund gleicher Überlegungen wie die unter Nr. 4 in „Energetisch-photometrische Beziehungen“ besprochenen geführt wurde, lassen sich nach Pirani eine gewöhnliche Metallfadenslampe und eine Halbwattlampe ohne Schwierigkeit auf 1–2% genau vergleichen.

c) Lépinay und Nicati (1883) machen nacheinander zwei Messungen in gleichfarbigem Licht, indem sie erstens durch eine bestimmte grüne, zweitens durch eine bestimmte rote Flüssigkeit hindurchblicken. Sind Gr und Ro die so gefundenen Lichtstärkenverhältnisse, so ergibt sich nach ihren Messungen das Verhältnis J der Gesamtlichtstärken aus

$$J = \frac{Ro}{1 + 0,208(1 - Gr/Ro)}$$

Diese Gleichung soll für alle Lichtquellen, bei welchen Kohlenstoff leuchtet, gültig sein; sie ist jedoch nur annäherungsweise richtig.

2. Änderung der Spannung der Normallampe. Middlekauff und Skogland (1914) benutzen für die Messung von Kohlenfadenslampen und Lampen ähnlicher rötlicher Lichtfärbung als Normallampen gewöhnliche Metallfadenslampen, welche sie durch Verminderung der Spannung auf Farbgleichheit mit der zu messenden Lampe einstellen. Die für die verminderte Spannung gültige Lichtstärke berechnen sie aus dem für die normale Spannung gemessenen Werte mittels der Formel $y = Ax^2 + Bx + C$, wo y der Log. der Lichtstärke, x der Log. der Spannung, A, B und C durch direkte Vergleiche (s. nachstehende Methoden C) von ihnen bestimmte Konstante sind.

3. Kompensationsmethode. Man beleuchtet das eine Photometerfeld durch die zu messende stärkere Lichtquelle, das andere durch die Normallampe und einen berechenbaren Bruchteil des Lichtes der ersten Lichtquelle. Das zweite Feld erhält dadurch eine Färbung, welche der des ersteren näher kommt. Ein Hauptübelstand dieser Methode ist, daß infolge der Lichtmischung die Empfindlichkeit des Auges gegen Helligkeitsunterschiede noch weniger als beim Bunsenschen Photometer ausgenutzt wird. Dieses Prinzip ist von Wybauw (1885) aufgestellt und von Krüb, Groß u. a. verwendet worden.

4. Stufenmethode. Man benutzt eine Reihe von Lichtquellen, die in Stufen von der einen Farbe zu der anderen führen.

C. Direkte Methoden (I, II, III, IV).

I. Methode gleicher Helligkeit (Lummer und Brodhun). Für gleichfarbige Lichtquellen

verschwindet bei dem Gleichheitsphotometer von Lummer und Brodhun der Rand des elliptischen Fleckes, beim Kontrastphotometer die Trennungslinie in der Mitte des Gesichtsfeldes vollkommen. Bei ungleichfarbigen Lichtquellen verschwindet auch bei diesen Photometern die Grenze natürlich nicht, wohl aber wird sie für einen gewissen Abstand der Lichtquellen vom Photometerschirm möglichst undeutlich. Dieses Undeutlichwerden der Grenze wird als Kriterium gleicher Helligkeit angesehen. Bei nicht zu großen Farbenunterschieden läßt sich auch noch das Kontrastprinzip verwerten.

Ähnlich ist die Methode von Brücke (1890), bei welcher ebenfalls auf Undeutlichwerden der Grenze zwischen den aufeinander folgenden Vergleichsfeldern, und zwar bei größtem Netzhautbilde, eingestellt wird.

II. Sehschärfenmethode. Unter der Sehschärfe versteht man die Fähigkeit der Netzhaut, kleine Gesichtsbilder erkennen zu können. Die Sehschärfe wird durch den reziproken Wert des Winkels gemessen, unter welchem man einen bestimmten Gegenstand (Sehzeichen) sehen muß, um seine Form eben deutlich erkennen zu können. Die Sehschärfe nimmt — ebenso wie die Augenempfindlichkeit gegen Helligkeitsunterschiede — wenn man von einer geringen Helligkeit ausgeht, zuerst ziemlich schnell, dann immer langsamer zu, wird für einen großen Helligkeitsbereich konstant und nimmt erst bei blendender Helligkeit wieder ab. Um möglichst empfindliche Einstellungen zu machen, muß man also bei geringer Helligkeit arbeiten. Alsdann stellt sich aber das Purkinjische Phänomen ein; außerdem ist auch dann noch die Unsicherheit so groß, daß man das Mittel aus einer großen Reihe von Einstellungen nehmen muß, um einen einigermaßen zuverlässigen Wert zu erhalten.

W. v. Siemens (1877) war wohl der erste, der für den Vergleich verschieden gefärbter Lichtquellen die Einstellung auf gleiche Sehschärfe empfahl. Die Sehschärfenmethode wurde z. B. von Lépinay und Nicati, Langley (s. „Photometrie im Spektrum“, A), L. Weber (1833) verwertet. Weber bedient sich hierbei seines Milchglasphotometers (s. „Universalphotometer“) und benutzt als Sehzeichen Zeichnungen, die aus ringförmig schraffierten Feldern abnehmender Feinheit bestehen und auf Milchglasplatten in geeigneter Weise photographiert sind.

Da die Einstellung auf gleiche Sehschärfe sehr unsicher ist, empfiehlt Weber für praktische Lichtmessungen ein Verfahren, welches die Bestimmung nach der Sehschärfenmethode umgeht und sich an das Verfahren von Lépinay und Nicati anlehnt. Er macht nämlich einmal eine Messung mit vorgeschlagenem rotem, ein anderes Mal mit vorgeschlagenem grünem Glase. Die so gefundenen Lichtstärkenverhältnisse seien wieder R_o und G_r . Dann bestimmt er den Quotienten Gr/R_o , entnimmt einer Tabelle den zu diesem Quotienten gehörenden Wert k und berechnet J nach der Formel $J = k R_o$.

Die Tabelle ist von Weber nach der Methode der gleichen Sehschärfe bestimmt.

III. Flimmermethode. Prinzip der Methode. Wenn ein Photometerschirm in verhältnismäßig langsamem Wechsel durch zwei gleichfarbige Lichtquellen verschieden stark beleuchtet wird, hat ein auf den Schirm blickender Beobachter das unangenehme Gefühl des Flimmerns. Das Flimmern kann man zum Verschwinden bringen, wenn man die Geschwindigkeit des Wechsels entsprechend (bis zur Verschmelzung der ungleichen Helligkeitsempfindungen) erhöht oder auch dadurch, daß man durch ein optisches Verfahren die Helligkeiten einander gleich macht. Man kann im letzteren Falle also umgekehrt aus dem Aufhören des Flimmerns auf Gleichheit der Helligkeiten schließen. Auch beim Vergleich verschieden gefärbter Lichtquellen kann man ein Aufhören des Flimmerns durch Änderung der Beleuchtung bewirken. Rood nimmt nun auch in diesem Falle das Verschwinden des Flimmerns als Kriterium gleicher Helligkeit an.

Flimmerphotometer von Rood (1899). Zwischen dem Beobachtungsrohr F (Fig. 1) und dem Gipskeil p , der von den beiden zu vergleichenden

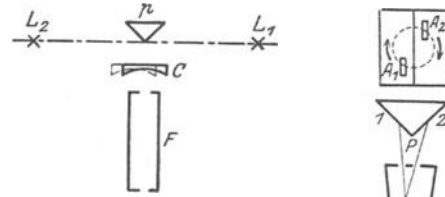


Fig. 1. Flimmerphotometer von Rood.

Lichtquellen L_1 und L_2 beleuchtet wird, ist eine plankonkave Zylinderlinse C eingeschaltet, welche parallel zur Bankachse L_1L_2 schwingt und das von beiden Schirmseiten diffus reflektierte Licht abwechselnd ins Beobachtungsrohr wirft.

Flimmerphotometer von Bechstein (1906). Wie Fig. 2 zeigt, sind zwischen dem Gipskeil p (mit den Seitenflächen 1 und 2) und der Okularöffnung A zwei Linsen C und C' sowie eine Keilkombination Kk eingeschaltet, welche mit C' fest verbunden ist und um die Achse des Beobachtungsrohres in schnelle Rotation versetzt wird. Mittels Kk , C und C' werden zwei gleichweit abgelenkte, diametral gegenüberliegende Bilder A_1 und A_2 der Öffnung A auf dem Gipsschirm erzeugt. Bei der Rotation beschreiben diese Bilder kreisartige Bahnen auf dem Gipsschirm (s. oberen Teil von Fig. 2), so daß jedes der beiden Bilder abwechselnd auf 1 und 2 liegt. Der durch A blickende und mittels C auf Kk akkommodierende Beobachter sieht also während einer halben Umdrehung von Kk , C' den kreisförmigen Teil k des Gesichtsfeldes im Lichte von 1, den ringförmigen Teil K im Lichte von 2, während der zweiten Hälfte der Umdrehung den Kreis im Lichte von 2, den Ring im Lichte von 1 leuchten. Es werden also zwei nebeneinander liegende Flimmererscheinungen eingeführt.

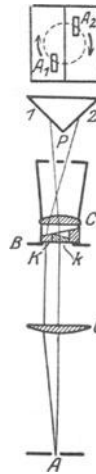


Fig. 2. Flimmerphotometer von Bechstein.

Flimmerphotometer von Krüß (1904). Die von L_1 und L_2 kommenden Strahlen (Fig. 3) werden

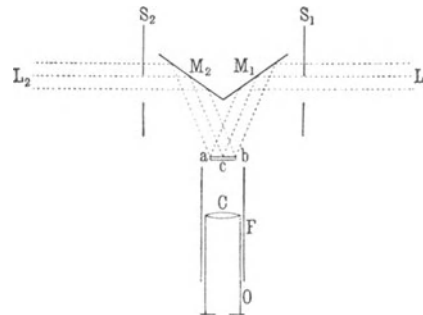


Fig. 3. Flimmerphotometer von Krüß.

mittels der Spiegel M_1 und M_2 auf die Mattglasplatte ab geworfen, auf welche der Beobachter mit der Lupe C blickt. Vor den beiden Licht-einströmungsöffnungen befinden sich die auf einer gemeinsamen Drehungsachse sitzenden mit sektorenförmigen Ausschnitten versehenen Scheiben

S₁ und S₂. Die Ausschnitte sind so angeordnet, daß *ab* abwechselnd von L₁ und L₂ beleuchtet wird.

Wegen der Flimmeranordnungen von Ives, Lummer und Pringsheim zur Photometrierung

reiner Spektralfarben s. „Photometrie im Spektrum“, A, Nr. 4 und 5.

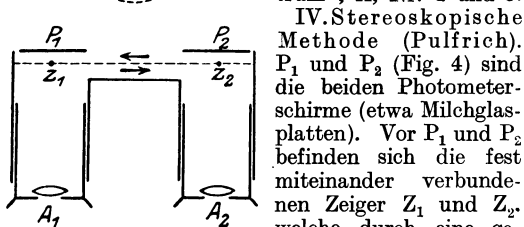


Fig. 4. Zur Erläuterung der stereoskopischen Methode.

IV. Stereoskopische Methode (Pulfrich). P₁ und P₂ (Fig. 4) sind die beiden Photometerschirme (etwa Milchglasplatten). Vor P₁ und P₂ befinden sich die fest miteinander verbundenen Zeiger Z₁ und Z₂, welche durch eine geeignete Vorrichtung in eine schnelle oszillierende geradlinige Bewegung versetzt werden können; die Geschwindigkeiten von Z₁ und Z₂ sind also an den beiden Enden gleich 0 und in der Mitte am größten. Dem durch die Okulare A₁ und A₂, also zweiäugig blickenden Beobachter erscheinen die Zeiger Z₁ und Z₂ als ein einziger Zeiger Z im Raume. Diesen Zeiger sieht man bei ganz langsamer Bewegung von Z₁ und Z₂ ebenfalls eine geradlinige Bahn (b₁ b₂), bei hinreichender schneller Oszillation dagegen im allgemeinen eine rechts oder links gerichtete elliptische Bahn, deren eine Achse b₁b₂ ist, beschreiben. Durch Änderung der Beleuchtung auf P₁ oder P₂ kann man erreichen, daß die elliptische Bahn in die geradlinige b₁b₂ übergeht. Diese geradlinige Bewegung sieht Pulfrich als Kriterium gleicher Helligkeit an. Die Genauigkeit ist unabhängig vom Färbungsunterschiede der Photometerschirme und wird auf etwa 2% geschätzt. Die Versuche darüber sind noch nicht abgeschlossen.

Die hier zugrunde liegende Erscheinung wurde bei Messungen mit dem Stereokomparator beobachtet und von Pulfrich und Fertsch, (siehe z. B. Zschr. f. Instrk. 1927, S. 563) dadurch erklärt, daß das Apperzeptionsvermögen des Auges für schnell aufeinanderfolgende Ortsveränderungen mit abnehmender Helligkeit des Hintergrundes (P₁ und P₂) abnimmt. Beispielsweise sei das Feld P₁ dunkler als P₂. Sind die Zeiger Z₁ und Z₂ auf ihrer Wanderung vom linken zum rechten Ende in einem bestimmten Moment an gewisse Stellen s₁ und s₂ (in der Figur nicht angegeben) gekommen, so sieht das rechte Auge den Zeiger Z₂ ein wenig links von s₂, das linke Auge Z₁ etwas mehr links von s₁; der stereoskopische Eindruck ist demnach so, als ob sich Z hinter b₁b₂ befände. Während Z₁ und Z₂ vom rechten Ende zum linken Ende schwingen, scheint sich Z vor b₁b₂ zu bewegen. Im ganzen beschreibt Z also, b₁ als Ausgangspunkt angesehen, eine rechtsgerichtete Bahn. Ist umgekehrt P₂ heller als P₁, so ist die Bahn eine links gerichtete.

D. Vergleich der 4 direkten Methoden I, II, III und IV. Es unterliegt keinem Zweifel, daß sich die Sehschärfenmethode (II) und die stereoskopische Methode (IV) mit der Helligkeits- und Flimmermethode (I und III) in bezug auf Genauigkeit und Schnelligkeit der Einstellungen nicht zu messen vermag.

Die Frage, ob man I oder III (bei größeren Farbenunterschieden) den Vorzug geben soll, ist heute wohl zugunsten von III entschieden. Bei

Farbengleichheit geben beide Methoden dieselben Werte. Bei Farbenunterschieden erhält man für die bläulichere Lichtquelle (höhere „Farbtemperatur“, s. d.) nach der Flimmermethode kleinere Werte als nach der Gleichheitsmethode. So fand Dziobek in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beim Vergleich einer Kohlefadenlampe (Farbtemperatur etwa 2080°) mit einer Vakuum-Metallfadenlampe (Farbtemperatur etwa 2380°) bzw. einer Tageslichtlampe (gasgefüllte Lampe mit blauer Glashülle, Farbtemperatur etwa 4500°) mit dem Bechsteinschen Flimmerphotometer 3% bzw. rund 9% kleinere Werte als mit dem Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer. Dabei ergab sich, daß die Abweichungen der einzelnen Beobachter vom Mittelwert bei beiden Photometerarten im gleichen Sinne erfolgen, aber beim Flimmerphotometer nur etwa halb so groß sind wie beim Kontrastphotometer. Ferner erwies sich die *Einstellungsgenauigkeit* mit dem Bechsteinschen Flimmerphotometer, mochte Farbengleichheit oder Farbenunterschied herrschen, als nahezu gleich und zwar als eine *recht große*; denn der mittlere Fehler des Resultats aus 10 Einstellungen beträgt etwa 0,4%, während er beim Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer bei völliger Farbengleichheit 0,12% beträgt.

Liebenthal. Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometrie. Braunschweig. Vieweg & Sohn, 1907; ferner Dziobek, Allgemeine Photometrie, im Handbuch der Physikalischen Optik. Bd. I. Leipzig, Johann Ambrosius Barth 1926.

Photometrische Gesetze und Formeln. 1. Allgemeine Grundgesetze: a) Eine in einem homogenen, nicht absorbierenden Mittel befindliche beliebige Lichtquelle strahlt durch jede beliebige die Lichtquelle vollständig umschließende Fläche den gleichen Lichtstrom.

b) Ein im gleichen Mittel befindlicher leuchtender Punkt L strahlt durch jeden beliebigen Querschnitt eines räumlichen Winkels, dessen Scheitel er ist, den gleichen Lichtstrom.

Es sei nun ω ein unendlich kleiner räumlicher Winkel, Φ der in diesen ausgestrahlte Lichtstrom. Alsdann versteht man unter der *Lichtstärke* J des Punktes L in Richtung der Achse von ω das Verhältnis

$$(1) \quad J = \Phi / \omega.$$

Daraus folgt umgekehrt die Beziehung

$$(2) \quad \Phi = J \omega$$

Es sei ferner s ein Querschnitt von ω , r der Abstand zwischen L und s, i der Winkel, den die Richtung sL mit dem Lot auf s bildet (Einfallswinkel); dann ist nach Gleichung 2) im Abschnitt „Raumwinkel“

$$\omega = s \cos i / r^2.$$

Setzen wir dies in Gleichung 2) ein, so gelangen wir zu folgendem Satze.

2. Lamberts Grundgesetz (Entfernungs- und cos i-Gesetz). Der von einem Punkt L einem in der Entfernung r befindlichen Flächenelement s unter dem Einfallswinkel i zugesandte Lichtstrom ist

$$(3) \quad \Phi = J s \cos i / r^2.$$

Die durch Φ auf s erzeugte Beleuchtung ist gemäß der Definition Nr. 3 in „Photometrische Größen und Einheiten“

$$(4) \quad E = J \cos i / r^2$$

Φ und E sind demnach *cos i* direkt, *r*² umgekehrt proportional.

Die Gleichungen 3) und 4) gelten auch für ausgedehnte Lichtquellen bei hinreichend großen Abständen r; die r sind hierbei von dem inmitten der Lichtquelle liegenden äquivalenten Punkte, der als Lampenmitte oder Lichtquellpunkt oder photometrischer Schwerpunkt bezeichnet wird, zu

zählen. Mit anderen Worten: Ausgedehnte Lichtquellen lassen sich in ihrer Wirkung auf hinreichend weit entfernte Flächen durch einen leuchtenden Punkt ersetzen.

3. Lichtstärke einer Fläche unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ . Mittels Gleichung 5) in „Photometrische Größen und Einheiten“ definierten wir die Flächenhelle einer Fläche σ unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ als

$$(5) \quad e = J_{\epsilon} / \sigma \cos \epsilon,$$

wo J_{ϵ} die Lichtstärke der Fläche unter ϵ ist, so daß umgekehrt

$$(5a) \quad J_{\epsilon} = e \sigma \cos \epsilon.$$

Durch Einsetzen von Gleichung 5a) in Gleichung 3) erhalten wir folgenden grundlegenden Satz.

4. Lamberts zusammengesetztes Grundgesetz. Der Lichtstrom Φ , welchen ein leuchtendes Flächenelement σ unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ auf ein in der Entfernung r befindliches Flächenelement s aussendet, ist

$$(6) \quad \Phi = e \sigma s \cos \epsilon \cdot \cos i / r^2$$

wo i wieder der Einfallswinkel auf s ist.

Mithin ist die durch Φ auf s erzeugte Beleuchtung

$$(7) \quad E = e \sigma \cos \epsilon \cdot \cos i / r^2.$$

Lambert hatte hierbei aus gewissen Gründen, über die wir hier unter Nr. 6 und 7 sprechen werden, angenommen, daß e unter allen Ausstrahlungswinkeln ϵ konstant sei.

Nun ist nach Gleichung 2) im Abschnitt „Raumwinkel“, wenn wir dort s und i durch σ und ϵ ersetzen

$$\Omega = \sigma \cos \epsilon / r^2,$$

wenn Ω der Raumwinkel ist, unter dem σ von s aus erscheint; demnach geht Gleichung 7) über in

$$(7a) \quad E = e \Omega \cos i.$$

Die Größe $\Omega \cos i$ wird als *reduzierter Raumwinkel* bezeichnet.

In der praktischen Photometrie wird Φ in Lumen, J in Kerzen (Hefnerkerzen, HK), E in Lux, r in m, s in m^2 , σ in cm^2 , demnach e in HK/cm^2 gemessen (s. „Photometrische Größen und Einheiten“).

5. *Helligkeit einer kleinen Fläche.* Das Auge entwirft wie eine Camera obscura von einer Fläche σ (Fig. 1) ein umgekehrtes verkleinertes Bild σ' auf der Netzhaut.

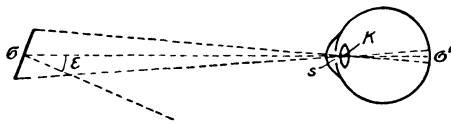


Fig. 1. Zur Definition der Helligkeit.

Unter der Helligkeit h der kleinen gleichmäßig leuchtenden Fläche σ verstehen wir nun das Verhältnis des von σ auf die Pupille s gestrahlten und weiter auf das Netzhautbild geleiteten Lichtstromes Φ zu der Größe σ' dieses Bildes, also die Beleuchtung der Netzhaut am Orte des Bildes:

$$(8) \quad h = \Phi / \sigma'.$$

Es sei K der Knotenpunkt des Auges, und es bedeute e die Flächenhelle von σ unter dem für die Visierrichtung σK geltenden Ausstrahlungswinkel ϵ , r den hinreichend großen Abstand σs (nahezu gleich σK), r' den konstanten Abstand $K \sigma'$ zwischen Knotenpunkt und Netzhaut; dann ist nach Gleichung 6)

$$\Phi = e \sigma s \cos \epsilon / r^2,$$

da sich beim direkten Sehen die Pupille nahezu senkrecht zu r stellt, also $i = 0$ ist. Nun sind σ und σ' Querschnitte von Scheitelraumwinkeln, deren Spitze in K liegt, so daß $\sigma \cos \epsilon / r^2 = \sigma' / r'^2$;

$$\text{mithin } \Phi = e s \sigma' / r'^2,$$

demnach gemäß Gleichung 8)

$$h = e s / r'^2$$

und wenn wir den nur durch die Abmessungen des Auges bedingten Faktor

$$s / r'^2 = \kappa$$

setzen

$$(9) \quad h = \kappa e.$$

Die *Helligkeit* h des kleinen Flächenstückes σ ist also *unabhängig von seiner Entfernung* vom Auge und *proportional der Flächenhelle* e in der Visierrichtung.

Der Proportionalitätsfaktor κ werde als Helligkeitskoeffizient bezeichnet.

6. Lamberts Gesetz für Selbstleuchter ($\cos \epsilon$ -Gesetz).

Die Sonne sowie jede glühende Kugel erscheint dem Auge als eine gleichmäßig leuchtende Scheibe; d. h. jedes Flächenelement σ solcher Körper erscheint in allen Richtungen merklich gleichmäßig hell. Aus dieser Beobachtung schließt Lambert gemäß Gleichung 9):

Jedes Flächenelement σ eines glühenden Körpers leuchtet nach allen Richtungen mit der *gleichen Flächenhelle*, wofür wir nach Gleichung 5a) auch sagen können:

Jedes Flächenelement eines glühenden Körpers leuchtet unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ mit einer *cos ϵ proportionalen Lichtstärke*.

Das $\cos \epsilon$ -Gesetz ist experimentell und theoretisch mehrfach geprüft worden und im allgemeinen bestätigt gefunden.

7. Lamberts Gesetz für nicht selbstleuchtende, diffus reflektierende Körper ($\cos \epsilon \cdot \cos i$ -Gesetz).

Lambert geht von der allerdings nur rohen Beobachtung aus, daß eine von der Sonne beschienene mattweiße Wand merklich gleich hell erscheint, in welcher Richtung und Entfernung man sie auch betrachten mag.

Er schließt hieraus, daß auch jedes Flächenelement σ eines beleuchteten, diffus reflektierenden Körpers nach allen Seiten mit der gleichen (erborgten) Flächenhelle e , also unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ mit einer $\cos \epsilon$ proportionalen (erborgten) Lichtstärke J leuchtet. Außerdem nimmt er noch an, daß e der von der Lichtquelle auf σ erzeugten Beleuchtung E proportional sei, gleichviel welches der Einfallswinkel i der Strahlen ist; er setzt also

$$(10) \quad e = \text{const. } E$$

wo die Konstante nur von der Oberflächenbeschaffenheit (Natur) des diffus reflektierenden Körpers abhängt. Wird nun σ durch eine Lichtquelle L (Fig. 2) aus der Entfernung r unter dem Einfallswinkel i mit der Lichtstärke J beleuchtet, so ist gemäß Gleichung 4)

$$(11) \quad \begin{cases} e = \text{const.} \cdot \frac{J}{r^2} \cdot \cos i \\ J = \text{const.} \cdot \frac{J}{r^2} \cdot \cos \epsilon \cdot \cos i. \end{cases}$$

Jede der beiden Gleichungen 11) stellt das sog. verallgemeinerte Lambertsche Kosinusetz dar, das man besser als das $\cos \epsilon \cdot \cos i$ -Gesetz bezeichnet.

Nach diesem Gesetz sollte — J und r als konstant vorausgesetzt — e proportional $\cos i$, J außerdem noch proportional $\cos \epsilon$ sein.

Die Beobachtungen sprechen teils für, teils gegen das $\cos \epsilon \cdot \cos i$ -Gesetz. Wright findet für matte Oberflächen aus gepreßtem Pulver (z. B. von Gips, kohlensaurer Magnesia) J proportional $\cos \epsilon$, dagegen nicht vollständig proportional $\cos i$. Nach Matthews ist die Flächenhelle eines Gipsschirmes von $i = 0$ bis 50° proportional $\cos i$, während bei $i = 75^\circ$ die Abweichung von der Proportionalität etwa 5 % beträgt. Nach Bechstein beträgt diese Abweichung bei $i = 70^\circ$ für Gips + 25 %, für Magnesia + 6 % in der Einfallsebene gemessen, für Gips — 14 %, für Magnesia — 12 % in der Ebene senkrecht zur ersteren gemessen. Die theoretischen Untersuchungen (Lommel, Seeliger) geben die Tatsachen nicht genau wieder.

Hieraus ergibt sich, daß zwischen e und E eine so einfache Beziehung, wie sie Lambert in

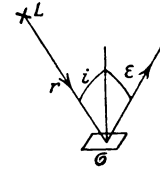


Fig. 2. Zur Erläuterung des Lambertschen $\cos \epsilon \cdot \cos i$ -Gesetzes.

Gleichung 10) annahm, nicht besteht. Man kann jedoch ganz allgemein die Gleichung

$$(12) \quad e = m E$$

aufstellen, und zwar ist der Proportionalitätsfaktor m — wir wollen ihn kurz *Reflexionskoeffizienten* nennen — nicht allein von der Oberflächenbeschaffenheit, sondern auch noch mehr oder weniger von den Winkeln i und ε abhängig. Dementsprechend hätten wir in den Gleichungen 11) den Faktor const. durch m zu ersetzen.

Eine Substanz, für welche m von i unabhängig ist, für welche also bei konstantem ε die Größen e und J proportional $\cos i$ sind, wird von Blondel als *orthotrop* bezeichnet. Wird ein Flächenelement σ einer solchen Substanz durch ein System beliebig verteilter Lichtquellen beleuchtet, so ist die Gesamtflächenhelle, die σ vermittelt aller Lichtquellen unter konstantem ε erlangt, der Gesamtbeleuchtung E der Fläche σ , mithin auch dem auf σ auffallenden Gesamtlichtstrom Φ proportional, so daß man aus e auf E und Φ schließen kann. Diesen Schluß zieht man bei Beleuchtungs- und Lichtstrommessungen (s. „Universalphotometer“, Nr. 1 und „Lichtstrommesser“ Nr. 1 und 3 bis 5).

8. $\cos \varepsilon \cdot \cos i$ -Gesetz für diffus durchlassende (durchscheinende) Substanzen. Für Flächenhelle und Lichtstärke eines Elementes der der Lichtquelle abgewandten Seite (Rückseite) gelten den Gleichungen 11) und 12) analoge, bei denen an Stelle des Reflexionskoeffizienten ein von der Durchlässigkeit der Substanz abhängiger Faktor tritt und E die Beleuchtung der Vorderseite bedeutet.

Nach Blondel ist J für Papier von gewöhnlicher Dicke nur bis $i = 10^\circ$, für eine auf der Rückseite mattierte Milchglasplatte bis $i = 20^\circ$ merklich proportional $\cos i$, also (nahezu) *orthotrop*, dagegen nicht proportional $\cos \varepsilon$. Die von Weber für sein Universalphotometer benutzte, auf beiden Seiten mattierte Milchglasplatte μ zeigt ebenfalls nur für kleine i Proportionalität mit $\cos i$. Nach Bechstein beträgt bei dieser Platte für $i = 70^\circ$ die Abweichung von der Proportionalität — 26 %; sie wird geringer, wenn man die Platte μ mit einem Halbhohlkugelreflektor aus Gips versieht.

9. Folgerungen. a) Eine kleine ebene *vollkommen diffus leuchtende* Fläche, d. h. eine solche Fläche, die im eigenen oder reflektierten oder durchgelassenen Licht unter ε mit einer $\cos \varepsilon$ proportionalen Lichtstärke leuchtet, sendet in ihre Umgebung (den Raumwinkel 2π), wie eine einfache Integration ergibt, den Lichtstrom

$$(13) \quad \Phi = \pi e \sigma$$

wenn e die unter allen ε konstante Flächenhelle ist.

Beispiel. Es sei $\sigma = 3 \text{ cm}^2$; $e = 10 \text{ HK/cm}^2$; dann ist $\Phi = 94,25$ Lumen.

b) Empfängt eine ebene vollkommen diffus reflektierende kleine ebene Fläche σ die Beleuchtung E , so leuchtet sie nach allen Richtungen mit der konstanten Flächenhelle

$$(14) \quad e = ME / \{10000 \pi\}$$

wo M das diffuse Reflexionsvermögen von σ (s. „Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen“, Nr. 1) für den betreffenden Einfallswinkel ist.

Beweis. Die (in cm^2 gemessene) Fläche σ empfängt nach Gleichung 4) in „Photometrische Größen und Einheiten“ den Lichtstrom $10^{-4} E \sigma$ (in Lumen) und strahlt davon den Betrag $10^{-4} ME \sigma = \pi e \sigma$ (in Lumen) wieder aus.

Beispiel. Ein Gipschirm vom diffusen Reflexionsvermögen $M = 0,92$ besitzt bei $E = 30 \text{ Lux}$ (es ist dies die Beleuchtung des Photometerschirmes, die nach den Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker nicht wesentlich überschritten werden soll), die Flächenhelle $e = 0,00088 \text{ HK/cm}^2$; er besitzt bei $E = 40000 \text{ Lux}$ (Beleuchtung durch die Sonne) die Flächenhelle $e = \text{rund } 1,2 \text{ HK/cm}^2$.

Eine kleine ebene vollkommen weiße Fläche ($M = 1$) leuchtet für $E = 10000 \text{ Lux}$ mit $e = 1/\pi \text{ HK/cm}^2$ und strahlt im ganzen 1 Lumen/cm^2 aus (vgl. „Photometrische Größen und Einheiten“, c).

c) **Blende.** Es sei SS (Fig. 3) eine leuchtende ebene Fläche, BB eine davor gesetzte, zu SS parallele Blende

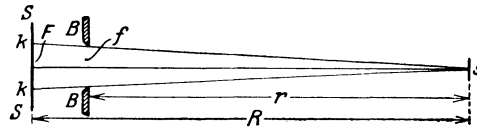


Fig. 3. Zur Bestimmung der Blendenwirkung.

mit der (etwa rechteckigen) Öffnung f , s eine kleine der Einfachheit halber ebenfalls als parallel zu SS angenommene, von SS beleuchtete Fläche. Alsdann wird s nur von dem durch f hindurch sichtbaren Teil kk der Fläche SS beleuchtet. Bezeichnet man die Größe von kk mit F , den Abstand Fs mit R und nimmt an, daß SS an allen Stellen und in allen oder doch wenigstens in den hier in Betracht kommenden Richtungen mit der gleichen Flächenhelle e leuchtet, so ist gemäß Gleichung 7) für hinreichend große R ($\varepsilon = i = 0$) die von F auf s hervorgerufene Beleuchtung

$$E = e F/R^2.$$

Andererseits ist, wenn r den Abstand fs bedeutet,

$$F : R^2 = f : r^2,$$

demnach

$$(15) \quad E = ef/r^2.$$

Wir gelangen also zu dem *Satze*: Die Fläche SS läßt sich in ihrer Wirkung auf die Fläche s durch die Blendenöffnung f als „äquivalente Leuchtfläche“ ersetzen, wenn man der Öffnung f in allen in Betracht kommenden Richtungen ebenfalls die Flächenhelle e beilegt.

Die Blendenöffnung f leuchtet alsdann in zu f senkrechter Richtung mit der Lichtstärke

$$(16) \quad J = ef.$$

Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907.

Photometrische Größen und Einheiten. Die photometrischen Größen sind nicht rein physikalischer Natur, sondern physikalischer und zugleich physiologischer; sie stellen die Wirkung der physikalischen Strahlungsenergie auf das menschliche Auge dar. Das Auge unterscheidet sich nämlich von objektiven Strahlungsmessern wie Bolometer, Thermosäule dadurch, daß es für verschiedene Wellenlängen verschieden empfindlich, und zwar — hinreichend große Helligkeit, bei der die Zapfen allein wirksam sind, vorausgesetzt — am empfindlichsten für die Wellenlänge $555 \mu\mu$ (gelbgrün) ist. (Näheres s. „Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge“ und „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 1.)

a) Im Anschluß an die Festsetzungen des internationalen Genfer Elektrikerkongresses vom Jahre 1896 haben die deutschen beleuchtungstechnischen Kreise 1897 das folgende System von fünf photometrischen Größen und Einheiten angenommen.

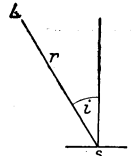
1. Als Ausgangspunkt dient die *Lichtstärke* (Zeichen J). Sie wird als die grundlegende Größe angesehen, weil sich ihre Einheit durch eine Lichtquelle verkörpern läßt. Als diese Einheit wird die Hefnerkerze (Abkürzungszeichen HK) angenommen. Es ist dies die horizontale Lichtstärke der mit Amylacetat gespeisten Hefnerlampe bei einer Flammhöhe von 40 mm.

2. Die zweite photometrische Größe ist der *Lichtstrom* (Φ), der von vielen Photometrikern aus verschiedenen Gründen für die grundlegende Größe gehalten wird. Der Lichtstrom Φ , welchen eine punktförmige Lichtquelle in den kleinen räumlichen Winkel ω (auf ein $\omega \text{ m}^2$ großes Oberflächenstück einer mit dem Radius 1 m um die Licht-

quelle geschlagenen Kugel, s. „Raumwinkel“) aussendet, wird dargestellt durch die Formel

$$(1) \quad \Phi = J\omega$$

wo J die Lichtstärke in Richtung von ω bedeutet (vgl. Gl. 2 in „Photometr. Gesetze und Formeln“). Als Einheit des Lichtstroms gilt der Lichtstrom, welchen eine nach allen Richtungen mit 1 HK leuchtende punktförmige Lichtquelle in den räumlichen Winkel 1 ($\omega = 1$) aussendet. Diese Einheit wird Lumen (Lm) genannt. Eine Lichtquelle, welche nach allen Seiten mit der Lichtstärke J leuchtet, strahlt also den Gesamtlichtstrom $\Phi_0 = 4\pi J$ aus; für $J = 20$ HK wird $\Phi_0 = 251,3$ Lumen.



3. Die *Beleuchtungsstärke* (E) einer kleinen Fläche s ist der Quotient aus dem auf diese Fläche auffallenden Lichtstrom und der in m^2 gezählten Größe dieser Fläche, also

$$(2) \quad E = \frac{\Phi}{s}$$

Hierbei spielt die Größe der Lichtquelle keine Rolle, d. h. es ist gleichgültig, ob die Strahlen aus einer Richtung oder aus vielen Richtungen auf s auftreffen. Wenn s speziell durch eine punktförmige Lichtquelle L beleuchtet wird, welche in Richtung LS die Lichtstärke J hat, kann man auch schreiben

$$(3) \quad E = \frac{J \cos i}{r^2}$$

wo r den Abstand zwischen L und s in Meter und i den Einfallswinkel, d. h. den Winkel bedeutet, den die Richtung sL mit dem Lot auf s einschließt (vgl. Gl. 4 in „Photometr. Gesetze und Formeln“). E wird gleich 1 für $\cos i = 1$ ($i = 0$) und $r = 1$. Die Einheit der Beleuchtung ist also vorhanden, wenn 1 HK eine 1 m entfernte Fläche senkrecht beleuchtet. Sie wird mit Lux (Lx) bezeichnet. Eine Lichtquelle $J = 25$ HK erzeugt also auf einer 2 m entfernten Fläche für $i = 0$ $E = 25:4 = 6,25$ Lx und für $i = 60^\circ$ ($\cos 60 = 0,5$) $E = 3,125$ Lx.

Die erstere Definitionsgleichung für E ist insofern erweiterungsfähiger als die zweite, als sie sich auch auf beliebig große Flächen s anwenden läßt, in welchem Falle sie die *mittlere Beleuchtung* auf s angibt. Beispielsweise besitzt eine 10 m^2 große Tischfläche, auf welche 680 Lumen auftreffen, die mittlere Beleuchtung 68 Lx (Lm/m^2).

Nach H. Cohn kann man ohne Akkommodationsanstrengung bei 60 Lx ebensogut wie bei Tage arbeiten, während man 12 Lx beim Arbeiten mit dem Auge nicht unterschreiten sollte. Eine horizontale freie Fläche wird durch den Vollmond günstigenfalls mit 0,26 Lx, durch die Sonne und das ganze Himmelsgewölbe nach L. Weber in Kiel mittags im Dezember durchschnittlich mit 5470 Lx, im Mai durchschnittlich mit 60950 Lx beleuchtet; die Monatsmittel der übrigen Monate liegen zwischen diesen Zahlen. Über Werte E bei künstlicher Beleuchtung s. „Leitsätze“, Tabellen 1 und 2.

Aus Gleichung 2) folgt

$$(4) \quad \Phi = Es.$$

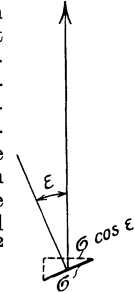
Eine kleine $s = 2 \text{ cm}^2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ große Fläche empfängt, wenn sie mit $E = 10000$ Lux beleuchtet wird, also den Lichtstrom $\Phi = 2$ Lumen.

4. Die *Flächenhelle* (e) einer (kleinen gleichmäßig leuchtenden) Fläche σ (Fig. 2) in einer gegebenen

Richtung¹⁾ ist der Quotient aus der Lichtstärke J_ϵ der Fläche in dieser Richtung und der senkrechten Projektion der Fläche auf eine zu dieser Richtung senkrechte Ebene, also

$$(5) \quad e = \frac{J_\epsilon}{\sigma \cos \epsilon}$$

wo ϵ , der sog. Ausstrahlungswinkel, der Winkel zwischen der Richtung und der Normale von σ ist. Die Größe $\sigma \cos \epsilon$ wird vielfach die scheinbare Größe von σ unter dem Ausstrahlungswinkel ϵ genannt. Mit Rücksicht auf die geringen Abmessungen der vorkommenden leuchtenden Flächen wird σ in cm^2 gemessen. Die Einheit der Flächenhelle 1 HK/ cm^2 ist die Flächenhelle einer Fläche, von welcher 1 cm^2 in senkrechter Richtung ($\epsilon = 0$) die Lichtstärke 1 HK besitzt; sie wird deshalb oft auch als Kerze pro cm^2 bezeichnet.



Die Flächenhelle beträgt für eine Petroleumlampe durchschnittlich 1, für eine Gasglühlichtlampe 5–6, für eine mit 4 Watt/HK₀ glühende Kohlenfadenlampe etwa 48; für eine mit 1,4 Watt/HK₀ glühende Vakuum-Metallfadenlampe (Zickzackfaden) etwa 150, für eine gasgefüllte Metallfadenlampe je nach der Belastung 340 bis 1580, für den Krater des Reinkohlelichtbogens etwa 18000 HK/ cm^2 , für die Sonne im Zenit 100000–150000, für den Mond im Zenit 0,8–1,2 HK/ cm^2 . Siehe ferner die Zahlenbeispiele in „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 2b und in „Photometrische Gesetze und Formeln“, Nr. 9b.

Die neueren Lichtquellen haben eine so große Flächenhelle, daß man nicht ohne Gefahr für das Auge in dieselben hineinsehen kann. Man schützt deshalb das Auge durch Umhüllung solcher Lichtquellen mit durchscheinenden (lichtstreuenden) Gläsern wie Milchglas, Opalglas u. dgl. vor einer blendenden Wirkung.

5. Die letzte der hier in Betracht kommenden Größen ist die *Lichtabgabe* (Q). Sie ist das Produkt aus dem Lichtstrom Φ und seiner Zeitdauer T , also

$$(6) \quad Q = \Phi T.$$

Die Einheit der Lichtabgabe ist das während 1 Stunde ausgestrahlte Lumen; sie wird mit Lumenstunde bezeichnet.

b) Das soeben besprochene System der photometrischen Größen und Einheiten aus dem Jahre 1897 ging von der Lichtstärke als Fundamentaleinheit und von der Einheit der Lichtstärke als Fundamenteinheit aus.

Die Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft (1927) baut das System der Größen auf dem *Lichtstrom*, das der *Einheiten* wie beim älteren System auf der *Einheit der Lichtstärke* auf. Sie lehnt aber die Aufnahme der Lichtmenge mit der Begründung ab, daß die Lichtmenge, wenn sie nach dem Lichtstrom aufgeführt wird, eine abgeleitete Größe ist und deshalb nicht zu den Grundgrößen gehört.

¹⁾ Ursprünglich (1897) hatte man sich bei der Definition von e auf senkrecht zur Fläche ausgestrahltes Licht beschränkt.

I. Größen.

Der *Lichtstrom* Φ einer Lichtquelle ist die von ihr ausgestrahlte photometrisch bewertete Leistung (= „Energiestrom“, s. d).

Die *Lichtstärke* J einer punktförmigen Lichtquelle in einer bestimmten Richtung ist der Quotient aus dem Lichtstrom in dieser Richtung und dem durchstrahlten Raumwinkel (Raumwinkel-Lichtstromdichte). Ausgedehnte Lichtquellen lassen sich für ihre Wirkung in hinreichend große Entfernungen als punktförmig ansehen.

Die *Beleuchtungsstärke* E einer Fläche ist der Quotient aus dem auf diese Fläche auffallenden Lichtstrom und der Größe der Fläche (Flächen-Lichtstromdichte). Allgemein ergibt sich so die mittlere Beleuchtungsstärke der Fläche. Die Beleuchtungsstärke in einem Punkte der Fläche erhält man, wenn man die Fläche um diesen Punkt genügend klein annimmt.

Die *Leuchtdichte* (früher *Flächenhelle*) einer Fläche in einer bestimmten Richtung ist der Quotient aus der Lichtstärke der Fläche in dieser Richtung und der senkrechten Projektion der Fläche auf eine zu dieser Richtung senkrechte Ebene. Allgemein erhält man so die mittlere Leuchtdichte der Fläche. Die Leuchtdichte in einem Punkte der Fläche erhält man, wenn man die Fläche um diesen Punkt hinreichend klein annimmt,

II. Einheiten.

Einheit der Lichtstärke ist die *Hefnerkerze* (HK). Eine Hefnerkerze ist die Lichtstärke, mit der die unter normalen Bedingungen brennende Hefnerlampe in horizontaler Richtung leuchtet (s. „Einheitslichtquellen“, Nr. 4).

Einheit des Lichtstroms ist das *Lumen* (Lm). Der Lichtstrom 1 Lumen wird erhalten, wenn eine Lichtquelle die Lichtstärke 1 Hefnerkerze gleichmäßig in die Einheit des Raumwinkels ausstrahlt.

Einheit der Beleuchtungsstärke ist das *Lux* (Lx). Die Beleuchtungsstärke 1 Lux wird erhalten, wenn der Lichtstrom 1 Lumen auf die Fläche 1 m² ausgestrahlt wird.

Einheit der Leuchtdichte ist das *Stilb* (Sb). Die Leuchtdichte 1 Stilb wird erhalten, wenn die Lichtstärke 1 Hefnerkerze von einer ebenen Fläche von 1 cm² in senkrechter Richtung abgestrahlt wird.

III. Beziehungen zwischen den verschiedenen Größen und Einheiten. Es ergibt sich folgende Tabelle:

Name	Größe		Einheit	
	Zeichen		Name	Zeichen
Lichtstrom	Φ		Lumen	Lm
Lichtstärke	$J = \frac{\Phi}{\omega}$		Hefnerkerze	HK
Beleuchtungsstärke	$E = \frac{\Phi}{s}$		Lux	Lx
Leuchtdichte (Flächenhelle)	$c = \frac{J_{\epsilon}}{\sigma \cos \epsilon}$		Stilb	Sb

Hierin bedeuten: ω einen räumlichen Winkel, s eine Fläche in m², σ eine Fläche in cm², ϵ einen Ausstrahlungswinkel.

Bei Vergleichen mit ausländischen Einheiten sind Lumen und Lux als Hefnerlumen und Hefnerlux

von den candle-Lumen und candle-Lux zu unterscheiden, wie es gleich hierunter bei c geschieht. Zur Umrechnung dient (s. „Einheitslichtqu.“, Nr. 8)
 $1 \text{ HK} = 0,9 \text{ candle-power.}$

c) *Lambert*. Seit 1915 benutzen die Amerikaner als zweite Einheit der Flächenhelle das *Lambert*. Die Flächenhelle 1 Lambert besitzt eine diffus leuchtende Fläche, welche im ganzen (Raumwinkel 2π) 1 candle-Lumen/cm² ausstrahlt. Die ausgestrahlten Lumen werden nicht gemessen, sondern unter der Annahme der Gültigkeit des $\cos \epsilon$ -Gesetzes berechnet. Da dies Gesetz im allgemeinen nicht erfüllt ist, ist die Definition keine eindeutige. Das Lambert hat sich deshalb in Deutschland nicht eingebürgert. Gemäß dem Zahlenbeispiel in Nr. 9 von „Photometrische Gesetze und Formeln“ ist also für eine vollkommen weiße ebene mit 10⁴ candle-Lux beleuchtete Fläche 1 Lambert vorhanden. Für eine Fläche mit dem diffusen Reflexionsvermögen M entsprechen 10⁴ Hefnerlux 0,9M Lambert, so daß 1 Millilambert $\frac{1}{0,09M}$ Hefnerlux entsprechen. Beispielsweise ist ein Gipsschirm ($M = 0,92$), der die Flächenhelle 2,5 Millilambert besitzt, mit $\frac{2,5}{0,09 \cdot 0,92} = 30$ Hefnerlux beleuchtet.

Liebenthal.

Näheres zu a) s. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907; zu b) s. Licht und Lampe, 1927 S. 767; 1928 S. 521.

Photophon s. Bestrahlungstöne.

Photophoresc. Ultramikroskopische Teilchen, welche einer starken Strahlung ausgesetzt werden, erhalten durch diese eine gerichtete Bewegung (s. auch Radiometer, Strahlungsdruck). Ehrenhaft beobachtet, daß es Substanzen gibt, welche in Richtung der Lichtstrahlen (photopositive Substanzen, normale Radiometerbewegung) und solche, welche entgegen der Richtung der Lichtstrahlen bewegt werden (photonegative Substanzen). Diese negative Photophoresc ist theoretisch und experimentell als Radiometerwirkung erkannt, welche dann zustande kommt, wenn aus dioptrischen Gründen die von der Strahlungsquelle abgelegene Seite wärmer wird als die der Strahlung zugewendete. *Gerlach.*

Photopolarisationschronograph s. Geschosßgeschwindigkeit.

Photosphäre s. Sonne.

Phototaxis. Als Phototaxis bezeichnet man die Lichtreizbarkeit der Organismen, die sich in einer bestimmten Bewegung zur Lichtquelle äußert. Viele Lebewesen bewegen sich bei Bestrahlung auf die Lichtquelle zu (negative Phototaxis).

Andere versuchen dem Licht zu entfliehen (positive Phototaxis).

Häufig tritt der Fall ein, daß bei geringer Lichtintensität negative Phototaxis auftritt, die bei größerer Intensität in Gleichgültigkeit und schließlich in positive Phototaxis übergeht.

W. Noddack.

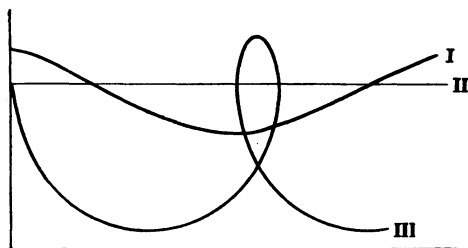
Näheres s. Rádl, Ette, Untersuchungen über den Phototropismus der Tiere. Leipzig, W. Engelmann.

Phototropie. Unter Phototropie versteht man die zuerst von W. Marckwaldt 1899 beschriebene reversible Farbänderung einiger fester organischer Verbindungen bei Belichtung. So färbt sich z. B. das orange Triphenylfulgid im Lichte rotviolett und nimmt im Dunkeln seine orange Farbe wieder an. Diese Dunkelreaktion hat einen positiven

Temperaturkoeffizienten. Von anderen phototropen Substanzen seien genannt: die Fulgide sowie die Imide der Phtal-Pyrocinchon- und Maleinsäure, die Diamide der Fumar- und Metakonsäure und einige Phenylderivate der Itakonsäure. Die Farbänderung im Licht wird wahrscheinlich durch eine innere Umlagerung der Atome in den Molekeln des phototropen Stoffes unter Energieaufnahme verursacht. Bei der Dunkelreaktion bildet sich die ursprüngliche energieärmere Form zurück; die aufgenommene Lichtenergie wird dabei in Form von Wärme frei. *W. Noddack.* Näheres s. H. Stobbe, *Ztschr. f. angew. Chemie*, Bd. 21, S. 388, 1908 und W. Noddack, *Photochemie*, Handbuch der Physik, Bd. 23, S. 609, Verlag Springer.

Photozelle. Ein auf der lichtelektrischen Wirkung beruhender Apparat zur Umwandlung von Lichtenergie in elektrische Energie. Die ursprüngliche Form der Zelle rührt von Elster und Geitel her. In einem hohen Wasserstoffvakuum steht einer Platinelektrode eine Elektrode aus einem Alkalimetall (oder vielfach einer Legierung der beiden Alkalimetalle K und Na) als Belag der Glaswand gegenüber. Die Pole einer Batterie sind mit den beiden Elektroden durch ein Galvanometer verbunden. Bei Bestrahlung der Alkalielktrode zeigt das Galvanometer einen der Lichtmenge nahezu proportionalen Strom an. Außerdem wächst der Wirkungsgrad der Umwandlung von Licht in elektrische Energie stark mit der Frequenz des erregenden Lichtes, also mit abnehmender Wellenlänge. Da mit Hilfe dieser Zellen Lichtintensitäten gemessen werden können, werden sie auch „lichtelektrische Photometer“ genannt. Ihre Empfindlichkeit kann durch eine besondere Vorbehandlung der Alkalioberfläche sehr stark erhöht werden. Eine neue verbesserte Form der Photozelle ist die nach ihrem Erfinder benannte Karoluszelle (s. d.). *Güntherschulze.* Näheres s. Geiger und Scheel, *Handbuch der Physik*, Bd. XXIII, Julius Springer, Berlin 1927.

Phygoiden sind Kurven, auf welchen sich der Schwerpunkt des Flugzeugs dann bewegt, wenn während der ganzen Bewegung der Anstellwinkel (Winkel der Flügelsehne gegen die Flugrichtung) konstant gehalten wird, und wenn der Widerstand



Phygoiden.

sehr klein gegenüber dem Auftrieb der Flügel ist. Die Figur zeigt einige charakteristische Formen. Bei kleiner Anfangsgeschwindigkeit oder kleiner Neigung der Bahn gegenüber der Horizontalen (I) verläuft die Bahn in einer Art Wellenlinie, in der Grenze (II) einfach horizontal, bei großer Anfangsgeschwindigkeit und starker Anfangsneigung gegen die Horizontale schleifenförmig (III). Diese Flugbewegungen wurden von Lancheester theoretisch berechnet; sie gewannen praktisches Interesse, als

erstmalig durch Pégoud solche Schleifenflüge durchgeführt wurden; sie sind heute bei kleinen Flugzeugen durchaus nichts Außergewöhnliches mehr.

L. Hopf.

Physikalische Entwicklung s. Entwicklung photographischer Schichten.

Piëzoelektrizität. Die freie Elektrizität, die sich auf vielen Kristallen zeigt, wenn sie unter einem bestimmten Winkel zu ihren Achsen einem Druck ausgesetzt werden. Die Ladungen werden dann dadurch hervorgerufen, daß durch den Druck gleichsam die einander durchdringenden beiden Gitter der positiven und negativen Ionen gegeneinander verschoben werden, so daß an der einen Seite die negativen, an der anderen die positiven Ladungen überwiegen. Auch der umgekehrte Prozeß spielt sich ab: Wird ein Piëzokristall in ein richtig orientiertes elektrisches Feld gebracht, so wirkt dieses Feld wie ein mechanischer Zug oder Druck auf ihn und ändert seine Länge. Ist das Feld ein durch eine Wechselfeld erzeugtes Wechselfeld, so gerät der Kristall in Schwingungen. Wird die Frequenz der Wechselfeld gleich der Eigenfrequenz des Kristalles, so werden die Kristallschwingungen durch Resonanz außerordentlich verstärkt, so daß sie schon die geringsten Wechselfeldspannungen anzuzeigen vermögen. Bei starken Wechselfeldern können die Schwingungen des Kristalles so groß werden, daß er zerreißt. Ferner werden bei den Resonanzschwingungen die auf ihm durch die Schwingungen rückwärts erzeugten freien elektrischen Ladungen so groß, daß die an die Stellen stärkster Ladungen angrenzenden Gasschichten in verdünnten Gasen durch eine Art Glimmentladung hell aufleuchten. Durch diese Erscheinung läßt sich der Eintritt der Resonanz außerordentlich genau bestimmen und damit die Wellenlänge des erregenden Wechselfeldes mit ganz außerordentlicher Genauigkeit messen. Denn es gibt Piëzokristalle, bei welchen die Eigenfrequenz eine außerordentlich konstante, nur von den Dimensionen, kaum von der Temperatur abhängige, sehr scharf definierte Größe ist. Am geeignetsten scheint kristalliner Quarz zu sein. Die Resonanzschwingungen treten nicht nur bei der Grundschwingung auf, bei der der Kristall als Ganzes schwingt, sondern auch bei den Oberschwingungen, so daß ein einziger Quarzkristall eine ganze Skala von Frequenznormalen darstellt. Die wievielte Oberschwingung eingestellt ist, läßt sich ohne weiteres aus der Zahl der Glimmstellen ablesen. Die Piëzoresonatoren werden deshalb in der drahtlosen Telegraphie als Frequenz- oder Wellenlängen-normale in zunehmendem Maße gebraucht.

Güntherschulze.

Piëzoelektrische Druckmessung s. Pulvergasdruck.

Piëzoelektrometer. Zur Messung höherer Spannungen kann die Volumveränderung verschiedener Körper, besonders diejenige gewisser hemimorpher Kristalle durch Elektrisierung benutzt werden. So kann z. B. die Krümmung dünner, geeignet geschnittener Quarzplättchen (< 0,1 mm Dicke) Verwendung finden, die zusammengeklebt werden und deren Außenfläche versilbert ist. Quincke benutzt einen mit exzentrischem Hohlraum versehenen Quarzfaden, dessen innere und äußere Fläche versilbert ist. Bei einer Potentialdifferenz zwischen der inneren und äußeren Fläche krümmt sich der Faden; die Krümmung dient als Maß der

Spannung. Die Elektrometer müssen empirisch mittels bekannter Spannungen geeicht werden.

W. Jaeger.

Piezometer. Bei Messungen von Kompressibilitäten bedient man sich starkwandiger Gefäße aus Eisen oder Stahl (gelegentlich auch Glas), die mit einer Flüssigkeit (Öl, Wasser oder Quecksilber) gefüllt sind. In diese hinein wird das zu komprimierende kleinere Gefäß gebracht, das dann allseitig dem durch die Füllflüssigkeit übertragenen Druck ausgesetzt ist — Piezometer.

Das von Oerstedt benutzte besteht aus einem starken Glaszylinder, in dem sich ein birnenförmiges Gefäß, ebenfalls aus Glas, mit daraufgesetzter enger Röhre befindet. Diese ist mit einer Teilung versehen und durch einen kurzen Quecksilberfaden verschlossen. Aus der Verschiebung des Fadens und der bekannten Kompressibilität des Materials, aus dem das Piezometer besteht, sowie bei Kenntnis seines Volumens und des Druckes kann man die Kompressibilität der Flüssigkeit in der Glasbirne berechnen. Ähnlich sind die von Regnault, Cailletet, Amagat, Richardson und Holborn verwendeten Piezometer. Doch ist später meistens für Material des äußeren Gefäßes Stahl genommen. Die Cailletetsche Röhre zeigt Fig. 1. M ist das äußere Gefäß, G das innere.

Bridgman nimmt zur Messung der Kompressibilität von Flüssigkeiten bei sehr hohen

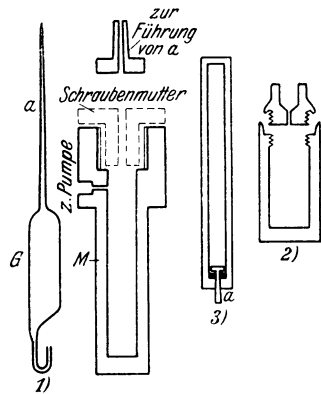


Fig. 1. Cailletetsche Röhre.
Fig. 2. Piezometer von Bridgman für Flüssigkeiten.
Fig. 3. Piezometer nach Bridgman für Gase.

Drucken auch als Innengefäß ein solches aus Stahl, wie Fig. 2 zeigt. In aufrechter Lage wird es mit Wasser und der obere Deckel, der eine feine Öffnung hat, mit Quecksilber gefüllt. Bei Einwirkung des Druckes wird Quecksilber hineingedrückt, das dann zu Boden fällt. Aus dem Gewicht des eingedrungenen Quecksilbers unter Berücksichtigung seiner eigenen Kompressibilität ergibt sich die der anderen Flüssigkeit, wobei natürlich die des Gefäßes bekannt sein muß. Man kann aber die Kompressibilität des Quecksilbers gleich mitbestimmen, indem man bei einem zweiten Versuch das Gefäß mit Quecksilber füllt, mit Wasser oder der vorherbenutzten Flüssigkeit abschließt und in umgekehrter Lage beobachtet. Alsdann wird Wasser in das Gefäß eindringen oder ein Quecksilbertropfen heraustreten. Diese beiden Versuche geben die Kompressibilität des Wassers und des Quecksilbers.

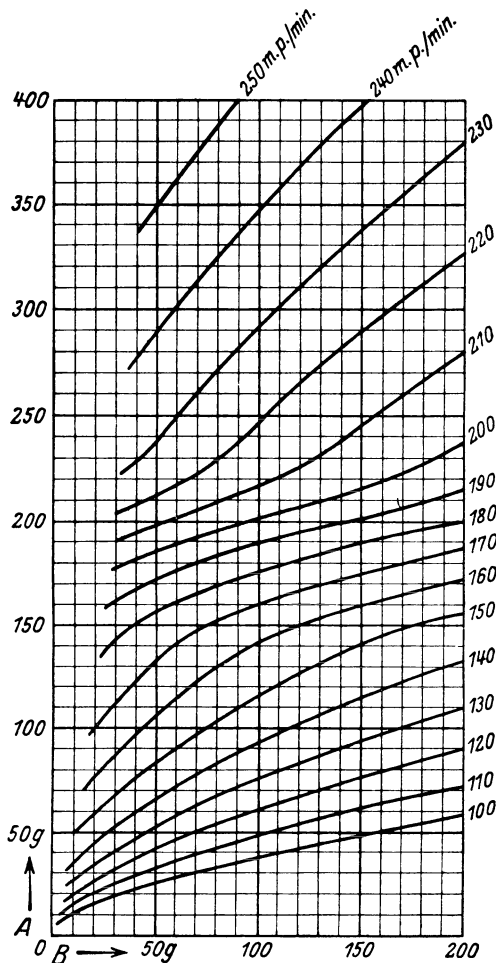
Die Kompressibilität von Gasen bei höherem Druck bestimmt Bridgman mit einem in Fig. 3 gezeigten Gefäß aus Stahl, das möglichst dünne Wände hat. Das innere Volumen wird bei gewöhnlichem Druck bestimmt, das Gas unter 2000 Atm. eingefüllt und durch Wägung das eingeschlossene Gasquantum gemessen. Dann wird das Gefäß einem allseitigen Druck ausgesetzt und die Bewegung des Kolbens a beobachtet, daraus wird unter Berücksichtigung des bekannten Querschnittes und der Kompressibilität des den Druck übertragenen Öles die Änderung des Gasvolumens bestimmt.

H. Ebert.

Piez Quarz s. Piezoelektrizität.

Piezoresonatoren s. Piezoelektrizität.

Pilotballone. Dies sind kleine Gummiballone, die zur Ermittlung der Windverhältnisse in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre aufgelassen werden. Sie sind meistens mit Wasserstoff gefüllt und steigen mit nahezu gleichmäßiger Geschwindigkeit.



Beziehung zwischen Steigkraft A und Gummigewicht B für bestimmte Werte der Steiggeschwindigkeit des Ballons nach Hesselberg.

keit. Ist diese nicht bekannt, so visiert man den Ballon von zwei Stationen aus, die im Abstände von etwa einem Kilometer liegen, mit Hilfe von Theodoliten (s. d.) an und notiert dabei seine beiden

Winkelkoordinaten von Zeit zu Zeit auf beiden Stationen zugleich. Damit kann man die Bahn des Ballons im Luftraume berechnen und daraus die Windrichtung und Geschwindigkeit für jede Höhe ermitteln. Ist die Steiggeschwindigkeit des Ballons im voraus bekannt, z. B. mit Hilfe der folgenden Figur aus der Steigkraft A in Gramm und dem Gummigewicht B in Gramm, so genügt es, den Ballon von einer Station aus mit einem einzigen Visiergerät zu verfolgen. Die Versuche, nach denen die Figur empirisch ermittelt ist, sind in geschlossenen Hallen angestellt. Mit der in freier Luft herrschenden Turbulenz (s. d.) nimmt die Vertikalgeschwindigkeit eines Gummiballons zu. Dies geschieht einmal dadurch, daß sich der Widerstandskoeffizient bei solchen Reynoldsschen Zahlen (s. Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz), wo er von deren Schwankungen unabhängig ist, verringert, dann aber auch kann es dadurch geschehen, daß der bei weiter zunehmender Reynoldsscher Zahl in gewissen Gebieten eintretende Übergang von einem größeren zu einem geringeren Widerstandskoeffizienten bei stärkerer Turbulenz schon in einem Gebiete niederer Reynoldsscher Zahl stattfindet. An Stelle von Gummiballonen werden bisweilen Papierballone benutzt; deren Steiggeschwindigkeit bleibt aber nicht gleich, sondern nimmt ihres konstanten Volumens wegen mit zunehmender Höhe ab.

Tetens.

Näheres s. *Annalen der Hydr.* 1917, S. 313.

Pinakrytolgelb, Pinakrytolgrün s. Desensibilisation.

Pincheffekt s. Induktionsofen.

Pipette s. Burette.

Pitotrohr s. Staurohr.

Plancksche Konstante s. Plancksches Wirkungsquantum.

Plancksches Strahlungsgesetz, von Planck 1900 angegebene Abhängigkeit der Energiedichte u_ν der „schwarzen“ Hohlraumstrahlung einer bestimmten Frequenz ν (bezüglich dieser Begriffe s. a. Wärmestrahlung) von der absoluten Temperatur T. Sie lautet:

$$(1) \quad u_\nu = \frac{8 \pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\frac{h \nu}{k T} - 1}$$

oder in Wellenlängen λ ausgedrückt:

$$(2) \quad u_\lambda = \frac{8 \pi h}{\lambda^3} \frac{1}{\frac{c h}{\lambda k T} - 1}$$

Hierin bedeutet k die Boltzmannsche Konstante, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Intensität der schwarzen Strahlung erhält man aus (1) bzw. (2) durch Multiplikation mit $\frac{\nu^2}{8\pi}$ bzw. $\frac{c^2}{8\pi\lambda^2}$.

Zur theoretischen Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes ist, wie insbesondere Ehrenfest und Poincaré gezeigt haben, die Einführung der Planckschen *Quantenhypothese* unerlässlich, und zwar ist die Ableitung für Systeme von *einem* Freiheitsgrade (Oszillatoren und Rotatoren, neuestens benutzt Planck auch das Bohrsche Wasserstoffatommodell aber mit Beschränkung auf Kreisbahnen, vgl. d. betr. Art.) sowohl nach der I. als nach der II. Fassung der Quantentheorie vor-

genommen worden. Letztere Ableitung ist jedoch, wie Poincaré und Fowler gezeigt haben, nicht korrekt und muß daher fallen gelassen werden. Für Atomsysteme von *beliebig vielen* Freiheitsgraden ist sie allgemein auf Grund der I. Fassung der Quantentheorie, und zwar von Einstein durchgeführt worden. (S. Art. Quantenstrahlung, wo diese Ableitung auch skizziert ist.) Begründungen des Planckschen Gesetzes, welche jede besondere Bezugnahme auf die Strahlungseigenschaften absorbierender und emittierender Materie ausschließen, knüpfen an die Beschaffenheit der Strahlung im Inneren eines allseitig abgeschlossenen, mit ideal reflektierenden Spiegelwänden versehenen Hohlraumes an („Hohlraumstrahlung“). Hierzu müssen gewisse Annahmen über die Natur der Quantenstrahlung (s. d.) gemacht werden, entweder, daß es sich wesentlich um stehende Schwingungen im wellentheoretischen Sinne handelt, oder um die Bewegung von Lichtquanten (s. d.) im Sinne der Einsteinschen korpuskularen Strahlungsauffassung (s. Bose-Einsteinsche Statistik). Für kleine Werte von ν/T geht (1) in das *Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz* über (s. d.), wie das auch der Statistischen Mechanik und dem Bohrschen Korrespondenzprinzip zufolge erwartet werden muß. Für große Werte von ν/T ergibt sich als entgegengesetzter Grenzfall das *Wiensche Strahlungsgesetz*. Über die experimentelle Prüfung des Planckschen Strahlungsgesetzes s. Strahlungsgesetze.

Näheres s. Planck, *Theorie der Wärmestrahlung*. IV. Aufl. Leipzig 1921 und Smekal, *Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie* usw., *Enzyklopädie d. math. Wissensch.* Bd. V, 28, Leipzig 1926.

Plancksches Wirkungsquantum, *universelle* Konstante von der Dimension einer *Wirkung* (= *Energie mal Zeit*), konventionelles Zeichen: h, spielt eine fundamentale Rolle in der *Quantentheorie* (s. d.), namentlich in der neueren *Bohrschen Theorie der Spektrallinien* (s. d.) und in der *Quantenstatistik* (s. d.). Von Planck 1900 eingeführt, hat sie ihre Stellung in der *Strahlungstheorie* (s. auch Plancksches Strahlungsgesetz) nicht nur behauptet, sondern seit Bohr auch die Bedeutung einer universellen Konstante des *Atombaus* gewonnen. Als strahlungstheoretische Konstante geht sie in den Planckschen Ansatz für die *Oszillator-Energie* und in die *Bohrsche Frequenzbedingung* (s. d.) ein, als *Atombau-Konstante* in die *Quantenbedingungen* (s. d. und Bohr-Rutherfordisches Atommodell). Ihr derzeit (1926) genauester Wert wird von Ladenburg zu $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec. angegeben, mit einer Genauigkeit von etwa zwei Promille.

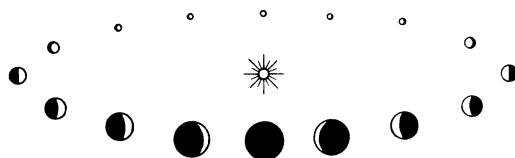
Planeten. Bahnelemente derselben und ihre Trabanten s. unter Sonnensystem.

Merkur, der sonnennächste und kleinste der 8 großen Planeten. Seine mittlere Entfernung von der Sonne beträgt nur 0,39 der irdischen, ebenso sein Durchmesser $\frac{1}{3}$ des irdischen. Seine Masse wird auf $\frac{1}{6000000}$ der Sonnenmasse (0,06 Erdmassen) angegeben, ist aber sehr ungenau bekannt. Infolge seiner Sonnennähe kann er höchstens $\frac{1}{2}$ Stunden vor der Sonne auf- oder nach ihr untergehen und ist deshalb nur in niederen Breiten leicht zu sehen. Bei uns verschwindet er meistens in den Dunstschichten am Horizont. Im Fernrohr zeigt der Planet alle Phasen wie der Mond und die Venus (s. d.); sein scheinbarer Durchmesser schwankt zwischen 5'' und 12''. Eine nennenswerte Atmo-

sphäre besitzt er nicht, das Spektrum ist in völliger Übereinstimmung mit dem Sonnenspektrum. Schiaparelli fand auf Grund unbeweglicher Flecken auf der Planetenscheibe, daß die Umdrehung in der gleichen Zeit wie der Umlauf um die Sonne erfolge, der Merkur also der Sonne stets die gleiche Seite zuwende. Villiger sah ähnliche Flecken auf rein weißen Gipskugeln, die demnach optische Täuschungen waren und schloß daraus, daß die Untersuchungen von Schiaparelli nichts beweisen. Strahlungsmessungen ergaben für die sonnenbeschienene Seite des Planeten die hohe Temperatur von etwa 600° abs, wogegen die dunkle Seite keine meßbare Strahlung zeigt. Hierdurch scheint Schiaparellis Hypothese bestätigt. Seine Albedo ist gering (0,07). Vorübergänge des Merkur vor der Sonnenscheibe kommen mehr als 10 im Jahrhundert vor. Der Planet erscheint dann als kleiner tief schwarzer Fleck vor der Sonnenscheibe. Früher benutzte man die Vorübergänge von Merkur und Venus zur Bestimmung der Sonnenparallaxe (s. Parallaxe).

Lange Zeit bereitete eine Perihelbewegung der Merkursbahn, die im Jahrhundert um $40''$ von der Theorie abwich, große Schwierigkeiten, die Seeliger dadurch zu lösen versuchte, daß er störende Massen im Zodiakallicht annahm. Neuerdings hat Einstein sie durch Raumkrümmung in der Nähe großer Massen viel natürlicher erklärt (s. a. Intramerkuriale Planeten).

Die Venus steht der Erde an Dimension, Masse und Dichte nahe. Ihre Entfernung von der Sonne 0,72 der irdischen, so daß sie sich bis zu 45° von der Sonne entfernen kann. Infolge ihrer Größe und Sonnennähe sowie der großen Albedo ist sie nächst Sonne und Mond das hellste aller Gestirne und kann in ihrem größten Lichte bequem am hellen Tage mit bloßem Auge gesehen werden. Ihre größte Helligkeit beträgt —4,3 Größenklassen. Sie erscheint als Morgen- und Abendstern und ihr Licht ist bisweilen so hell, daß Gegenstände auf hellem Hintergrunde einen Schatten werfen. Sie zeigt alle Phasen wie der Mond. Steht sie in unterer Konjunktion, zwischen Sonne und Erde, dann wendet sie uns die dunkle Seite zu und hat bei geringster Entfernung von der Erde einen scheinbaren Durchmesser von $62''$, in größter Elongation erscheint sie im ersten oder letzten Viertel mit einem Durchmesser von $25''$, während in oberer Konjunktion die volle Scheibe nur einen Durchmesser von $10''$ zeigt (s. Figur). Im Gegensatz zum Merkur besitzt die



Stellungen der Venus zur Sonne.

Venus eine sehr dichte Atmosphäre, die einen Einblick auf die feste Oberfläche scheinbar nie gestattet und sie hat eine sehr hohe Albedo (0,6—0,8). Die glatte, nahezu strukturlose Wolkenoberfläche zeigt nur äußerst diffuse Flecken, deren Echtheit wohl kaum zu leugnen ist, die aber von gewissen optischen Täuschungen nicht zu trennen sind. Infolgedessen ist es bisher nicht gelungen, die Rotationsdauer des Planeten aus Flecken abzuleiten. Von den ersten

Beobachtungen bis in die Mitte des 19. Jahrhunderts leiteten verschiedene Beobachter eine Rotationsdauer von 23 bis 24 Stunden ab. Sehr sorgfältige Untersuchungen von Schiaparelli zeigten Konstanz der Flecke und ergaben, daß bei Venus ebenso wie bei Merkur die Rotationsdauer der Umlaufzeit gleich sei, nämlich hier 225 Tage. Die Villigerschen Einwände gelten hier fast noch mehr als bei Merkur, so daß wir aus den Beobachtungen keinerlei Schlüsse ziehen sollten. Eine andere Methode zur Bestimmung der Rotationsdauer beruht auf dem Dopplerschen Prinzip (vgl. Radialgeschwindigkeiten). Wenn man den Spalt des Spektrographen auf den Äquator des Planeten einstellt, so wird das eine Ende jeder Linie nach rot, das andere nach violett verschoben werden müssen. Es ist zu bemerken, daß selbst bei rascher Rotation von etwa einem Tage die Geschwindigkeit nur $\pm \frac{1}{2}$ km/sec. betrüge, was ziemlich schwer meßbar ist. Die Resultate verschiedener Beobachter widersprachen auch einander. Dagegen weisen Strahlungsmessungen auf eine rasche Rotation hin, da auf der dunklen Seite die gleiche Wärmestrahlung gemessen wurde wie auf der beleuchteten. Die Temperatur der Venus ist nur wenig höher als die irdische. Daß Venus eine starke Atmosphäre besitzt, geht auch noch aus anderen Beobachtungen hervor. Wenn sie nämlich in unterer Konjunktion nahe der Sonne als schmale Sichel erscheint, erkennt man auch den eigentlich dunklen Rand als schmalen Lichtsaum, der nur in atmosphärischer Strahlenbrechung seine Ursache haben kann. Trotzdem ist es nicht gelungen, irgendwelche Verstärkung der terrestrischen Absorptionslinien des Wasserdampfes und des Sauerstoffs nachzuweisen, was nur so erklärt werden kann, daß die reflektierenden Wolken auf der Venus als Zirkuswolken so hoch liegen, daß die darüberliegenden Atmosphäreschichten keine merkliche Absorption mehr hervorrufen können. Geht der Planet vor der Sonnenscheibe vorüber, so erscheint er als schwarze Scheibe. Die Venusdurchgänge sind verhältnismäßig selten und kommen stets paarweise in 8jährigem Abstände vor, so daß nur etwa ein Paar auf ein Jahrhundert kommt. Der nächste Durchgang findet im Jahre 2004 Juni 8 statt. Ihre Bedeutung für die Bestimmung der Sonnenparallaxe haben die Durchgänge infolge genauerer Methoden verloren. Merkur und Venus heißen auch untere Planeten.

Erde und Mond s. d.

Mars, der vierte Planet von der Sonne aus und der erste außerhalb der Erdbahn, der oberen Planeten. Er ist wesentlich kleiner als die Erde, sein Durchmesser beträgt die Hälfte, seine Masse $\frac{1}{9}$, seine Entfernung von der Sonne das 1,52fache des irdischen Wertes.

Im Gegensatz zu allen anderen Planeten sieht man bei ihm die feste Oberfläche mit Flecken unveränderlicher Lage. Infolgedessen ist seine Rotation, die $24\frac{1}{2}$ Stunden beträgt, äußerst genau bekannt. Ebenso kennt man die Lage des Marsäquators sehr genau, der 25° gegen die Marsbahn geneigt ist, wodurch die beiden Halbkugeln ebenso wie bei der Erde Jahreszeiten haben, die durch starke Bahnexzentrizität sehr viel stärker verschieden sind als bei uns. Vollständige Phasen wie Merkur und Venus zeigen die äußeren Planeten nicht, da sie sowohl in Opposition als in Konjunktion

volle Scheiben sind. Wohl aber ist in der Nähe der Quadratur der von der Sonne abgewandte Rand verdunkelt und der Phasenwinkel kann bei Mars bis zu etwa 50° steigen.

Die Oberfläche des Mars ist mit hellen und dunklen Flecken bedeckt, die Länder und Meere genannt werden. Die Meere sind durch feine dunkle Linien, die sog. Kanäle verbunden, die gelegentlich verdoppelt gesehen wurden. Von den verschiedenen Beobachtern, unter denen sich vor allem Schiaparelli verdient gemacht hat, existieren eine Reihe von Karten der Marsoberfläche. Die Pole sind von weißen, nahe kreisrunden Polkappen bedeckt, deren Ausdehnung während der warmen Jahreszeit oft bis zum völligen Verschwinden abnimmt, wobei sie von einem auffallend dunklen Saum umgeben sind. Während des Schrumpfs der Polkappen werden die Meere und Kanäle zunächst in höheren, dann fortschreitend in niederen Breiten bis zum Äquator hin sichtbar. Man hat daraus geschlossen, daß die Polkappen während der Polarnacht gebildete Schneekappen geringer Mächtigkeit sind, die in der warmen Jahreszeit abtauen und deren Schmelzwasser in die Meere und die Kanäle, die beide vielleicht nur sumpfige Niederungen sind, eindringt. Auch Wolkenbildungen in Form weißlicher, meist dem Äquator paralleler Streifen werden gelegentlich beobachtet. Die Kanäle wurden von Schiaparelli entdeckt und von vielen anderen beobachtet. Über die Natur der Kanäle, die das Aussehen eines geometrischen Netzes besitzen, ist man völlig im unklaren. Kühn erklärt sie als optische Täuschungen (Kontrastlinien). Doch lassen sich dagegen Einwände erheben.

Strahlungsmessungen ergaben für die Polkalotte sehr niedere Temperaturen von -70° . In mittleren Breiten schwankt die Temperatur mit Tages- und Jahresschwankungen um Null. Es gelang in der Atmosphäre den Nachweis für die Anwesenheit von Wasserdampf und Sauerstoff zu erbringen, die allerdings beide in erheblich geringerem Maße vorkommen als auf der Erde.

Die Kanäle als Bauten intelligenter Marsbewohner anzusehen, ist reine Phantasie, die durch keinerlei Argumente gestützt wird. Immerhin haben wir keinen Grund, die Bewohnbarkeit des Mars abzulehnen, zumal der Beweis erbracht ist, daß seine Temperatur und Atmosphäre den irdischen so ähnlich sind.

Der Mars hat 2 im Jahre 1877 von Hall entdeckte Trabanten. Es sind äußerst kleine Himmelskörper, deren Durchmesser auf 10—50 km geschätzt werden. Sie stehen dem Mars sehr nahe, der innere hat einen Abstand von weniger als 3, der äußere von weniger als 7 Planetenradien. Dies hat zur Folge, daß der innere während einer Marsumdrehung mehr als 3 Umläufe macht, also im Westen auf und im Osten untergeht. Aus Beobachtungen der Mondbewegung ließ sich die Masse und Abplattung des Mars sehr genau bestimmen.

Planetoiden oder kleine Planeten.

Es ist zwar lange bekannt, daß die mittleren Entfernungen der Planeten von der Sonne durch eine unter dem Namen Bodesche Regel oder Titiusches Gesetz bekannte Zahlenreihe angenähert dargestellt wurden, ohne daß auf den heutigen Tag theoretische Gründe dafür angegeben werden können. Bezeichnet man die Entfernung Erde-Sonne mit 10, so ergibt sich folgende Reihe:

	B o d e s c h e Z a h l	W i r k l i c h e E n t f e r n u n g
Merkur	$0 + 4 = 4$	3,9
Venus	$3 + 4 = 7$	7,2
Erde	$6 + 4 = 10$	10,0
Mars	$12 + 4 = 16$	15,2
Planetoiden	$24 + 4 = 28$	15—53
Jupiter	$48 + 4 = 52$	52,0
Saturn	$96 + 4 = 100$	95,5
Uranus	$192 + 4 = 196$	192,2
Neptun	$384 + 4 = 388$	301,1

Nach dieser Reihe war immer die Lücke zwischen Mars und Jupiter aufgefallen, bis im Jahre 1801 Piazzi einen teleskopischen Stern entdeckte, der sich durch seine rasche Bewegung als Planet erwies und in diese Lücke fiel. Gegenwärtig kennen wir über 1000 solcher ohne Ausnahme kleiner Körper, die meistens photographisch entdeckt wurden. Die größten unter ihnen zeigen in Opposition einen abschätzbaren Durchmesser, doch sind zuverlässige Messungen noch nicht gelungen. Sie liegen fast alle in einem Gürtel zwischen Mars und Jupiter, einige Bahnen haben große Neigung und Exzentrizität, so daß einige die Marsbahn bzw. die Jupiterbahn schneiden. Die stärkste Anhäufung liegt in der Gegend, welche die Bodesche Regel erfordert. Im übrigen bietet die Statistik der kleinen Planeten viele interessante Probleme. So fehlen die Umlaufzeiten, welche mit der des Jupiter in einfachem kommensuralem Verhältnis stehen fast vollständig, besonders $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{3}$, dagegen kommen mehrere mit der gleichen Umlaufzeit wie Jupiter vor, die dann mit der Sonne und Jupiter ein gleichseitiges Dreieck in der Bahnebene des Jupiter bilden.

Jupiter ist der größte Planet. Er hat $\frac{1}{1000}$ Sonnenmasse und etwa 300 Erdmassen. Seine Entfernung von der Sonne ist das 5,2fache, sein Durchmesser das 11fache des irdischen. Schon im kleinen Fernrohr erkennt man helle und dunkle Streifung, die parallel zum Äquator geht und eine starke Abplattung von $\frac{1}{15}$. Die sichtbaren Flecken sind nicht feste Oberflächengebilde, sondern langsam veränderliche Wolken. Infolgedessen ist die Umdrehungszeit nicht so genau wie bei Mars bekannt, obwohl ihr Näherungswert schon frühzeitig erkannt wurde. Die Rotationsdauer wird zu 9h 50m angegeben, scheint aber, ähnlich wie bei der Sonne, in verschiedenen Breiten verschieden zu sein. Eine auffallende Erscheinung war der rote Fleck, ein ovales braunrotes Gebilde, das 1878 aufgefunden wurde und bis 1919 existierte. Er läßt sich auf Zeichnungen, wie Kritzingers zeigte, bis 1831 zurückverfolgen. Der Fleck hat ebenfalls keine feste Lage an der Planetenoberfläche, denn aus seinen Beobachtungen ergibt sich eine veränderliche Rotationsdauer. Daß Jupiter einen festen Kern besitzt, können wir annehmen. Zweifellos ist, worauf die Abplattung hindeutet (s. d.), die Masse viel mehr nach dem Mittelpunkt konzentriert als bei der Erde. Seine mittlere Dichte ist nur das 1,4fache der Wasserdichte. Die Albedo ist groß, das Spektrum unterscheidet sich wenig vom Sonnenspektrum, zeigt aber eine geringe Verstärkung der tellurischen Linien des Wasserdampfes und eine Bande unbekanntes Ursprunges im Rot bei λ 6180, die auch bei den anderen äußeren Planeten auftritt. Strahlungsmessungen ergeben eine sehr niedere Temperatur von etwa 140° abs.

Die 4 hellen Jupitermonde sind größer als der Erdmond und wurden mit der Erfindung des Fern-

rohres entdeckt. Man kann sie schon mit einem gewöhnlichen Opernglas sehen. Barnard maß die Durchmesser zu 3950, 3390, 5730, 5390 km. Diese 4 Monde zeigen einige Flecken und Andeutungen von Atmosphäre. Aus photometrischen Messungen ergab sich, daß ihre Helligkeit sich mit der Periode des Umlaufs ändert, woraus zu schließen ist, daß sie wie der Erdmond ihrem Hauptkörper stets die gleiche Seite zuwenden. Ein fünfter Trabant wurde 1892 von Barnard innerhalb der 4 großen entdeckt. Sein Durchmesser wird auf 160 km geschätzt. In den letzten Jahren wurden noch 4 weitere entdeckt, von denen VIII und IX rückläufig sind.

Der Saturn ist durch sein Ringsystem allgemein bekannt. Sein Abstand von der Sonne ist das 10fache, seine Masse das 100fache, seine Dichte nur $\frac{1}{8}$ der irdischen Werte, d. i. weniger als die Dichte des Wassers. Seine Abplattung ist die stärkste innerhalb des Sonnensystems.

Auf der Saturnskugel, die im allgemeinen einen ähnlichen Anblick zeigt, wie der Jupiter, sind die Flecken stärkeren Veränderungen unterworfen und wesentlich diffuser als dort. Infolgedessen ist die Umdrehungsdauer wesentlich ungenauer bekannt als bei Jupiter. Aus spektroskopischen Beobachtungen ergab sich 10h 14,6m. Sehr unsichere Temperaturbestimmungen geben 100° abs. Der um 28° gegen die Bahnebene geneigte Äquator des Saturn ist von einem System von Ringen umgeben, das zuerst 1656 von Huygens als solches erkannt wurde. Cassini erkannte, daß der Ring durch eine feine dunkle Linie in einen inneren und äußeren zerfalle. Die Linie heißt die Cassinische Teilung. Später wurden noch mehrere, weniger ausgeprägte Teilungen erkannt. Innerhalb dieser 2 Ringe fand man noch den sehr matten dunklen oder Kreppring. Spektroskopische Untersuchungen zeigen, daß die inneren Teile eines jeden Ringes größere Geschwindigkeiten besitzen als die äußeren und daß die Geschwindigkeiten das 3. Keplersche Gesetz befolgen. Hierdurch ist der theoretisch allein zulässigen Annahme, wie Maxwell zeigte, eine starke Stütze gegeben, nämlich, daß die Ringe keine zusammenhängende feste oder flüssige Masse seien, sondern eine zusammenhanglose Wolke von kleinen Satelliten. Die Trennungen zwischen den Ringen entsprechen (ähnlich wie beim Planetoidenring) den Stellen, an welchen die Keplerschen Bahnen einfache Kommensurabilität mit den Satellitenumläufen zeigen. Die äußerste Grenze der Ringe stimmt mit der Rocheschen Grenze nahezu überein (s. Gleichgewichtsfiguren). Infolge der Neigung der Ringebene und des Planetenäquators gegen die Bahnebene, die 28° beträgt, erscheinen uns die Ringe an zwei gegenüberliegenden Stellen der Bahn weit geöffnet, an den dazwischen liegenden Stellen als gerade Linie. Infolge ihrer geringen Dicke verschwinden sie, außer in den größten Fernrohren, ganz, wenn Erde oder Sonne in der Ringebene liegen, oder wenn Erde und Sonne auf verschiedenen Seiten der Ringebene stehen, so daß wir die von der Sonne nicht beleuchtete Seite der Ringe erblicken.

Der Saturn hat 10 bekannte Satelliten, deren Bahnen mit Ausnahme des äußersten, nahezu in der Ringebene liegen. Auffallend ist, daß der vorletzte, der Japetus, in westlicher Elongation um nahezu 2 Größenklassen schwächer ist, als in östlicher. Das Spektrum zeigt große Ähnlichkeit mit dem des Jupiter, nur sind die Wasserdampfbanden und die

Bande λ 6180 wesentlich kräftiger. Im Spektrum der Ringe fehlen sie aber völlig, woraus sich deren Atmosphärenlosigkeit ergibt. Einige Satelliten müssen eine sehr geringe Dichte besitzen von etwa $\frac{1}{5}$ der Wasserdichte.

Uranus wurde 1781 von Herschel entdeckt und bald darauf als Planet erkannt, nachdem er schon oftmals vorher gesehen worden. Er ist dem bloßen Auge eben noch erkennbar. Wir kennen 4 Monde, aus deren Bewegung sich seine Abplattung zu $\frac{1}{15}$ berechnet, woraus die Umdrehungszeit von 11 Stunden hervorgeht. Spektroskopisch fanden Lowell und Slipher $10\frac{3}{4}$ Stunden. Die Ebene des Uranusäquators und der Trabantenbahnen ist um etwas mehr als 90° gegen die Bahnebene geneigt, die Umdrehung demnach rückläufig. Das Spektrum zeigt die Charakteristika von Jupiter und Saturn noch stärker ausgeprägt.

Neptun. Schon wenige Jahre nach der Entdeckung und genaueren Bahnrechnung zeigte der Uranus starke Abweichungen. Der Astronom Leverrier fand, daß die Störung eine von außen wirkende Kraft sei und errechnete unter der Annahme doppelter Uranusentfernung den Ort eines hypothetischen Planeten, den Galle am 23. September 1846 nur 1° vom errechneten Ort beobachtete. Auch hier zeigte sich, daß Neptun schon 1795 von Lalande in Paris beobachtet worden war.

Vom Neptun kennen wir bisher nur einen Trabanten. Über die physische Beschaffenheit des Planeten wissen wir nichts. Sein Spektrum gleicht dem der Nachbarplaneten.

Damit war bisher die Reihe der Planeten zu Ende. Zwar hatte Lowell schon lange aus geringfügigen Störungen vor allem in der Uranusbewegung auf einen weiteren Planeten von etwa Erdmasse geschlossen. Dieser wurde von Lowells Nachfolger Slipher zu Beginn des Jahres 1930 als Stern 14. Größe entdeckt und bestätigt. Er besitzt eine Umlaufzeit von etwa 250 Jahren und eine ziemlich große Exzentrizität und Bahnneigung. Schon vor seiner Entdeckung war der Name Pluto festgelegt worden.

Botlinger.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astro-
nomie.

Planetenbahn. Die Planetenbahn ist eine Ellipse, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht. Die Richtung der großen Achse heißt Apsidenlinie, der der Sonne nächste Punkt der Bahn Perihelium, der fernste Aphelium. Da die Bewegung eines Körpers in jedem Augenblick durch 6 Größen festgelegt wird, nämlich durch die 3 Komponenten des Ortes und die 3 Komponenten der Geschwindigkeit, sind auch 6 Bahnelemente nötig, welche die Bewegung des Planeten für alle Zeiten festlegten, wenn er nicht Störungen durch die Nachbarplaneten erlitt. Ist die Masse des Planeten nicht im Verhältnis zur Sonne verschwindend klein, so tritt sie gewissermaßen als 7. Element hinzu.

Die Planetenbahn wird auf eine feste Ebene mit einer festen Anfangsrichtung für die Zählung bezogen und als solche sind die Bahnebene der Erde um die Sonne, d. i. die Ekliptik und die Richtung nach dem Frühlingspunkt am geeignetsten. Die Bahnebene des Planeten schneidet die Ekliptik in einer durch die Sonne gehenden Geraden, der Knotenlinie.

Die 6 Bahnelemente sind dann:

- a die halbe große Achse, gibt die Größe der Bahn und die Umlaufzeit an;

- e die Exzentrizität, gibt die Form der Bahn an; Ω die Länge des aufsteigenden Knotens, d. i. des Punktes, wo die Bahn von der südlichen auf die nördliche Hemisphäre übergeht, vom Frühlingspunkt gezählt;
- i die Neigung zwischen Ekliptik und Planetenbahn. Ω und i legen die Bahnebene des Planeten fest;
- ω die Länge des Perihels (Lage der Längsachse der Ellipse) vom Knoten aus gerechnet oder π Länge des Perihels als gebrochener Winkel vom Frühlingspunkt über Knoten gerechnet, daher $\pi = \Omega + \omega$. Gibt die Lage der Bahn in der Ebene an;
- T die Zeit des Durchgangs durchs Perihel, gibt den Ort des Planeten in der Bahn zu jedem Zeitpunkt an.

Dasselbe gilt für Kometenbahnen mit dem Unterschied, daß für die Planetenbahnen, mit wenigen Ausnahmen bei kleinen Planeten, i und e klein sind, während bei den Kometen i alle Werte von 0° bis 180° haben kann und e immer nahe bei 1 liegt (parabolische Bahn). Bei einzelnen Kometen ist auch $e > 1$ beobachtet (s. d.). *Bottlinger.*

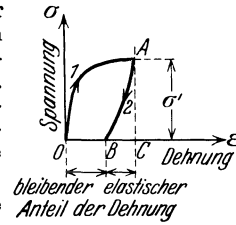
Planetoiden s. Planeten.

Plastik s. Stereoskop und Prismenfeldstecher.

Plastizität (Bildsamkeit). Man versteht darunter die Eigenschaft der festen Körper, ihre Gestalt unter bestimmten Bedingungen bleibend zu ändern, ohne daß dabei der Zusammenhang der kleinen Teile der Körper sich merklich auflockert. Im flüssigen Zustande der Materie können ihre Teile sich leicht verschieben. Der mechanische Ausdruck für diese Eigenschaft der Flüssigkeiten ist, daß in ihnen im Ruhezustande der Druck stets senkrecht zu jeder gedachten Schnittfläche gerichtet ist. Hingegen vermögen die Teile eines festen Körpers außer den zu den Schnittflächen senkrechten Zug- oder Druckkräften (den Normalspannungen) auch tangential zu ihnen gerichtete Kräfte von beträchtlicher Größe (Schubspannungen) zu übertragen. Aber alle festen Stoffe können unter bestimmten Bedingungen in einen Zustand — den plastischen oder den bildsamen Zustand — gebracht werden, in dem sie ihre Gestalt in stetiger Weise bleibend ändern oder in dem sie, wie man sagt, fließen. Auf der Fähigkeit der dehnbaren technischen Metalle, ihre Gestalt im bildsamen Zustande ohne zu brechen stark zu ändern, beruht ihre für die Technik so wichtige Verarbeitbarkeit durch das Pressen, Walzen und Ziehen.

Belastet man einen Draht oder einen dünnen Stab aus einem dehnbaren Metall durch zwei Kräfte an seinen Enden auf Zug, so wird er sich unter ihrer Wirkung meßbar verlängern. Trägt man sich das Verhältnis der Verlängerungen Δl des Drahtes zu seiner ursprünglichen Länge l oder die spezifische Dehnung $\epsilon = \Delta l : l$ und die in den Stabquerschnitten f in der Flächeneinheit übertragene Zugkraft oder die spezifische Zugspannung $\sigma = P : f$ (wo P die Zugkraft ist) in einem rechtwinkligen Koordinatensystem als Strecken auf, so erhält man für die zusammengehörigen Werte der Dehnung ϵ und der Zugspannung σ eine Reihe von Punkten, die auf einer Kurve — der Formänderungskurve für Zug — liegen. Wenn der Draht nach seiner Entlastung wieder genau seine ursprüngliche Länge annimmt, nennt man seine Dehnung elastisch. Hat man aber den Draht stärker gedehnt, so wird man nach der Entlastung

eine bleibende Verlängerung feststellen können. Wenn man den Draht von einer Zugspannung σ' , unter der er eben belastet war, entlastet, wird man deshalb im allgemeinen für die Entlastung eine vom ersten Kurvenstück 1 verschiedene Linie 2 erhalten. Die nach der völligen Entlastung vorhandene Dehnung, die durch die Strecke



OB in Fig. 1 gegeben wird, ist der bleibende, die durch die Strecke BC dargestellte Verlängerung der Spannung in Abhängigkeit von der Dehnung. **Fig. 1.** Charakter der Formänderungskurve für Zug prägen sich bereits wichtige Eigenschaften der bildsamen Formänderungen der dehnbaren Metalle aus, weshalb hier einige Formänderungskurven als Beispiele wiedergegeben sind (Fig. 2); die Spannungen σ

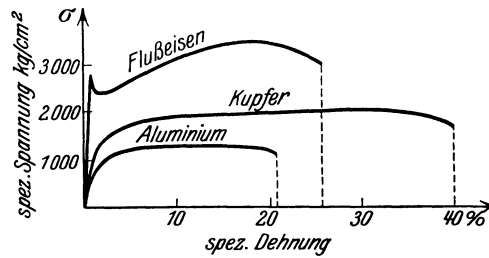


Fig. 2. Formänderungskurven.

sind in denselben auf den ursprünglichen Querschnitt des Stabes bezogen worden. Der elastische Anteil an der Dehnung beträgt bei den technischen Metallen höchstens einige Tausendstel und ist gewöhnlich viel kleiner, so daß er neben dem bleibenden Anteil oft gänzlich vernachlässigt werden darf.

Die Gestalt der Formänderungskurve $\sigma = f(\epsilon)$ wird durch verschiedene Umstände bestimmt. So zeigt ein weich ausgeglühtes Flußeisen (Eisen mit Bruchteilen eines v. H. fremden Bestandteiles, insbesondere Kohlenstoff) in seiner jungfräulichen Kurve oft einen sehr scharfen Übergang aus dem Bereich der elastischen Formänderungen zu den bildsamen, eine scharf ausgeprägte Fließgrenze. Unterhalb derselben verhält sich Flußeisen rein elastisch. Belastet man jedoch dasselbe Eisen unter erhöhten Temperaturen, so verschwindet der scharfe Übergang und die Formänderungskurve verläuft mit viel niedrigeren Fließspannungen. Wenn ein Eisenkörper zuerst einer stärkeren plastischen Druckbeanspruchung unterworfen worden ist und dann auf Zug belastet wird, erhält man ebenfalls einen stark abgerundeten Verlauf der Kurve der Zugspannungen (Fig. 3). Auf die Gestalt derselben ist ferner von Einfluß die Dehnungsgeschwindigkeit. Bei schneller Dehnung nehmen die Fließspannungen zu (Fig. 4). In der jungfräulichen Kurve läßt sich keine Fließgrenze angeben. Entlastet man jedoch einen um einige v. H. gedehnten Kupferstab und beansprucht ihn wieder, so tritt die Fließgrenze unter annähernd der Spannung σ' (Fig. 5) auf,

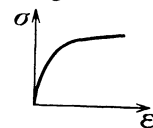


Fig. 3. Kurve der Zugspannungen.

unter der er zuletzt belastet war. Wie man sieht, erhöht sich die Fließgrenze durch die vorangehende Formänderung, ein Vorgang, den man als Verfestigung beschrieben hat. Die Belastungskurve 3 und die Entlastungskurve 2 bilden im allgemeinen eine Schleife (Fig. 5).

Man kann in der Mechanik die plastischen Zustände der Stoffe oft als Gleichgewichtszustände behandeln, obwohl die plastischen Formänderungen

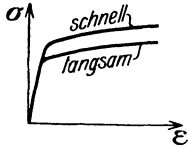


Fig. 4. Zunahme der Fließspannungen bei Dehnung.

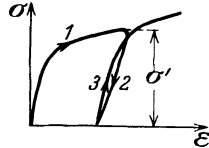


Fig. 5. Erhöhung der Fließgrenze durch vorangehende Formänderung.

von Vorgängen im Kleingefüge herrühren, die sicher auf dauernde Gleichgewichtsstörungen und Bewegungserscheinungen zurückgeführt werden müssen. Die in einer Schleifenbildung (Fig. 5) zutage tretenden unelastischen Vorgänge während einer Entlastung und einer darauffolgenden Belastung werden als elastische Hysteresis die zeitliche Auswirkung eines Fließvorganges während einer Entlastung als das Nachfließen bezeichnet. Daneben ist noch die elastische Nachwirkung zu erwähnen, unter der alle Vorgänge zusammengefaßt werden, bei denen im elastischen Bereich der Formänderungen eine Abhängigkeit der Dehnung oder der Spannung von der Dauer der Beanspruchung sich bemerkbar macht.

Während die elastischen Formänderungen der festen Körper (Kristalle, Kristallkornaufwerke) durch die Verzerrung des Gitters der atomaren Bausteine erklärt werden, dürften die plastischen Formänderungen auf verschiedenen Vorgängen beruhen, je nachdem es sich bei den Gestaltänderungen um niedrige oder höhere Temperaturen handelt. Der Mechanismus der bildsamen Verformung ließ sich am reinsten an den Einzelkristallen verfolgen, die man aus den metallischen Elementen (Aluminium, Kupfer, Zink, Wolfram, Eisen) hergestellt hat. Wie besonders G. J. Taylor gezeigt hat, besteht die Plastizität eines Aluminiumkristalles in einem Abgleiten seiner Teile in dünnen Schichten nach kristallographisch gegebenen Richtungen. Im kubisch flächenzentrierten Gitter des Aluminiums sind die Oktaederebenen die möglichen Gleitebenen, die Kanten des Oktaeders die möglichen Gleirichtungen. Ein aus einem Aluminium-einzelkristall bestehender Stab verformt sich in der Weise plastisch, daß unter den vier Oktaederebenen eine zur Gleitebene wird, die bei der zufälligen Lage des Gitters in der Richtung einer Oktaederkante die größte Schubspannungskomponente hat. Während der Verformung nimmt die Schubspannung zu. Unter größeren Dehnungen stellt sich gewöhnlich noch eine zweite Gleitebene im Kristall der flächenzentrierten Metalle ebenso günstig wie die erste ein und das Abgleiten erfolgt dann in beiden.

Bei den Metallen mit hexagonalem Gitter gleiten die Basisflächen ab. Eine zweite Art des Elementarvorganges besteht in einem Umklappen eines Teiles des Kristalles in eine zweite Lage (Zwillingsbildung). Die Translations- und Zwillingsstreifungen, die man

auf der Oberfläche von plastisch verformten Metallen innerhalb der Kristallkörner im Mikroskop sehen kann, hängen mit diesen Elementarvorgängen zusammen. Die Gleitflächenbildung in den Kristallen wird durch Erhöhung der Temperatur erleichtert. Es folgt daraus, daß die Fließspannung stark von den Wärmeschwingungen der Atome abhängen muß. Nach R. Becker schwankt die in der Gleitebene wirkende Schubspannung infolge der thermischen Agitation der Atome des Kristalles ständig um einen Mittelwert. Da zur Verschiebung der Teile eines Kristalles längs einer Gleitebene eine bestimmte Spannung erforderlich ist, wird diese Grenzspannung in kurzen Zeiten bereits überschritten, wenn der durchschnittliche Wert der Schubspannung noch ein wenig kleiner als ihr Grenzwert ist. Während dieser kurzen Zeitmomente kann sich die betreffende Gleitebene sprunghaft betätigen. Die Fließgeschwindigkeit ist danach durch die Häufigkeit bestimmt, mit der der Mittelwert der Schubspannung überschritten wird. Im Mechanismus der Plastizität spielt ferner der Platzwechsel der Atome eine Rolle. Wie besonders Smekal hervorgehoben hat, sind nicht alle Atome im Gitter der Kristalle gleichstark gebunden. Es gibt im Kristall Lockerstellen (innere Trennungsfächen), wo bei den Wärmeschwingungen die Atome sich am leichtesten von einem Teil lösen und wo sie zum anderen Teil überspringen können. Dies Überspringen bei den nicht kristallinen (amorphen) Festkörpern ist die Ursache für ihre Plastizität.

In den Kristallkörnern der technischen Metalle oder der natürlichen Baustoffe und in den Gesteinen ist der Mechanismus der bildsamen Formänderung vermutlich noch viel verwickelter, als im Einzelkristall. Hier sind besonders die Korngrenzen die Stellen, von wo aus die Gleitungsmöglichkeiten der Kristallkörner erschwert werden. Wenn der Stoff in den Grenzen seiner Körner fest zusammenhält, kann er um so schwerer in einen plastischen Zustand gebracht werden, je feiner sein Gefüge ist. Durch das Zusammenhalten der Korngrenzen werden die Gleitschichten zu Krümmungen veranlaßt. Diese Biegung der Gleitschichten dürfte im wesentlichen elastisch erfolgen. In Stoffen mit einem lockeren Gefüge brechen die Kristallkörner während der bildsamen Formänderung und die inneren Zerreißen schwächen den Körperzusammenhang. Die verschiedenen Vorgänge werden oft kombiniert auftreten oder sich gar nicht voneinander trennen lassen, woraus sich die große Mannigfaltigkeit des verschiedenen Verhaltens der festen Körper hinsichtlich ihrer bleibenden Formänderungen erklärt.

Während die chemisch reinen Metalle sich unter einer Zugbelastung sehr gut plastisch verformen lassen, ist dies bei den gegossenen technischen Metallen (Metallegierungen) oder bei den gesteinartigen Körpern weniger oder gar nicht der Fall. Die Versuchskörper brechen, bevor sich in ihnen der bildsamen Zustand ausbilden konnte. Hingegen lassen sich alle festen Stoffe plastisch verformen, wenn man sie unter einen sehr hohen Druck bringt und in ihnen in einer Richtung eine Spannungsdifferenz erzeugt. Das bekannteste Beispiel für dies Verhalten der festen Stoffe unter hohem Druck bietet die Geologie in den plastischen Formänderungen der Gesteinschichten.

Im Hinblick auf die technischen Anwendungen und die Verwendung der Metalle in den Kon-

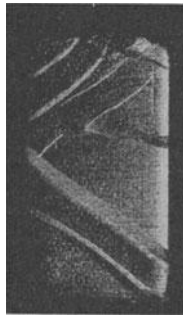


Fig. 6.
Fließfiguren auf gedrückten Eisenkörpern.

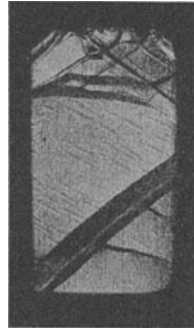


Fig. 7.



Fig. 8. Eisen.

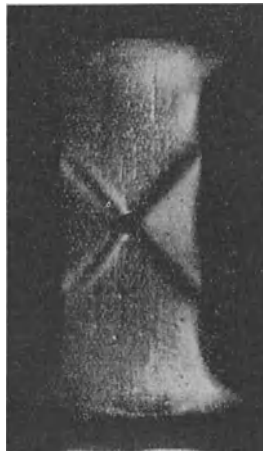


Fig. 9. Kupfer.

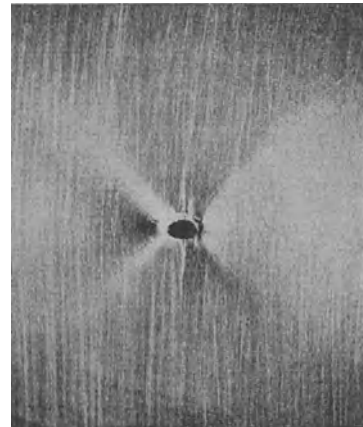


Fig. 10. Paraffin.

Wirkung eines zur Druckrichtung senkrechten Loches.

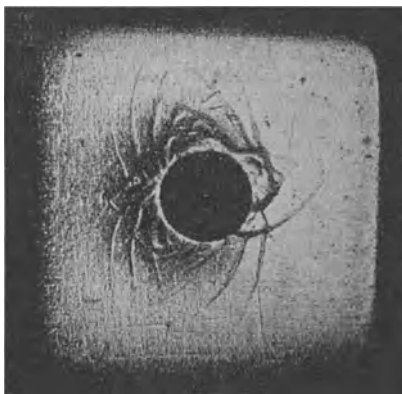


Fig. 11. Logarithmische Spiralen als Gleitlinien um einen Eindruck in weiches Eisen.



Fig. 12.

Fließstreifen im Querschnitt von tordierten Stäben aus Eisen.

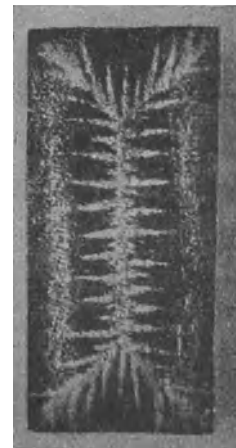


Fig. 13.

struktionen des Ingenieurs ist eine der wichtigsten Aufgaben der Festigkeitslehre die Bestimmung der Grenzspannungszustände, die an der Fließ- oder Plastizitätsgrenze der Stoffe liegen. Da ein homogener Spannungszustand in einem Körper durch seine drei Hauptspannungen gegeben wird, läßt sich die Gesamtheit der an der Fließ- oder Plastizitätsgrenze gelegenen Spannungszustände in einem rechtwinkligen räumlichen Koordinatensystem mit den Hauptspannungen $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ als Koordinaten durch eine Fläche anschaulich darstellen. Mit der Bestimmung dieser Fläche haben sich viele Versuche der Ingenieure beschäftigt. Wichtige Annahmen über ihre Gestalt hat Otto Mohr gemacht. Es scheint, daß sie bei den technischen (dehnbaren) Metallen unter hinreichend weit von ihrem Schmelzpunkt entfernten Temperaturen und nicht zu kleinen Fließgeschwindigkeiten durch einen Kreiszyylinder $(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = \text{konst.}$ wiedergegeben werden kann. Seine Achse bildet Winkel mit den Koordinatenachsen mit dem Richtungskosinus $1/\sqrt{3}$. Die vorstehende Plastizitätsbedingung hat v. Mises zuerst angegeben. Wie aus der vorstehenden Formel ersichtlich wird, hat die Überlagerung eines allseitig gleichen (eines hydrostatischen) Druckes keinen Einfluß auf die Plastizitätsgrenze. Unter einem allseitig gleichen Druck ist kein bildsamer Zustand möglich.

Man hat die Stoffe, die unter einer wachsenden Belastung brechen, bevor sich in ihnen ein bildsamer Zustand ausbilden konnte, die spröden genannt. Da aber jeder feste Stoff in den bildsamen Zustand gebracht werden kann, ist es richtiger, nicht von spröden und von plastischen Körpern, sondern vom spröden und vom plastischen Zustand bei ihnen zu sprechen.

Dem Verhalten der dehnbaren Metalle unter gewöhnlichen mittleren Drucken nähert sich das Verhalten der spröderen Gesteine unter großen mittleren Drucken. (Versuche von Kármán mit plastischem Marmor.)

Eine eigentümliche Begleiterscheinung der bildsamen Formänderungen des Flußeisens sind die Fließfiguren. Es sind dies feine Reliefzeichnungen, die man auf der Oberfläche von spiegelnd-blank polierten Eisenkörpern nach Überschreitung der Fließgrenze oft in auffallend regelmäßiger Weise entstehen sieht (vgl. die Fig. 6 bis 13). Die matten Streifen, die auf der spiegelnden Oberfläche entstehen, sind die Spuren von dünnen Schichten, in denen das Eisen anscheinend stärker fließt, als in den angrenzenden Körperteilen. Die dünnen Schichten fallen sehr nahe zusammen mit den Flächen, in denen die Schubspannung im Innern der beanspruchten Eisenkörper ihren größten Wert annimmt. Zur Sichtbarmachung der Fließschichten kann man sich eines von A. Fry angegebenen Ätzverfahrens bedienen. In einem auf reinen Zug oder Druck beanspruchten Eisenkörper liegen die Fließschichten, sofern nicht störende Neben-umstände, wie z. B. die Druckplattenreibung auf ihre Ausbildung einen Einfluß haben, nahezu unter 45° zur Zug- oder Druckrichtung geneigt. Man kann die Fließschichten künstlich hervorrufen, wenn man den Körper mit einer feinen Bohrung senkrecht zur Krafrichtung versieht. Es entwickeln sich dann zwei Fließschichten symmetrisch zur Stabachse, wie sie in Fig. 8 zu sehen sind. Analoge Erscheinungen lassen sich auch bei anderen Stoffen

erzeugen, Fig. 9 zeigt die Fließfigur, die mit einem durchbohrten Kupferkörper, Fig. 10 die mit einem durchbohrten Paraffinkörper erhalten wurde. In einem gebogenen Blech liegen die Fließschichten wie in Fig. 14, um einen Eindruck eines harten zylindrischen Stempels entsteht entsprechend dem radialsymmetrischen Feld



Fig. 14. Fließschichten in einem gebogenen Blech.

in der Hauptspannungen ein Gleitliniensystem (Fig. 11), das aus zwei Scharen von logarithmischen Spiralen besteht. In einem radialsymmetrischen Spannungszustand liegen die Gleitflächen oder die Flächen der maximalen Schubspannung in der Tat in diesen Richtungen (Beanspruchung eines dickwandigen Rohres durch einen inneren Druck). In den Querschnittsflächen von schwach plastisch tordierten Eisenstäben lassen sich die Fließschichten gleichfalls gut nachweisen. Beispiele sind in den Fig. 12 und 13 wiedergegeben. Für die Entstehung der schwarzen Fließstreifen in den Querschnitten von tordierten Stäben kann folgende Regel angegeben werden. Man denke sich über dem Querschnittsrand eine Böschungfläche (eine Fläche mit einer unveränderlichen größten Neigung) konstruiert. Die Fließstreifen verlaufen senkrecht zu den Schichtenlinien dieser Fläche. Denkt man sich die Böschungfläche als ein flaches Dach über dem Querschnitt, so verlaufen die Fließschichten wie die Projektionen der Linien, längs denen das Wasser auf dem Dach abläuft.

Die ersten Ansätze zu einer Mechanik des bildsamen Zustandes der festen Körper rühren von de St. Venant her. Auf Grund der Versuche von Tresca über das Ausfließen von plastischen Massen aus Öffnungen hat St. Venant Gleichgewichtszustände von solchen Massen unter der Annahme berechnet, daß in ihnen die größte Schubspannung einen unveränderlichen Wert habe. In ähnlicher Richtung bewegten sich die Arbeiten von Dugué. Über den Verlauf der Formänderungskurve für die Zug-, für die Druck- und für die Torsionsbeanspruchung hat zuerst P. Ludwik vergleichende Untersuchungen angestellt. Einen wesentlichen Fortschritt über die älteren Annahmen hinaus bedeuten die Ansätze von R. v. Mises, der die St. Venantsche Plastizitätsbedingung durch die oben erwähnte Bedingung ersetzt hat. Die Aufmerksamkeit der neueren Forscher ist unter anderem auf die mathematische Erfassung der Gleitflächensysteme gerichtet, für die beispielsweise beim ebenen Spannungszustand einer plastischen Masse neuerdings (H. Hencky) allgemeine Regeln angegeben konnte. Für das ebene Problem einer plastischen Masse haben Lösungen angegeben: Carathéodory, Hencky, Nádaí, Prandtl und E. Schmidt. Von L. Prandtl rührt eine Theorie der Vorgänge beim Eindringen eines prismatischen Stempels in eine plastische Masse her. Die Kinematik der plastischen Formänderungen des Einzelkristalles wurde durch G. J. Taylor und C. F. Elam, Polányi und E. Schmid aufgeklärt. Das Biegeungsproblem eines oberhalb der Fließgrenze belasteten Eisenstabes hat Eugen Meyer behandelt, während die Biegeungsaufgabe für Stäbe durch Formänderungen, die nicht dem Hooke'schen Elastizitätsgesetz genügen, durch C. v. Bach erledigt wurde.

A. Nádaí.

Nádaí, A. Nádaí, Der bildsamer Zustand der Werkstoffe. Julius Springer, Berlin, 1927. Vgl. auch Geiger-Scheel'sches Handbuch der Physik, Bd. VI, Artikel über Plastizität. Julius Springer, Berlin, 1928.

Plastizität der Erde. Trotz der außerordentlichen Festigkeit der Erde, welche nach den neueren Forschungen etwa $15-19 \times 10^{11}$ cgs beträgt, muß man doch der Erde auch einen gewissen Grad von Plastizität zuerkennen. Diese kommt aber nur gegenüber Kräften zum Ausdruck, welche durch sehr lange Zeiträume im gleichen Sinne wirken. So hat die durch die Erdrotation erzeugte Fliehkraft zur Folge, daß die Abplattung genau der Rotationsgeschwindigkeit entspricht. Man müßte sonst annehmen, daß sich die Umdrehungszeit der Erde, seit sie in festen Zustand übergegangen ist, nicht mehr verändert habe. Da aber seither mit dem Abkühlungsprozeß gewiß noch eine bedeutende Massenverschiebung verbunden war, so ist diese Annahme mit dem Flächensatz nicht vereinbar.

Die gesamten Untersuchungen von Darwin über die Flutreibung und ihren Einfluß auf die Erdrotation und die Mondbewegung beruhen auf der Annahme einer gewissen Plastizität oder Viskosität der Erde. Nach Schweydar dagegen ist die Erde den Flutkräften gegenüber als vollkommen elastisch zu betrachten.

A. Prey.
Näheres s. W. Schweydar, Die Polbewegung in Beziehung zur Festigkeit und zu einer hypothetischen Magmaschicht der Erde. Veröffentl. d. preuß. geod. Institutes. Neue Folge. Nr. 79.

Plateausche Gleichgewichtsfiguren s. Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeitsmassen.

Platin-Einheitslichtquelle (Violle) s. Einheitslichtquellen.

Platingeräte. In der chemischen Analyse werden Tiegel und Schalen nebst Rührspateln gebraucht. Tiegel dienen häufig zum Glühen von Niederschlägen (Filterveraschung im Tiegel) und zu Aufschlüssen (s. d.), Schalen werden vor allem zu Flußsäureaufschlüssen gebraucht. Zur Erhaltung des Gerätes sind folgende Vorsichtsmaßregeln zu beachten: In Platingefäße dürfen keine Stoffe gebracht werden, aus denen freie Halogene entstehen können, ferner dürfen keine Ätzalkalien darin geschmolzen werden (für letzteres sind Silbertiegel verwendbar). Schwermetallsalze dürfen in Platintiegeln nicht geschmolzen werden, da schon durch die Flammengase, die durch die Platinwand hindurch diffundieren, Reduktion und weiterhin Legierung eintreten kann. Schwefel- und phosphorhaltige Stoffe können die Platinwand angreifen. Auf jeden Fall ist zu vermeiden, daß der Tiegel mit einer leuchtenden Flamme in Berührung kommt.

Zum Reinigen von Platintiegeln empfiehlt sich, wenn andere Reinigungsmittel versagen, geschmolzenes Kaliumbisulfat oder auch mechanische Reinigung durch Scheuern mit Sand. Bei den Bisulfataufschlüssen geht etwas Platin in die Analysensubstanz ein, worauf unter Umständen Rücksicht genommen werden muß. *Günther.*

Platinierung. Zum Zwecke der Messung der Leitfähigkeit von Elektrolyten oder zur Herstellung von Gaselektroden (s. d.) wie auch zur Schwärzung von Bolometerstreifen überzieht man Platinbleche mit einer Schicht elektrolytisch niedergeschlagenen, fein verteilten Platins, mit sog. Platinschwarz. Durch diesen Überzug wird die wirksame Oberfläche der Elektroden etwa um das 300fache vergrößert.

Vor dem Platinieren muß die zu überziehende Elektrode sorgfältig mit konzentrierter Schwefelsäure und Kaliumbichromat gereinigt und dann

ausgeglüht werden. Die Platinierungsflüssigkeit besteht zweckmäßig aus 3 Gramm Platinchlorwasserstoffsäure und 0,02—0,03 Gramm Bleiazetat oder Ameisensäure auf 100 Gramm Wasser. Als Stromquelle genügt ein Bleiakкумуляtor, dessen Stromstärke so reguliert wird, daß an den Elektroden eine mäßige Gasentwicklung sichtbar wird. Der Strom wird nach gleichen Zeiten mehrmals kommutiert, bis insgesamt etwa 10 Minuten verstrichen sind. Die frisch platinierete Elektrode muß mit verdünnter Schwefelsäure gewaschen und darauf mit destilliertem Wasser gut abgespült werden.

Platinierete Elektroden haben die für manche Zwecke störende Eigenschaft, daß sie Säuren und Alkalien, insbesondere aber gasförmige Zersetzungsprodukte der Elektrolyse auch bei Belastung mit Wechselstrom stark adsorbieren. Daher verdient beim Arbeiten mit weitgehend verdünnten Lösungen unter Umständen die Benutzung blanker Elektroden den Vorzug.

H. Cassel.
Näheres z. B. Kohlrausch-Holborn, Leitvermögen der Elektrolyte. Leipzig 1916.

Platinmoor. Ein unedles Metall (z. B. Zink) in eine wässrige Platinchloridlösung getaucht, überzieht sich mit einem dichten Überzug von sehr feinkörnigem Platin (Platinschwarz oder Platinmoor). Auch andere Metalle lassen sich mit Platinmoor überziehen, wenn sie zur Kathode und ein Platinblech zur Anode in einem Elektrolyten folgender Zusammensetzung gemacht werden: 1 Teil wasserfreies Platinchlorid, 30 Teile Wasser (spez. Gewicht der Lösung 1,024), 0,008 Teile Bleiazetat. Die Platinanode wird dabei nicht angegriffen, sondern das Platin wird aus der — sich deshalb mit der Zeit verbrauchenden — Lösung ausgeschieden. (Die Lösung gegen Licht- und Luftzutritt schützen!) Die Stromdichte bei der Elektrolyse darf 0,03 Amp. pro cm^2 nicht überschreiten. Man erhält dann auf gut gereinigten Metallen fest haftende gleichmäßige schwarze Niederschläge. Für sichtbares und kurzwelliges ultrarotes Licht (etwa bis 20μ) reflektieren sie nur wenige Prozent der auffallenden Strahlung (etwa 1—3% je nach Güte und Dicke der Schicht). Ihr Wärmeleitvermögen ist gut, deshalb sind Platinmoorüberzüge den Rußüberzügen für Empfänger zu Strahlungsmessungen vorzuziehen (s. Reflexionsvermögen). Die Röntgenkristallanalyse hat ergeben, daß Platinmoor ein amorpher Metallniederschlag ist. Platinmoor dient vielfach als chemischer Katalysator. Platinelektroden in Leitfähigkeitsgefäßen werden mit Platinmoor überzogen, um die Oberfläche zu vergrößern. *Gerlach.*

Näheres s. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik.
Platinschmelzpunkt, der schwarze Körper beim — zur Darstellung der Lichteinheit s. Einheitslichtquellen, Nr. 7.

Platinstrahlung. Die Strahlung von blankem Platin bei höheren Temperaturen folgt sehr einfachen Gesetzen. Die Gesamtstrahlung ist proportional der fünften Potenz der absoluten Temperatur. Das Wiensche Verschiebungsgesetz (s. d.) gilt auch für blankes Platin. Die Konstante $\lambda_{\text{max}} T$ hat für blankes Platin den Wert 0,258 cm-Grad. Die Beziehung ist von Bedeutung zur Messung hoher Temperaturen (s. Strahlungstemperaturen). Wegen der einfachen Form der Strahlungsgesetze des Platins und der Möglichkeit, sehr reine strahlende Platinoberflächen herzustellen, ist versucht worden, glühendes Platin als Lichtnormale zu verwenden (Physikalisch-Technische Reichsanstalt,

Arbeiten von O. Lummer, E. Warburg, C. Müller). Vgl. Energetisch-photometrische Beziehungen Nr. 3. Gerlach.

Platinthermometer s. Widerstandsthermometer.

Platte oder Scheibe ist ein Körper von zwei vorwiegend ausgebildeten Dimensionen, der im natürlichen Zustande eine ganz bestimmte Gestalt annimmt und einer Biegung elastische Kräfte entgegensetzt. Sie ist das zweidimensionale Analogon zum Stabe (s. d.) und verhält sich zu diesem wie eine Membran (s. d.) zu einer Saite (s. d.). S. auch Plattenschwingungen. E. Waetzmann.

Platte, photographische s. Abschwächen von phot. Negativen, Desensibilisation; Entwicklung photographischer Schichten; Fixieren photographischer Schichten; Härtung photographischer Schichten Herschel-Effekt; latentes Bild; Lichthofbildung bei photographischen Platten; photographische Emulsionen; Plattentypen, photographische; Schwärzung, photographische; Sensibilisation photographischer Schichten; Sensitometrie photographischer Schichten. Vgl. auch Photographie; Silberbestimmung photographischer Schichten.

Plattenfederanometer s. Manometer.

Plattenkondensator s. Kondensator.

Plattenschwingungen. Die Platte (s. d.) sei ebenflächig. Die äußere Grenze kann beliebige Form haben, das Material kann sehr verschieden gewählt sein. Wird die irgendwie befestigte Platte z. B. durch Streichen mit dem Violinbogen über eine Stelle ihres Randes in (Transversal-) Schwingungen versetzt, so teilt sie sich in mehrere schwingende Teile, die durch Stellen der Ruhe (Knotenlinien) voneinander getrennt sind. Die beiden in einer Knotenlinie zusammenstoßenden Abschnitte schwingen immer in entgegengesetzter Richtung. Die Mannigfaltigkeit der möglichen Schwingungsformen ist ungeheuer groß, und die Schwingungsform wird um so komplizierter, je komplizierter die Form der Platte ist.

Ebenso wie die theoretische Behandlung der transversalen Stabschwingungen (s. d.) gegenüber derjenigen der transversalen Saitenschwingungen kompliziert ist, so ist es auch die Behandlung der Plattenschwingungen gegenüber derjenigen der Membranschwingungen (s. d.). Besondere Schwierigkeiten bieten sich der Theorie in dem sehr wichtigen Falle, daß der Rand der Platte frei ist. Bisher ist es nur für die Kreisplatte gelungen (Kirchhoff), die Schwingungen exakt abzuleiten. Hier können die Knotenlinien konzentrische Kreise oder Durchmesser sein. Die von Kirchhoff berechneten Radien der kreisförmigen Knotenlinien stimmen mit den experimentell bestimmten (Savart und namentlich Strehlke) bis auf etwa Eins pro Mille überein. Neben den kreisförmigen Platten sind bisher namentlich quadratische Platten genauer untersucht worden. Die Schwingungszahlen der Töne zweier quadratischer Platten bei gleicher Teilungsart verhalten sich wie die Dicken und umgekehrt wie die Quadrate der Kantenlängen.

Die Knotenlinien werden sichtbar gemacht, indem auf die Platte trockener Sand gestreut wird, der während der Schwingungen zu den Knotenlinien hingetrieben wird und dort ruhig liegen bleibt (Chladnische Klangfiguren). Sehr leichte Pulver, z. B. feiner Lycopodiumsamen, werden nicht zu den Knoten hingetrieben, sondern bilden an den Bäuchen kleine Häufchen. Diese von

Savart zuerst beobachtete Erscheinung ist von Faraday auf Luftwirbel, die durch die Schwingungen der Platte erzeugt werden, zurückgeführt worden. Die leichten Staubteilchen werden von den Wirbeln festgehalten, während die schwereren Sandkörner sie passieren können.

Eine wichtige Anwendung der Plattenschwingungen bilden die Resonanzböden der Klaviere (s. d.).

Über Schwingungen gekrümmter Platten s. Glocken.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Melde, Akustik. Leipzig 1883.

Plattensteifigkeit s. Plattentheorie.

Plattentheorie. (Näherungstheorie der Reckung und Biegung von dünnen Platten.) Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen einer dünnen Platte lassen sich in großer Annäherung mit Hilfe der auf die Gesamtdicke der Platte bezogenen Spannungsergebnisse und Spannungsmomente (s. d.) ausdrücken. Der Verzerrungszustand einer Platte oder Schale läßt sich in erster Annäherung durch die Komponenten der Verzerrung für die Mittelfläche der Schale beschreiben. Da sich die letzteren Verzerrungsgrößen auf einfache Weise aus den Verschiebungen der Punkte der Mittelfläche berechnen lassen, kann man auch Spannungsergebnisse und Spannungsmomente durch die Verschiebungen der Mittelfläche ausdrücken. Damit reduziert sich das Problem auf die Bestimmung der Gestalt der verzerrten Schalenmittelfläche unter gegebener Belastung. Im folgenden sind die wichtigsten Zusammenhänge für den Fall der ebenen Platte von konstanter Stärke und bei kleinen Verschiebungen kurz angedeutet.

Sei $(0, x, y, z)$ ein kartesisches Koordinatensystem, dessen z -Achse normal zur Plattenebene gerichtet ist, u, v, w die Komponenten des Verschiebungsvektors für die Punkte $(x, y, 0)$ der Plattenmittelebene. Sodann ist der Verzerrungszustand der Mittelebene, kleine Formänderungen vorausgesetzt, durch die folgenden sechs Größen gekennzeichnet:

$$(1') \quad \varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} = \text{lineare Dehnung in Richtung der } x\text{-Achse,}$$

$$(1'') \quad \varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} = \text{desgl. für die } y\text{-Richtung,}$$

$$(1''') \quad \gamma_{xy} = \gamma = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = \text{die Änderung des rechten Winkels zwischen zwei Elementen, die im unverzerrten Zustand der } x\text{- bzw. der } y\text{-Achse parallel waren (Schiebung in der Mittelebene). Die drei Verzerrungsgrößen } \varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma \text{ hängen auf dieser (ersten) Stufe der Annäherung nur von den Verschiebungen } u, v \text{ in der Plattenebene ab, nicht aber von den „Durchbiegungen“ normal zur Mittelebene. Die Verschiebungskomponenten } w \text{ haben eine Verbiegung der Mittelebene zur Folge. Der Zustand der verbogenen Mittelebene wird durch die drei Größen } \kappa_x, \kappa_y, \tau \text{ beschrieben. Es ist}$$

$$(2') \quad \kappa_x = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \text{Krümmung in Schnittebenen parallel zur } xz\text{-Ebene,}$$

$$(2'') \quad \kappa_y = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \text{desgl. für Ebenen parallel } (zy),$$

$$(2''') \quad \tau = \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = \text{Verdrillung (Verwindung) der Plattenmittelebene.}$$

κ_x, κ_y, τ hängen auf dieser Näherungsstufe nur von den Durchbiegungen w ab, nicht von den Verschiebungen u, v in der Plattenebene. Fallen die Koordinatenrichtungen x und y in die Hauptkrümmungsebenen der gebogenen Plattenmittelfläche, so verschwindet die Verwindung τ . Einen Deformationszustand, bei dem $w = 0$ ist, nennt man *Reckung* der Platte, verschwinden u, v , d. h. ist $\epsilon_x = \epsilon_y = \gamma = 0$, so spricht man von *dehnungsloser Verbiegung* der Mittelebene oder von *reiner Biegung* der Platte. Bei letzterem Fall spielt die Mittelebene eine ähnliche Rolle wie die neutrale Schicht bei der Balkenbiegung (s. Biegung), da die Mittelebene dann keine Verzerrungen erleidet und die Normalspannungen in ihr verschwinden. Der Zustand dehnungsloser Verbiegung der Mittelebene tritt in großer Annäherung ein, wenn eine dünne Platte durch Kräfte normal zu ihrer Ebene gebogen wird.

Auf der ersten Stufe der Annäherung verschwindet der Spannungsvektor \bar{s}_z auf Ebenen $z = \text{konst.}$ ($\sigma_z = \tau_{zx} = \tau_{yz} = 0$), d. h. der Spannungszustand ist ein ebener. Die von Null verschiedenen Komponenten des Spannungstensors bezüglich (O, x, y, z) sind für Punkte im Abstände z von der Mittelebene durch die Gleichungen

$$(3) \quad \begin{cases} \sigma_x = \frac{m^2 E}{m^2 - 1} \left\{ \epsilon_x + \frac{\epsilon_y}{m} - z \left(\kappa_x + \frac{\kappa_y}{m} \right) \right\} \\ \sigma_y = \frac{m^2 E}{m^2 - 1} \left\{ \epsilon_y + \frac{\epsilon_x}{m} - z \left(\kappa_y + \frac{\kappa_x}{m} \right) \right\} \\ \tau_{xy} = G \left\{ \gamma - 2 \tau z \right\} \end{cases}$$

gegeben, wenn E, G, m die elastischen Konstanten des isotropen Plattenmaterials sind. Wir unterscheiden die Komponenten der Spannungsergebnante und des Spannungsmoments für die Schnittebenen $x = \text{konst.}$ durch einen Index x (T_x, S_x, N_x, G_x, H_x) von denen für die Schnittebenen $y = \text{konst.}$ (T_y, S_y, N_y, G_y, H_y). Setzt man entsprechend der Definition der Spannungsergebnante und des Spannungsmoments (s. d.)

$$(4) \quad \begin{cases} T_x = + \int_{-h/2}^{+h/2} \sigma_x dz, & T_y = + \int_{-h/2}^{+h/2} \sigma_y dz, \\ S_x = + \int_{-h/2}^{+h/2} \tau_{xy} dz, & S_y = + \int_{-h/2}^{+h/2} \tau_{xy} dz, \\ N_x = + \int_{-h/2}^{+h/2} \tau_{zx} dz, & N_y = + \int_{-h/2}^{+h/2} \tau_{yz} dz, \\ G_x = + \int_{-h/2}^{+h/2} z \sigma_x dz, & G_y = + \int_{-h/2}^{+h/2} z \sigma_y dz, \\ H_x = - \int_{-h/2}^{+h/2} z \tau_{xy} dz, & H_y = + \int_{-h/2}^{+h/2} z \tau_{xy} dz, \end{cases}$$

so daß die auf die Schnittebenen mit den äußeren Normalen $+x$ und $+y$ wirkenden Spannungen die Spannungsergebnante

$$\begin{aligned} \bar{e}_x &= T_x e_x + S_x e_y + N_x e_z \\ \bar{e}_y &= S_y e_x + T_y e_y + N_y e_z \end{aligned}$$

und die Spannungsmomente

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_x &= + H_x e_x + G_x e_y \\ \mathcal{M}_y &= - G_y e_x + H_y e_y \end{aligned}$$

besitzen, dann bestehen zwischen Spannungsergebnante und Spannungsmomenten einerseits und den Verzerrungsgrößen für die Mittelebene andererseits die folgenden Gleichungen 5) und 6).

$$(5) \quad \begin{cases} T_x = \frac{m^2 E h}{m^2 - 1} \left(\epsilon_x + \frac{\epsilon_y}{m} \right) \\ T_y = \frac{m^2 E h}{m^2 - 1} \left(\epsilon_y + \frac{\epsilon_x}{m} \right) \\ S_x = + S_y = G h \gamma \end{cases}$$

$$(6) \quad \begin{cases} G_x = -D \left(\kappa_x + \frac{\kappa_y}{m} \right) \\ G_y = -D \left(\kappa_y + \frac{\kappa_x}{m} \right) \\ H_x = -H_y = + \frac{m-1}{m} D \tau. \end{cases}$$

Darin bedeutet h die konstante Plattendicke und $D = \frac{m^2 E}{m^2 - 1} \cdot \frac{h^3}{12}$ die sog. *Plattensteifigkeit*.

Die Scherspannungsergebnante N_x und N_y werden aus den Gleichungen 4) gleich null erhalten. Bessere Näherungswerte erhält man aus den Gleichgewichtsbedingungen für ein kleines Prisma von Plattenhöhe, nämlich

$$(7) \quad N_x = -D \frac{\partial (\kappa_x + \kappa_y)}{\partial x}, \quad N_y = -D \frac{\partial (\kappa_x + \kappa_y)}{\partial y}.$$

Die Gleichungen 5) bis 7) können mit Hilfe von ähnlichen Hypothesen, wie die Navierschen Annahmen für die Biegung von Balken hergeleitet werden.

Für manche Belastungsfälle kann man die exakte Lösung der elastischen Grundgleichungen mit den nach 5) bis 7) berechneten Größen vergleichen, wobei sich für dünne Platten genügende Übereinstimmung ergibt.

Drückt man alle Spannungsgrößen durch die Verschiebungen u, v, w der Punkte der Mittelebene aus und setzt man die dann erhaltenen Ausdrücke für die Spannungsergebnante und Spannungsmomente in die Gleichgewichtsbedingungen eines Prismas von Plattendicke ein, so erhält man zwei simultane partielle Differentialgleichungen für die Verschiebungskomponenten u und v , sowie eine weitere Gleichung 8), in welcher nur die Durchbiegungen w vorkommen. Bezeichnet p eine kontinuierlich verteilte Last (pro Flächeneinheit der Mittelebene) von der Richtung der positiven z -Achse, so genügen die Durchbiegungen w der Mittelebene im Gleichgewichtsfalle der sogenannten Plattenbiegungs-Gleichung

$$(8) \quad \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \nabla^4 w = \frac{p}{D}.$$

Für die frei schwingende Platte ist in Gleichung 8) der Wert $\frac{p}{D}$ durch $-\frac{q h}{D} \frac{d^2 w}{dt^2}$ zu ersetzen.

Die Integration der Plattenbiegungsgleichung 8) für verschiedene Randbedingungen ist eine der Hauptaufgaben der Näherungstheorie der Plattenbiegung erster Stufe und die so erhaltenen Werte der Spannungsmomente sind in allen praktisch wichtigen Fällen der Biegung von dünnen Platten genügend genau.

Bei kleinen Verschiebungen kann man die Teilverschiebungszustände (u, v) und w getrennt bestimmen und die entsprechenden Spannungen und Verzerrungen superponieren. Für die Anwendungen

am wichtigsten ist der Fall der „dehnungslosen Verbiegung“ der Platte durch Kräfte normal zur Plattenebene oder durch Kräftepaare, bei welchem ε_x , ε_y , γ , S_x , T_x , S_y , T_y verschwinden.

Die oben angedeuteten Zusammenhänge werden ähnlich wie bei Stäben auf Platten von schwach veränderlicher Dicke h , sowie auf Schalen, deren Krümmungshalbmesser groß gegenüber der Schalendicke sind, übertragen. Eine genauere Theorie (zweiter Stufe), welche besonders bei stärker gekrümmten Schalen Anwendung findet, legt einen Ansatz zugrunde, nach welchem z. B. die Resultanten T auch von κ und S von τ abhängen. Eine besondere Behandlung haben auch die Platten mit großer Ausbiegung, sowie Platten und Schalen ohne Biegesteifigkeit (Membranen, $D=0$) gefunden. *F. Schleicher.*

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907. — Über die Schwingungen von Platten und Schalen s. Lamb, Schwingungen elastischer Systeme, insbesondere Akustik. Enzykl. der math. Wissenschaften IV, 26. — Hinsichtlich der Anwendungen s. besonders Nádai, Die elastischen Platten, Berlin 1925.

Plattentypen, photographische. Die Technik liefert für fast alle Anwendungsgebiete der Photographie Platten mit ganz speziell geeigneter Gradation:

Porträtplatte, sehr abgestufte Gradation, höchste Empfindlichkeit,

Moment- bzw. Amateur-Platte, kräftige Gradation, hohe Empfindlichkeit,

Orthochromatische Platten, Material für Landschaftsaufnahmen, sensibilisiert für Gelbgrün. Auch als Iolar- und Isorapidplatten mit licht-hofvermindernder Zwischenschicht,

Panchromatische Platten, für alle Farben des Spektrums sensibilisiert,

Platten für die Reproduktionstechnik., sehr steile Gradation und glasklar arbeitend.

Platten für Tiefdruck, sehr abgestuft und klar arbeitend,

Röntgenplatten,

Diapositiv-Platten.

Meidinger.

Platzbeleuchtung s. Beleuchtungsanlagen A, ferner Leitsätze.

Pleiodynatron s. Dynatron.

Pleiotron, Bezeichnung für Hochvakuumröhre mit Glühkathode und Gitter zum Zwecke der Verstärkung von elektrischen Strömen (s. Verstärkeröhre).

H. Rukop.

Näheres s. J. Langmuir, Gen. El. Rev. 18, 327, 1920.

Plejade. An ein und dieselbe Stelle des periodischen Systems gehörige, in Atomgewicht und meist in Radioaktivität verschiedene, im übrigen chemisch völlig identische Elemente, bezeichnet man als zu einer Plejade gehörig (vgl. den Artikel „Isotopie“).

K. W. F. Kohlrausch.

Plektron s. Saiteninstrumente.

Pleochroismus s. Dichroismus.

Plückersche Röhren s. Spektralanalyse.

Poinsofbewegung. a) Kinematisch versteht man darunter eine besondere von L. Poinsof zuerst ausführlich untersuchte und sehr bemerkenswerte Art von Drehung eines starren Körpers um einen sowohl im Raum wie auch im Körper festen **Stützpunkt**. Man denke sich nämlich das zu dem Stützpunkt als Mittelpunkt gehörige Trägheitsellipsoid (s. Trägheitsmoment) ermittelt und linear im Verhältnis $1:\sqrt{2T}$ unter Beibehaltung der Hauptachsenrichtungen vergrößert, wo T ein erster

Parameter der Poinsofbewegung sein soll. Das so gewonnene, körperfeste Ellipsoid heißt das *Poinsof-tellipsoid*. Ferner denke man sich eine im Raum feste Ebene, die sog. *invariable Ebene* hinsichtlich ihrer Lage gegenüber dem Stützpunkt bestimmt etwa durch das als Vektor aufzufassende Lot a vom Stützpunkt auf die Ebene, welches wir den zweiten Parameter nennen. Dann läßt sich die Poinsofbewegung eines Körpers einfach und anschaulich, wie folgt, beschreiben: Der Körper bewegt sich so, daß das in ihm feste Poinsof-ellipsoid bei festgehaltenem Mittelpunkt (Stützpunkt) auf der invariablen Ebene ohne Gleiten mit einer Winkelgeschwindigkeit abrollt, welche ihrem Betrage nach in jedem Augenblicke zahlenmäßig übereinstimmt mit der jeweiligen Länge des vom Stützpunkt nach dem Berührungspunkte der beiden Flächen gezogenen Fahrstrahls. Von den beiden an sich möglichen Drehsinnen ist einer etwa durch die Verabredung auszuwählen, daß der Berührungspunkt auf der invariablen Ebene, wenn man vom Stützpunkte aus blickt, im Uhrzeigersinne umläuft. Natürlich ist von vornherein auch eine Zuordnung zwischen der Einheit der Winkelgeschwindigkeit und der Einheit der Länge zu treffen. Der augenblickliche Berührungspunkt heißt der *Pol* der Bewegung, seine Bahn auf der invariablen Ebene heißt die *Herpolhodie* (*Spurbahn*), seine Bahn auf dem Poinsof-tellipsoid dagegen die *Polhodie* (*Polbahn*).

Die Herpolhodie ist eine Kurve, die periodisch verläuft, aber sich im allgemeinen nicht schließt, so daß also der Körper im allgemeinen nie wieder in seine Anfangslage zurückkehrt. Sie besitzt im Gegensatz zu Poinsofs ursprünglicher Meinung, auf die noch ihr Name (Schlängelweg des Pols von $\varepsilon\pi\omega$ = kriechen) hindeutet, keine Wendepunkte, sondern hat ihren Krümmungsmittelpunkt immer auf der Seite des Vektors a .

Die Polhodie ist die Schnittlinie des Poinsof-ellipsoides und eines zweiten Ellipsoides, welches aus dem ersten dadurch entsteht, daß man jede Halbachse im Verhältnis der Länge von a zu ihrer eigenen Länge vergrößert. Eine rein geometrische Betrachtung zeigt, daß die so entstehende Schnittkurve entweder die größte Hauptachse der Ellipsoide umschlingt (Polhodie erster Art) oder die kleinste (Polhodie zweiter Art), ferner, daß sie immer geschlossen ist, aus zwei getrennten Teilen besteht (von welchen natürlich jedesmal nur der eine vom Pol tatsächlich durchlaufen wird) und die drei Hauptebenen der Ellipsoide zu Symmetrieebenen hat. Die Poinsofbewegung heißt *epi-* oder *perizykloidisch*, je nachdem die Polhodie von der ersten oder zweiten Art ist. Diese Benennungen sind folgendermaßen zu erklären. Denkt man sich den Stützpunkt durch Fahrstrahlen mit der Polhodie- und Herpolhodiekurve verbunden, so entstehen der *Polhodie-* und *Herpolhodiekegel* (*Polkegel* und *Spurkegel*) und die Bewegung kann nachträglich auch aufgefaßt werden als das Abrollen des im Körper festen Polhodiekegels auf dem raumfesten Herpolhodiekegel. In dem besonderen Falle, daß das Poinsof-tellipsoid rotations-symmetrisch wird, geht die Poinsofbewegung in die *epi-* bzw. *perizykloidische reguläre Präzession* (s. d.) über, wogegen eine der hypozykloidischen Präzession entsprechende Poinsofbewegung kinematisch unmöglich ist.

Als singulärer Fall liegt zwischen den Polhodieen erster und zweiter Art die sog. *trennende Polhodie*,

bestehend aus zwei ebenen Ellipsen, deren Ebenen sich in der mittleren Hauptachse der Ellipsoide schneiden. Die zugehörige Herpolhodie ist eine ganz im Endlichen liegende Spirale. Bei der Bewegung selbst beschreibt jeder Punkt der mittleren Achse auf einer um den Stützpunkt gelegten Kugel eine *Loxodrome*, d. h. eine Kurve, die sich um die beiden Kugelpole, in deren Verbindungsachse übrigens der Vektor α fällt, unendlich oft herumwindet und die Meridiankreise der Kugel unter konstanten Winkeln schneidet. Ausgeartete Polhodieen erster bzw. zweiter Art sind auch die Durchstoßungspunkte der größten bzw. kleinsten Hauptachse durch das Poinsoellipsoid; die Herpolhodie ist dann ebenfalls ein Punkt, nämlich der Endpunkt des Vektors α ; die Bewegung aber besteht jetzt einfach in einer gleichförmigen Drehung um jene Achse. Bei einem rotations-symmetrischen Poinsoellipsoid geht die trennende Polhodie in dessen Äquator über; die zugehörige Herpolhodiespirale ist in einen Punkt zusammengeschrumpft; die Bewegung aber ist nun eine gleichförmige Drehung um eine Äquatorachse. Übrigens kommen bei einem gestreckt rotations-symmetrischen Poinsoellipsoid nur Polhodieen erster Art, bei einem abgeplatteten nur Polhodieen zweiter Art vor. Bei einem unsymmetrischen Poinsoellipsoid dagegen können beide auftreten.

b) Dynamisch oder kinetisch spielt die Poinsoebewegung eine bedeutende Rolle als Bewegungsform des kräftefreien Kreisels (s. d.). Die Bewegung des kräftefreien Kreisels ist stets eine Poinsoebewegung. Wenn der Kriese angetrieben wird, so wird ihm durch einen gewissen Drehstoß \mathcal{E} eine bestimmte Bewegungsenergie mitgegeben, die sich weiterhin nicht mehr ändert und mit T bezeichnet werden soll. Der Drehstoß \mathcal{E} ist als Vektor derart aufzutragen, daß seine Richtung mit dem Drehsinne des Stoßes eine Rechtsschraube bildet, und daß seine Länge gleich dem Zeitintegral des beim Stoß aufgewandten Drehmomentes ist. Dieser Vektor stellt dann auch den während der Bewegung unveränderlichen Drehimpuls (s. Impuls) vor. Man bilde aus ihm durch Verlängerung im Verhältnis $2T$: \mathcal{E}^2 einen neuen Vektor gleicher Richtung

$$\alpha = \mathcal{E} \cdot \frac{2T}{\mathcal{E}^2},$$

dann sind T und α die Parameter derjenigen Poinsoebewegung, welche die fragliche Bewegung des kräftefreien Kreisels wiedergibt, und zwar handelt es sich um eine Polhodie erster Art (epizykloide Bewegung) oder zweiter Art (perizykloide Bewegung), je nachdem der Abstand der invariablen Ebene vom Stützpunkt

$$|\alpha| > \sqrt{\frac{2T}{B}}$$

ist, wo B das mittlere Hauptträgheitsmoment des Körpers bedeutet. (Das $>$ Zeichen würde natürlich den Fall der trennenden Polhodie geben.)

R. Grammel.

Eine ausführliche Darstellung, die auch zur Konstruktion von Modellen zur Veranschaulichung der Poinsoebewegung geführt hat, findet man bei H. Graßmann d. J., Ztschr. f. Math. u. Phys. 48, 329 (1903). Andere Modelle und auch teilweise andere Bilder haben Poinso, J. Mac Cullagh und J. Sylvester erdacht.

Poise. Eine Zähigkeitskonstante in CGS-Einheiten, bei der die Längen in cm, die Kraft in Dyn

gemessen wird, so daß $1 \text{ Poise} = 1 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$. Vgl. Zähigkeit.

Poiseuillesche Strömung, auch *Laminar-, Wand-, Schichten- oder Fadenströmung* nennt man eine Flüssigkeitsbewegung, bei der die einzelnen Stromfäden nebeneinander herlaufen, ohne sich zu vermischen. Steigert man die Strömungsgeschwindigkeit, so ändert sich bei einer gewissen kritischen Geschwindigkeit (vgl. kritische Reynoldssche Zahl) plötzlich die Strömung; sie wird turbulent. Bei der Poiseuilleschen Strömung ist der Druckabfall in der Strömungsrichtung proportional der Strömungsgeschwindigkeit (s. Poiseuillesches Gesetz). Läßt man aus einer dünnen Röhre gefärbte Flüssigkeit oder — wenn es sich um strömende Gase handelt — Rauch in die Strömung austreten, so bleibt der Farb- bzw. Rauchfaden längere Zeit deutlich erhalten. Ein laminar strömender freier Flüssigkeitsstrahl ist glatt und wenn die Flüssigkeit klar ist, durchsichtig, während ein turbulent strömender eine wellige Oberfläche und ein schlierig trübes Aussehen hat. S. *Brk.*

Poiseuillesches Gesetz. Poiseuille wollte die Strömung des Blutes in den Adern untersuchen. Dabei fand er 1842 die Gesetzmäßigkeiten, die für die Strömung einer zähen Flüssigkeit in einer zylindrischen Röhre gelten. Er stellte zunächst rein empirisch fest, daß das in der Zeiteinheit ausfließende Volumen proportional der angewandten Druckdifferenz und der vierten Potenz des Rohrdurchmessers und umgekehrt proportional der Rohrlänge und der Zähigkeit der Flüssigkeit ist. Anschließend bestimmte er die dem untersuchten Strömungsvorgang zugrunde liegende Geschwindigkeitsverteilung und konnte damit das Gesetz auch analytisch ableiten.

Die analytische Behandlung ist bemerkenswert, da sie einer der wenigen Fälle ist, in denen die Stokeschen Bewegungsgleichungen integriert werden können.

Nehmen wir an, die Strömung verlaufe horizontal (in der Richtung der x -Achse) durch eine Röhre von der Länge l und dem Radius r_0 . Die Zähigkeit der Flüssigkeit sei mit η bezeichnet. Die Bewegungsgleichungen lauten:

$$(1) \quad -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0.$$

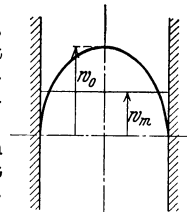
Unter der Annahme, daß $w = 0$ wird für $r = r_0$, führt Gl. (1) zunächst durch Integration zu einer Formel für die Geschwindigkeit w an einer Stelle im Abstand r von der Rohrachse:

$$(2) \quad w = \frac{p}{4\eta l} (r_0^2 - r^2).$$

p ist hierin der zwischen den Endquerschnitten der Kapillare bestehende Druckunterschied. Die Geschwindigkeitsverteilung folgt also einer Parabel (vgl. Figur), die mittlere Geschwindigkeit w_m ist die Hälfte der Geschwindigkeit w_0 in der Rohrachse.

Durch Integration über den Strömungsquerschnitt erhält man jetzt leicht die Ausflußmenge:

$$(3) \quad V = \frac{p r_0^4 \pi}{8 \eta l}.$$



Poiseuillesche Geschwindigkeitsverteilung.

Dies ist das bereits oben mit Worten ausgedrückte Poiseuillesche Gesetz.

Seine Übereinstimmung mit dem Experiment bestätigt nachträglich die bei der Ableitung gemachte Annahme, daß die Flüssigkeit an der Wand haftet, soweit es sich um tropfbare Flüssigkeiten oder um Gase bei nicht zu geringem Druck handelt. Wenn man indessen Ausflußversuche mit einem Gas anstellt, dessen Druck soweit erniedrigt ist, daß die freie Weglänge seiner Moleküle dieselbe Größenordnung erlangt wie der Rohrradius, beobachtet man eine größere Ausflußmenge, als nach dem Poiseuilleschen Gesetz möglich wäre. Diese Erscheinung wird durch die Gleitung (s. d.) des Gases an der Rohrwand erklärt.

Die meisten Apparate zur Bestimmung der Zähigkeit beruhen auf dem Poiseuilleschen Gesetz. Dieses gilt streng nur für stationären Strömungsverlauf innerhalb der ganzen Länge der Kapillare. Die Flüssigkeit muß aber beim Eintritt in die Kapillare erst beschleunigt werden und die durch Gl. (2) gegebene parabolische Geschwindigkeitsverteilung stellt sich erst am Ende einer gewissen „Anlaufstrecke“ (s. d.) ein. Diese Abweichungen vom stationären Zustand können durch die „Hagenbachsche Korrektur“ (s. d.) berücksichtigt werden.

Eine weitere Voraussetzung für die Anwendung des Poiseuilleschen Gesetzes ist der laminare Charakter der Strömung (vgl. Poiseuillesche Strömung).

Da Kapillaren mit vollkommen kreisförmigem Querschnitt nur sehr schwer erhältlich sind, ist die Berechnung der Ausflußmenge für einen elliptischen Querschnitt (mit den Halbachsen a und b) wichtig. Man muß in diesem Falle an Stelle von r_c^4 den Ausdruck $\frac{2a^3 b^3}{a^2 + b^2}$ in die Gl. (3) einsetzen.

Es ist bemerkenswert, daß die stationäre Strömung in einer Kapillare nicht wirbel(rotor-)frei ist. Die Wirbelachsen sind konzentrische Kreise um die Mittellinie der Kapillare. *S. Erk.*

Poissonsche Konstante s. Querdehnung.

Poissonsches Gesetz. Bezeichnen p_0, v_0 sowie p_1, v_1 Druck und Volumen eines Gases in zwei verschiedenen Zuständen 0 und 1, die adiabatisch ineinander übergeführt werden, so gilt

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^k$$

wo $k = c_p/c_v$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen des Gases bedeutet (s. d.). *Scheel.*

Poissonsches Problem s. Bernoullisches Theorem.

Polabstand s. Pole.

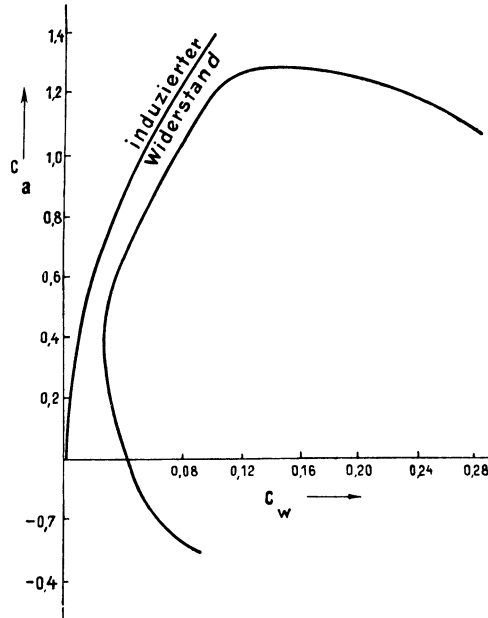
Polardiagramm oder Lilienthalsche Charakteristik nennt man die am häufigsten verwendete Darstellung der Luftkräfte auf ein Flugzeug bzw. einen Flügel. Der senkrecht zur Flugrichtung wirkende Auftrieb A und der entgegen der Flugrichtung wirkende Widerstand W werden dargestellt durch folgende Gleichungen:

$$A = c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F,$$

$$W = c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F,$$

wobei F die Flügelfläche, ρ die Luftdichte und v die Fluggeschwindigkeit bedeuten. Im Polardiagramm werden nun c_a und c_w in Abhängigkeit von

einander dargestellt (s. Figur). Der zu jedem Punkt gehörige Anstellwinkel kann an die Kurve angeschrieben werden. Die für den Flug wichtigen Größen $c_a \max, c_w \min$ und $\left(\frac{c_a}{c_w}\right)_{\max}$ lassen sich leicht daran erkennen. Man pflegt der Übersicht halber den Maßstab von c_w fünfmal so groß zu wählen, wie



Polardiagramm.

den von c_a . Im Polardiagramm läßt sich der induzierte Widerstand (s. d.), der durch eine Parabel dargestellt wird, leicht vom übrigen Widerstand (Profilwiderstand und schädlichem Widerstand) abtrennen. Der Fahrstrahl vom Nullpunkt nach irgend einem Punkt der Kurve stellt — allerdings durch den verschiedenen Maßstab verzerrt — die vektorielle Größe der gesamten Luftkraft dar.

L. Hopf.

Polarfront. Nach Bjerknes gibt es in jeder beweglichen Zyclone zwei Konvergenzlinien, die vom Zentrum ausgehen. Zwischen denselben liegt ein

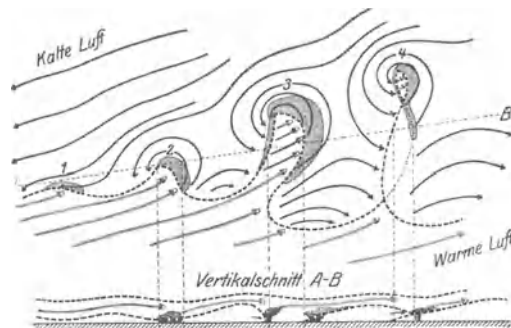


Fig. 1. Polarfront.

Gebiet mit warmer Luft, der sog. warme Sektor. Das Übrigbleibende ist der kalte Sektor; letzterer ist stets der größere. Solange die Zyclone tätig ist, ist der warme Sektor meist nach Süden offen. In ihn strömt warme Luft ein und steigt dann

an der östlich gelegenen Konvergenzlinie, der sog. Kurslinie oder warmen Front über der kalten Luft auf und bildet dadurch ein in derselben gelegenes breites Regengebiet (s. Fig. 1). Durch Vordringen kalter Luft hinter der zweiten Konvergenzlinie, der sog. Böenlinie oder kalten Front, wird auch hier warme Luft gehoben. Es entsteht ein schmales Regengebiet mit sehr heftigen Niederschlägen (Böenregen). Bringt man die kalte Front einer jeden Zyklone mit der warmen Front der nächstfolgenden in Verbindung, so erhält man eine durchlaufende Linie, die sich bei ausreichenden Beobachtungen um die ganze Erde herum verfolgen ließe, und die die kalte Polarluft von der warmen Äquatorialluft trennt: die Polarfront (in der Figur durch eine stark geschwungene gestrichelte Linie dargestellt). Die Zyklonen sind Wellen an dieser Linie. In der Figur sind die verschiedenen Entwicklungsstadien einer solchen Welle gezeichnet. Man sieht bei 1 ein leichtes Einbiegen der Polarfront, dann dringt die kalte Luft immer weiter nach Süden, die warme immer weiter nach Norden vor, bis endlich in 4 zwei Kältewellen zusammengeklappt sind und die warme Luft abgeschnürt haben. Im weiteren Verlaufe wird dann der Rest warmer Luft gänzlich vom Boden abgehoben und die Zyklone stirbt. Dafür bildet sich dann weiter im Süden an der Vereinigungsstelle der beiden Kältewellen eine neue Zyklone aus. Der vom Boden abgehobene warme Sektor heißt Okklusion.

Der bei der Bildung der Okklusion weiter südlich entstehende warme Sektor kann zur Ausbildung einer neuen Zyklone führen besonders dann, wenn die Orographie die Abhebung des warmen Sektors beschleunigt, z. B. vor der norwegischen Küste und an den Westalpen, es bildet sich dann die Skagerakzyklone bzw. die Zyklone im Golf von Genua.

Eine zweite Art der Neubildung von Zyklonen an der Polarfront ist in Fig. 1 ersichtlich, nämlich dort, wo bei 1 das Jugendstadium dargestellt ist. Sobald nämlich ein Frontteil derartig ausgedehnt

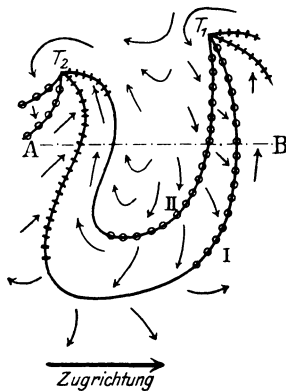


Fig. 2. Kältewelle.

wird, daß sein Krümmungsradius sehr groß wird, wird er instabil und neigt zur Wellenbildung. Das Entstehen einer neuen Welle ist dann die Veranlassung zur Ausbildung einer neuen Zyklone.

So entsteht an der Polarfront eine Kette von aufeinanderfolgenden Zyklonen (Zyklonenfamilie), deren nächst folgendes und jüngerer Glied stets weiter südlich einsetzt, bis zuletzt der Kaltluftvorstoß bis in den

Passat gelangt. Inzwischen hat dann eine neue Familie im Norden wieder eingesetzt. Die ältesten bereits okkludierten Mitglieder der Familie, die stationär geworden sind, vereinigen sich oft zu einer „Zentralzyklone“. Diese enthält also keinen warmen Sektor, sondern nur eine Anzahl Okklusionen.

Durch die Untersuchungen über Gleitflächen (s. d.), die besonders von den österreichischen Meteorologen, am Observatorium Lindenberg und

in Frankfurt a. M. angestellt wurden, ist die Polarfronttheorie weiter ausgebaut worden.

Es hat sich herausgestellt, daß die Polarfront meist nicht einheitlich ist, sondern daß mehrere Fronten hintereinander vorkommen (vgl. Fig. 1 und Fig. 2). Fig. 2 stellt eine Kältewelle dar, wie sie sich an der Erdoberfläche äußert, T_1 und T_2 sind Gegenden tiefsten Luftdrucks. Längs des Parallelkreises AB gibt Fig. 3 einen Vertikalschnitt von West nach Ost durch eine solche Welle. Es ist in

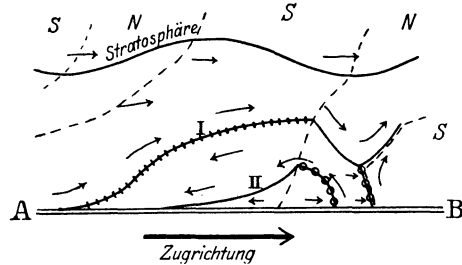


Fig. 3. Vertikalschnitt von West nach Ost durch eine Kältewelle.

beiden Figuren nur die primäre (I) und eine sekundäre (II) Front dargestellt. Eine Abgleitfläche in der Front ist durch eine ausgezogene Linie markiert, bei Einbruchflächen sind kleine Kreise aufgesetzt, bei Aufgleitflächen kleine Querstriche. Die Pfeile stellen die Strömung relativ zu den Flächen dar. In Fig. 3 sind die Gebiete mit Nord- bzw. Süd- komponente mit N und S bezeichnet und durch gestrichelte Linien getrennt. Man sieht: die warme Luft, die an der primären Aufgleitfläche aufsteigt, senkt sich nach Überschreiten des höchsten Punktes der kalten Masse wieder, bis sie mit der vor der Einbruchfläche gehobenen Luft zusammentrifft und mit dieser gemeinschaftlich wieder aufsteigt. Über einer sekundären Fläche dagegen strömt die vor ihrer Einbruchfläche gehobene Luft über den höchsten Punkt rückwärts hinüber und gleitet dann weiter an einer Abgleitfläche bis zum Boden hinab.

Durch die Untersuchungen von Fickers über die oberen und unteren Druckwellen, denen später auch theoretische Arbeiten von anderer Seite folgten, ist auch die Dynamik der Zyklonen auf neue Grundlagen gestellt worden. Die Lage der oberen und unteren Druckwellen zueinander ist nämlich für die Bewegung und Intensitätsänderung der Zyklone von ausschlaggebender Bedeutung. Die untere Druckwelle verläuft im unteren Teil der Troposphäre, die obere Druckwelle an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. *Stüve*.

Näheres s. Festschrift der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik S. 83 und Beiträge zur Physik der Freien Atmosphäre Band 13, S. 23.

Polare Vektoren s. Vektorrechnung.

Polarimeter. Die Polarimetrie ist die Kunde von denjenigen Instrumenten, die zur Bestimmung der Drehung dienen, welche die Polarisations ebene linear polarisierten Lichtes erleidet, wenn dieses optisch aktive Substanzen durchsetzt. Im engeren Sinne versteht man unter Polarimetern diejenigen Polarisationsapparate, welche für wissenschaftliche Zwecke dienen, demgemäß einen drehbaren Analysator-Nicol nebst Kreisteilung besitzen und mit homogenem Licht beleuchtet werden müssen. Im Gegensatz zu ihnen stehen die namentlich in der Zuckerindustrie gebräuchlichen Saccharimeter, welche Quarzkeilkompensation besitzen und nur

gewöhnliches weißes Licht erfordern. Im folgenden seien die am häufigsten benutzten Polarimeter kurz zusammengestellt.

1. Der einfache Polarisationsapparat (früher oftmals unrechtmäßigerweise auch Biot-Mitscherlich genannt) besteht nur aus denjenigen optischen Teilen, welche allen Polarimetern gemeinsam sind. In ihm durchläuft das monochromatische Licht der Reihe nach die folgenden Teile: a) dicht hintereinander liegend Beleuchtungslinse, Polarisator, kreisrundes Polarisatordiaphragma, b) Vorrichtung mit dem aktiven Körper, z. B. Flüssigkeitsröhre, c) wieder dicht hintereinander liegend, kreisrundes Analysatordiaphragma, Analysator, Fernrohrobjektiv, d) schließlich Fernrohrkular und dessen Okulardeckel mit einer Öffnung, vor der sich die Pupille des beobachtenden Auges befindet. Um einen korrekten Strahlengang durch jedes Polarimeter zu erhalten, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein. Alle zwischen Polarisator und Analysatordiaphragma möglichen Strahlenbündel dürfen in ihrem Verlaufe, sowohl rückwärts bis zur Lichtquelle als auch vorwärts bis ins Auge verfolgt, keine partielle Abblendung erleiden. Vor allem hat man der Lichtquelle eine solche Lage zu geben, daß durch die Beleuchtungslinse ein scharfes Bild der Lichtquelle auf dem Analysatordiaphragma entworfen und dieses zur Erzielung möglichst großer Helligkeit im Apparat von Licht ganz ausgefüllt wird. Es ist stets ein kleines astronomisches Fernrohr mit konvergentem Okular zu verwenden, weil in diesem Falle wiederum ein scharfes Bild der Lichtquelle am Orte der Augenpupille zustande kommt. Das Fernrohr wird immer auf das Gesichtsfeld am Polarisatordiaphragma scharf eingestellt. Ist auf diese Weise für einen korrekten Strahlengang gesorgt, so bleibt trotz aller Veränderungen und Ungleichmäßigkeiten der Verteilung der Leuchtkraft in der Lichtquelle die Helligkeitsverteilung im Gesichtsfelde immer gleichförmig, und es können durch die Lichtquelle keine Nullpunktsschwankungen des Apparats verursacht werden. Dies ist besonders wichtig für die noch zu erwähnenden Halbschattenapparate, bei denen man auf gleiche Helligkeit der Gesichtsfeldhälften einstellt.

Aus dem Vorhergehenden folgt noch, daß durch das Polarisatordiaphragma die Größe, durch das Analysatordiaphragma die Helligkeit des Gesichtsfeldes bestimmt wird. In guten Instrumenten kommen nicht die gewöhnlichen Nicolschen Prismen mit schrägen Endflächen zur Verwendung, sondern hauptsächlich nur das Glan-Thompson'sche Kalkspatprisma mit geraden Endflächen, dessen optische Achse parallel oder senkrecht zur Schnittlinie von Kittfläche und Endfläche und zwar dieser parallel liegt, weil es ein homogen polarisiertes Gesichtsfeld liefert, d. h. ein solches, bei dem die Polarisationsrichtungen in allen seinen Punkten weitgehend genau einander parallel sind.

Während der Polarisator feststeht, ist der analysierende Nicol auf einem Teilkreise drehbar. Man stellt mit dem Analysator auf größte Dunkelheit des Gesichtsfeldes ein. Bei Beleuchtung mit Natriumlicht ist dieses immer zu reinigen; meistens genügt es, dieses vor dem Auftreffen auf die Beleuchtungslinse durch eine 1,5 cm dicke Schicht einer 6%igen Kaliumdichromatlösung in Wasser gehen zu lassen. Hat man nach Einschaltung der aktiven Substanz den Analysator im Sinne des

Uhrzeigers zu drehen, damit das Gesichtsfeld wieder dunkel wird, so besitzt sie Rechtsdrehung. Mit diesem einfachsten aller Polarisationsapparate erzielt man völlig einwandfreie Beobachtungsergebnisse, und zwar von beträchtlicher Genauigkeit, wenn die Lichtquelle genügend intensiv ist. So läßt sich z. B., wenn als Polarisator und Analysator gute Glan-Thompson'sche Nicols zur Verwendung kommen, mit spektral gereinigtem Natriumlicht ein Drehungswinkel von etwa 100° bis auf $\pm 0,007^{\circ}$ genau bestimmen.

Um die Empfindlichkeit der Analysator-Einstellungen zu erhöhen, sind zahlreiche Vorrichtungen zur Verschärfung dieses einfachen Polarimeters erdacht worden, von denen aber die meisten grundsätzlich zu verwerfen sind, weil sie merkliche systematische Fehler in die Messungen hineinbringen und somit die Sicherheit des schließlichen Beobachtungsergebnisses in Frage stellen. Dieser Umstand verlangt daher im folgenden stete Berücksichtigung.

2. Beim Robiquetschen Apparat befindet sich zwischen Polarisator und dessen Diaphragma der Doppelquarz von Soleil. Dieser Biquarz besteht aus zwei nebeneinander gekitteten, 3,75 mm dicken, links und rechts drehenden Quarzplatten und wird senkrecht zur Sehnlinie angebracht. Bei weißem Licht wird der Analysator auf Gleichfarbigkeit der Gesichtsfeldhälften, auf die violette sog. empfindliche Übergangsfarbe eingestellt. Bei geringer Drehung des Analysators aus dieser Nullstellung färbt sich die eine Hälfte deutlich rot, die andere blau. Auf diese Weise wird der Drehwinkel für mittlere gelbe Strahlen (etwa $0,556 \mu$) erhalten. Da aber die Wellenlänge nicht der Genauigkeit des gefundenen Drehwinkels entsprechend sicher angegeben werden kann, so ist der Apparat nicht zu gebrauchen.

Günstiger liegen die Verhältnisse, wenn man das Instrument mit homogenem Licht beleuchtet und den Analysator auf gleiche Helligkeit der Hälften einstellt. Z. B. würde sich für Natriumlicht der Winkel, den die Polarisationsrichtungen der Hälften miteinander bilden, auf $17,0^{\circ}$ belaufen. Da dieser Winkel verhältnismäßig groß ist, so könnte man einen Quarz von anderer, geeigneterer Dicke wählen. Das aus solchen Quarz-Vorrichtungen austretende Licht ist indessen merklich elliptisch polarisiert, was zu systematischen Fehlern bei den Drehungsbestimmungen Veranlassung geben kann, so daß solche Apparate nicht für Präzisionsmessungen geeignet sind. Auch läßt sich mit solchen Vorrichtungen aus Quarz nie die Einstellungs-Empfindlichkeit erreichen, die mit Halbschatten-Polarisatoren aus Kalkspat unter sonst gleichen Umständen zu erzielen ist.

3. Beim Wildschen Polaristrobometer befindet sich zwischen Polarisator und dessen Diaphragma die Savartsche Doppelplatte, bestehend aus zwei Kalkspatplatten von je etwa 2 mm Dicke, die unter 45° gegen die Achse geschnitten und so aufeinander gekittet sind, daß sich ihre Hauptschnitte rechtwinklig kreuzen. Durch das jetzt auf Unendlich gestellte, mit einem in der Fokalebene des Objektivs befindlichen X-förmigen Fadenkreuz versehene Fernrohr beobachtet man bei homogenem Licht dunkle Interferenzstreifen, auf deren Verschwinden in der Mitte des Gesichtsfeldes der Analysator eingestellt wird. Bildet der Hauptschnitt des um etwa 55° drehbaren Polarisators mit denjenigen der Doppelplatte einen Winkel von 45° , so tritt das Verschwinden der Streifung mit gleicher Empfindlichkeit in vier je um 90° verschiedenen Stellungen ein, nämlich so oft der Hauptschnitt des Analysators einem der beiden Hauptschnitte der Doppelplatte parallel steht. Wird nun der Polarisator aus der vorigen Stellung herausgedreht (der unter 45° bleibende Winkel zwischen Hauptschnitt des Polarisators und dem einen Hauptschnitt der Doppelplatte wird Schattenwinkel genannt), so ergeben sich bei der Drehung des Analysators zwei helle und zwei dunkle Quadranten. In dem dunklen Quadrantenpaare ist dann auf Kosten des anderen die Empfindlichkeit der Analysator-Einstellungen gesteigert; man benutzt daher das empfindlichere dunklere Paar zu den Einstellungen auf das Verschwinden der Streifen und wählt der Lichtstärke der Lampe entsprechend den Schattenwinkel möglichst gering, weil mit seiner Verkleinerung die Empfindlichkeit wächst. Der Apparat findet nur noch selten Verwendung und ist für absolute Messungen nicht zu empfehlen.

Es folgen nunmehr diejenigen Apparate, welche man gewöhnlich in eine gemeinsame Gruppe unter dem Namen **Halbschattenapparate** einordnet. Bei diesen ist das Gesichtsfeld durch die Polarisator-Vorrichtung in zwei Hälften geteilt, und zwar besitzen alle von der einen Hälfte herkommenden Strahlen die Schwingungsrichtung P_1 , die der anderen Hälfte die Schwingungsrichtung P_2 . Der spitze Winkel zwischen P_1 und P_2 heißt der Halbschatten; er ist gleich dem Drehungswinkel des Analysators, wenn man diesen auf die größte Dunkelheit erst der einen und dann der anderen Gesichtsfeldhälfte einstellt. Dazwischen gibt es eine Lage des Analysators, bei der die beiden Hälften gleich hell erscheinen; diese Stellung dient als Nullpunkt des Analysators. Einer geringen Drehung des Analysators aus dieser Nullstellung heraus entspricht ein um so größerer relativer Helligkeitsunterschied der beiden Gesichtsfeldhälften, je kleiner der Halbschatten gemacht wird; um so größer ist also auch die Empfindlichkeit, d. h. der Einstellungsfehler desto kleiner. Doch ist der Kleinheit des Halbschattens durch die abnehmende Lichtstärke des Gesichtsfeldes eine Grenze gesetzt. Man wählt ihn daher der Intensität der Lichtquelle entsprechend nur gerade so groß, daß das Auge ohne bedeutende Anstrengung die Einstellungen auszuführen vermag. Es sind auch Instrumente mit mehr als zweiteiligem Gesichtsfeld konstruiert worden, bei denen der Kontrast der Helligkeiten die Einstellungs-Empfindlichkeit noch vergrößert. Indessen sei bemerkt, daß eine solche Mehrteilung des Gesichtsfeldes keine wesentliche Erhöhung der Genauigkeit zur Folge hat und bloß in starkem Maße unnötigerweise die Instrumente verteuert.

Aus dem durchschnittlichen Einstellungsfehler $d\beta$ des Analysators kann die dabei erzielte photometrische Einstellungsgenauigkeit u in Prozenten berechnet werden. Ist ε der Halbschatten, so ergibt sich nämlich die einfache Gleichung $800 d\beta = u \varepsilon$, deren Genauigkeit bis $\varepsilon = 20^\circ$, auch für das Lippische Polarimeter, völlig ausreichend ist. Gemäß dieser Beziehung wird $d\beta$ am kleinsten, wenn das Produkt $u \varepsilon$ für die gegebene Lichtquelle sein Minimum erreicht. Bei genügend intensiver Beleuchtung erreicht man $u = 0,6\%$, d. h. z. B. für $\varepsilon = 2^\circ$ ergibt sich als Durchschnittsfehler der einzelnen Einstellung $d\beta = 0,0015^\circ$ oder $5,4''$.

Die Einstellung zweier durch eine scharfe Grenze voneinander getrennter Felder auf gleiche Helligkeit erfolgt bekanntlich mit um so größerer Genauigkeit, je vollkommener die Trennungslinie im Gesichtsfeld bei gleicher Helligkeit der Felder verschwindet. An einer solchen scharfen Grenzlinie findet nun immer eine starke Beugung des Lichtes statt. Aus diesem Grunde wird bei den polarimetrischen Halbschatten-Vorrichtungen die Grenze zwischen den Vergleichsfeldern nur dann ganz zum Verschwinden gebracht werden, wenn das Bild der Lichtquelle am Analysator-diaphragma in der zur Trennungslinie senkrechten Richtung hinreichend größer ist als die Öffnung im Diaphragma. Des weiteren hat man zur Vermeidung von systematischen Fehlern der Drehungsbestimmungen darauf zu achten, daß die zwei durch die beiden Gesichtsfeldhälften hindurch erzeugten Bilder der Lichtquelle am Analysator-diaphragma recht genau aufeinander fallen, weil nur in diesem Falle die beiden Gesichtsfeldhälften von derselben Stelle der

Lichtquelle beleuchtet werden. Entstehen dagegen zwei teilweise nebeneinander liegende Bilder der Lichtquelle, so kann es leicht geschehen, daß der Drehungswinkel unrichtig bestimmt wird, zumal beim Zwischenfügen langer Flüssigkeitssäulen, weil die Lichtquelle dann nicht mehr am Analysator-diaphragma scharf abgebildet wird (Zeitschrift für Instrumentenkunde 1904, S. 70).

4. Jellett hat als erster eine Halbschatten-Vorrichtung angegeben (Rep. Brit. Ass., Trans. 30, 13. Oxford 1860). Er zerschneidet ein Kalkspatrhomboid durch eine Ebene, die mit der auf seinem Hauptschnitt senkrechten Ebene den Winkel $\frac{\varepsilon}{2}$ bildet, in zwei Hälften und vereinigt dann die beiden Stücke in umgekehrter Lage wieder, so daß die beiden Hauptschnitte den Halbschatten ε miteinander bilden. Dieser Halbschattenanalysator besitzt zwar einen unveränderlichen Halbschatten, ist aber für beliebige homogene und heterogene Lichtquellen brauchbar; er ist wegen seines nicht normal polarisierten Gesichtsfeldes für absolute Messungen nicht zu verwenden.

5. Der Cornusche Polarisator wird in der Weise hergestellt, daß man einen schrägen Nicol senkrecht zur Trennungsfläche der ganzen Länge nach durchschneidet, jede Schnittfläche um einen kleinen Winkel $\frac{\varepsilon}{2}$ abschleift und die Stücke wieder zusammenkittet. Die Polarisationsrichtung aller Strahlen des einen Feldes bildet dann mit derjenigen aller Strahlen des anderen Feldes den Halbschatten ε . Dieser Polarisator besitzt wieder einen konstanten Halbschatten und ist für beliebige Lichtquellen brauchbar, liefert aber wegen des nicht normal polarisierten Gesichtsfeldes keine einwandfreien Resultate.

6. Der Schönrock'sche Polarisator liefert zwei Gesichtsfeldhälften, deren Licht auch für alle Wellenlängen linear und nach derselben Richtung polarisiert bleibt. Er ist ein Kalkspatprisma (s. Fig. 1) mit geraden Endflächen, dessen brechende Kanten A und B senkrecht zu der optischen Achse AB des Prismas orientiert sind. Durch die drei Schnitte AC, BC und DC wird es in zwei nebeneinander gelagerte Glan-Thompsonsche Nicols verwandelt. Alsdann werden die letzteren an den Schnittflächen CD um die Hälfte des gewünschten

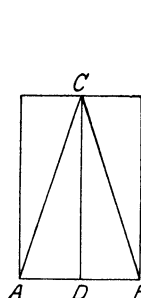


Fig. 1. Halbschattennicol von Schönrock.

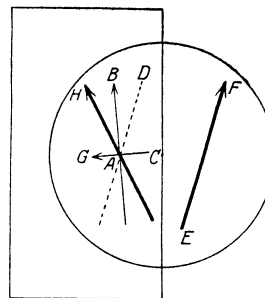


Fig. 2. Laurent'sche Quarzplatte.

Halbschattens abgeschliffen und nun wieder zu einem einzigen Prisma vereinigt, wobei die Fläche CD undurchsichtig bleibt. Im Apparat wird die Fläche AB mit der feinen Trennungslinie D des Gesichtsfeldes dem Polarisator-diaphragma zugekehrt. Dieser vollkommen symmetrisch gebaute Halbschatten-Polarisator ist für Präzisionsmessungen, zumal im Ultravioletten, besonders geeignet.

7. Der Laurent'sche Apparat hat früher leider die weiteste Verbreitung gefunden, obwohl gerade er kein exaktes Meßinstrument ist. Bei ihm wird das Polarisator-diaphragma zur Hälfte von einer planparallelen, wenige zehntel Millimeter dicken und parallel zur Achse AB (s. Fig. 2) geschliffenen Quarzplatte bedeckt. Ihre Dicke muß entsprechend der Wellenlänge des homogenen Lichtes, mit dem man den Apparat be-

leuchten will, so gewählt werden, daß die beiden parallel und senkrecht zur Achse schwingenden Komponenten AB und AC der auffallenden, linear polarisierten Schwingung AD (parallel EF in der unbelegten Hälfte) bei ihrem Durchtritt einen Gangunterschied gleich einem ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge erleiden. Beim Austritt werden sich daher die Schwingungen AB und nunmehr AG (wegen des Unterschiedes um eine halbe Schwingung) zu der Welle AH zusammensetzen, deren Schwingungsebene AH gegen die (EF) des eintretenden Strahles um den Halbschatten-Winkel DAH geneigt ist. Durch Drehen des Polarisators kann der Halbschatten geändert werden. Zumeist ist die Platte für Natriumlicht passend geschliffen. Allein der Umstand, daß eine Laurentsche Platte aus verschiedenen Gründen nicht vollkommen linear, sondern in Wirklichkeit merklich elliptisch polarisiertes Licht entläßt, gibt bei der Bestimmung von Drehungswinkeln für das benutzte

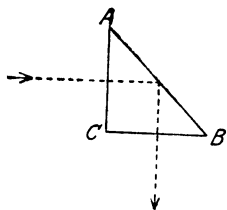


Fig. 3. Lummersches Halbschattenprisma.

weise versilbert ist. Die aus dem Polarisator tretenden Lichtstrahlen fallen durch die Fläche AC auf AB, werden hier, teilweise am Silber, teilweise total, reflektiert und verlassen das Prisma durch die Fläche BC. Bildet die Polarisationssebene des Polarisators mit der Reflexionsebene ABC den kleinen Winkel $\frac{\alpha}{2}$, so liegen die Polarisationssebenen des am Glasfelde und am Silberfelde reflektierten Lichtes symmetrisch zur Reflexionsebene, weil mit der Reflexion an der Silber-schicht eine Drehung der Schwingungsebene verbunden ist. Die beiden Felder verhalten sich also wie Halbschattenfelder, deren Halbschatten gleich ϵ ist. Natürlich läßt sich auch auf die einfachste Weise eine Dreiteilung oder beliebige Mehrteilung des Gesichtsfeldes herstellen. Schwierig ist es nur, ein hinreichend spannungsfreies Glasprisma zu erhalten und zu verhindern, daß während der Versuche Spannungsdifferenzen auftreten, die sich sofort durch Wolkenbildung im Gesichtsfelde kenntlich machen. Da ferner das aus dem Prisma austretende Licht nicht vollkommen linear polarisiert ist, sondern merklich elliptisch, und zwar um so stärker, je größer der Halbschatten ist, so gilt für diesen Apparat das Gleiche wie für den Laurentschen, er ist für exakte Messungen nicht zu verwenden.

9. Beim Lippichschen Halbschatten-Polarisator durchläuft das Licht zuerst einen größeren



Fig. 4. Lippichscher Halbschatten-Polarisator.

Glan-Thompsonschen Nicol A (s. Fig. 4) mit geraden Endflächen, dann einen zweiten ähnlichen kleineren B, welcher nur das halbe Gesichtsfeld einnimmt und deshalb als Halbschattenprisma bezeichnet wird. Ersterer ist mit Hilfe eines Hebelarms um seine Längsachse drehbar, so daß der Winkel zwischen den Polarisations-ebenen der beiden Nicols, d. i. der Halbschatten verändert werden kann. Der Polarisator ist für beliebige Lichtquellen verwendbar. Damit die Trennungslinie C der Gesichtsfeldhälften bei Einstellung auf gleiche Helligkeit der Felder vollkommen verschwindet, erfordert das Halbschattenprisma eine besondere Konstruktion und Justierung: die optische Achse des Kalkspats liegt senkrecht zu den einander parallelen Flächen CD und EF, und für gewöhnlich ist Winkel DCF gleich 94.00° und Winkel CDE gleich $86^\circ 10'$ zu wählen. Da ferner das Licht jeder Gesichtsfeld-hälfte für alle Wellenlängen linear und nach derselben Richtung polarisiert bleibt, so wird man mit

einer fehlerfrei konstruierten Lippichschen Halbschatten-Vorrichtung die Drehungswinkel ohne systematische Fehler richtig ermitteln. Mit Recht ist daher der Lippichsche Polarisationsapparat jetzt überall der am meisten benutzte.

Ihm hat zuerst Landolt eine für viele Zwecke besonders geeignete Form gegeben, die nicht nur Röhren, sondern auch beliebig gestaltete Beobachtungsgefäße einzuschalten gestattet (s. z. B. das Preisverzeichnis der Firma Schmidt & Haensch in Berlin).

Wegen der elektromagnetischen Drehung der Polarisationssebene des Lichtes ist bei sehr genauen Drehungsbestimmungen von langen Flüssigkeitssäulen der Erdmagnetismus zu berücksichtigen.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen, 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Polarimetrie s. Polarimeter.

Polarisation (elektrochemische). Die elektrische Leitfähigkeit der Elektrolyte (s. d.) beruht auf dem Transport der an den Ionen haftenden Elektrizität. Die Verschiebung der Ionen von einer Elektrode zur anderen verursacht im allgemeinen Änderungen der Konzentration dieser Ionen in der Umgebung der Elektroden. Die Ionenkonzentration der benetzenden Lösung ist aber wesentlich mitbestimmend für den Potentialsprung beim Übergang der Elektrizität von der Elektrode zur Flüssigkeit und umgekehrt bzw. für die elektrische Arbeit, die beim Übergang der Materie aus dem metallischen in den Ionenzustand (oder umgekehrt) aufgewendet werden muß (s. Elektrolytisches Potential). Beim Stromdurchgang durch eine Zelle bestehend z. B. aus Kupferelektroden in verdünnter Kupfersulfatlösung findet an der Kathode eine Verarmung, an der Anode eine Anreicherung an Kupferionen statt. Die Folge dieses Konzentrationsgefälles ist eine elektromotorische Kraft, Polarisation genannt (s. Konzentrationsketten), die im Sinne eines Konzentrationsausgleiches dem Stromdurchgang entgegenwirkt. Von der Konzentrationspolarisation, die durch kräftiges Umrühren der Lösung herabgemindert werden kann, verschieden ist die chemische Polarisation, die immer dann auftritt, wenn die Abscheidungsprodukte oder Umsatz-erzeugnisse eines elektrolytischen Prozesses ihrerseits als Elektroden wirksam werden. So setzen Wasserstoff und Sauerstoff der elektrolytischen Zersetzung des Wassers eine Polarisation entgegen, welche mit der elektromotorischen Kraft der Knallgaskette (s. Gasketten) das System in den ursprünglichen Gleichgewichtszustand zurückzutreiben sucht (s. Zersetzungsspannung). So wirken die Zersetzungsprodukte des Bleisulfates, Pb und PbO₂, mit den ihnen zukommenden Einzelpotentialen gegen die Lösung der Aufladung des Akkumulators entgegen (s. Akkumulatoren).

Unter chemischer Polarisation im engeren Sinne versteht man neuerdings vielfach das irreversible Verhalten belasteter Elektroden, sofern es von der Zeitdauer des an der Elektrode stattfindenden Ladungsaustausches oder von der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit des primären oder sekundären elektrolytischen Prozesses abhängt.

Da bei flüssigen Metallelektroden derartige Verzögerungserscheinungen nicht beobachtet werden, so liegt der Schluß nahe, daß hier ein Zusammenhang mit den Gesetzmäßigkeiten des Kristallwachstums und der Kristallauflösung zu suchen ist. S. auch Passivität und Überspannung.

H. Cassel.

Näheres s. M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie 1922.

Polarisation des Himmelslichtes. Das vom Himmel reflektierte, diffuse Licht, das sogenannte Himmelslicht, ist am stärksten senkrecht zur Richtung der Sonnenstrahlen polarisiert, in ihrer Richtung gar nicht. Die Polarisationssebene geht durch das Auge des Beobachters, die Sonne und den anvisierten Himmelspunkt. Im Zenit nennt man die Polarisation positiv. Zur Sonne und deren Gegenpol hin nimmt die Polarisation ab. Je nach Sonnenhöhe liegt bei kleinem Winkel ein Bezirk ohne Polarisation, weil dort positive und negative Polarisation gleich ist. (Neutrale Punkte).

Klingsporn.

Näheres s. *Pertner-Exner*, Meteorologische Optik. 2. Aufl., 1924.

Polarisation, dielektrische. Der Begriff der dielektrischen Polarisation geht auf Faraday zurück. Allgemein ist unter Polarisation derjenige Zustand eines Körpers zu verstehen, welcher an zwei entgegengesetzten Enden der Quantität nach gleiche, der Qualität nach entgegengesetzte Eigenschaften aufweist. Jedes Dielektrikum, auch der luftleere Raum, ist nach Faraday nun in Elementarteilchen aufzulösen, deren jedes einzelne im elektrischen Feld polarisiert wird. Wird also ein Dielektrikum in ein elektrisches Feld gebracht, so findet innerhalb des Körpers eine elektrische Verschiebung statt. Der Verschiebungsstrom besteht darin, daß eine bestimmte Elektrizitätsmenge durch die Flächeneinheit senkrecht zur Verschiebungsrichtung fließt. Die Größe dieser Elektrizitätsmenge bildet dann ein Maß für die Verschiebung bzw. dielektrische Polarisation.

R. Jaeger.

Polarisationsapparat. So heißt eine Verbindung von zwei das Licht polarisierenden Vorrichtungen. Diejenige, welche das einfallende Licht polarisiert, wird Polarisator genannt, die andere dem Auge zugewandte Polarisationsvorrichtung heißt Analysator. Gewöhnlich bestehen diese Polarisationsvorrichtungen aus Nicolschen Prismen (s. Polarisiertes Licht). Mit Hilfe des Polarisationsapparats mißt man entweder die Drehung der Polarisationssebene in optisch aktiven Substanzen (s. Polarimeter) oder untersucht doppelbrechende Körper auf ihre Eigenschaften im polarisierten Lichte (s. Nörrenbergische Polarisationsinstrumente).

Im letzteren Falle hat man es mit Interferenzen polarisierten Lichtes zu tun, wobei die folgenden Gesetzmäßigkeiten zu beachten sind. Zwei linear polarisierte Lichtstrahlen können bei ihrer Vereinigung miteinander interferieren, wenn sie aus einem einzigen linear polarisierten Strahle durch Doppelbrechung entstanden sind und durch einen Analysator auf die gleiche Polarisationssebene zurückgeführt werden. Dabei interferieren die beiden Komponenten mit derselben Phasendifferenz, die sie durch den doppelbrechenden Kristall erhalten haben, sobald sie auf eine Schwingungsebene zurückgeführt werden, welche derjenigen des ersten Strahles parallel ist, wenn also die Polarisationssebenen von Polarisator und Analysator einander parallel stehen. Sind diese dagegen zueinander senkrecht gestellt, d. h. in üblicher Ausdrucksweise beobachtet man mit gekreuzten Polarisationsvorrichtungen, so interferieren die beiden Komponenten mit einer Phase, die entgegengesetzt derjenigen ist, mit welcher sie aus dem Kristall austreten; bei gekreuzten Nicols wird gewissermaßen ein Gangunterschied von einer halben Schwingung hinzugefügt.

Es ergibt sich dieses auf Grund der folgenden Betrachtungen. P (Fig. 1) sei die Schwingungsrichtung des aus dem Polarisator austretenden Lichtes und BC seine Amplitude. O und E seien die beiden senkrecht aufeinanderstehenden

Schwingungsrichtungen in dem doppelbrechenden Kristall, dann wird BC in die beiden Komponenten BD und BF zerlegt. Stehen nun Polarisator und Analysator parallel, so ist P auch die Schwingungsrichtung, die der Analysator durchläßt. Daher wird von BD nur die Komponente BG, von BF

nur die Komponente BH aus dem Analysator austreten. Da diese Komponenten nach gleicher Seite liegen, so finden die beiden Bewegungen gleichzeitig nach derselben Seite statt, sie müssen sich also einfach zusammensetzen, mit gleicher Phase interferieren, und zwar mit derselben Phasendifferenz, welche sie im Kristall erhalten hatten.

Wenn dagegen bei gekreuzten Nicols der Analysator A (Fig. 2) unter rechtem Winkel gegen P steht, so sind die beiden Komponenten, welche zur

Interferenz gelangen, nunmehr BJ und BK. Diese liegen nach entgegengesetzten Seiten, also findet die Interferenz mit entgegengesetzter Phase statt, sobald die beiden Strahlen BD und BF mit gleicher Phase aus der Kristallplatte

ausgetreten waren. Bei gekreuzten Polarisationsvorrichtungen wird mithin der Gangunterschied um eine halbe Wellenlänge verändert.

Schönrock.

Näheres s. P. Groth, Physikalische Kristallographie. Leipzig.

Polarisationsbüschel Haidingers. Richtet man das Auge auf ein Feld, von dem polarisiertes Licht kommt, blickt man also z. B. durch ein Nicolsches Prisma nach einem gut beleuchteten weißen Papierblatt oder einer hellen Wolkenfläche, so sieht man in der nächsten Umgebung des Fixationspunktes folgendes eigenartige Farbenphänomen: in der Richtung der Polarisationssebene des einfallenden Lichtes ein (in der Mitte ganz schmales, nach den Enden hin breiter werdendes) relativ dunkles „Büschel“, das auf dem weißen Grunde gelblich erscheint, und eingelagert in die beiden Konkavitäten dieses Büschels zwei hellere, blau erscheinende Lichtflecke. Beim Drehen des Nicols dreht sich diese Figur um den gleichen Winkel mit. Gelingt es nicht, das Phänomen mit frischem Auge wahrzunehmen, so kommt man meist zum Ziele, wenn man nach 5–10 Sekunden langer Fixierung unter ruhigem

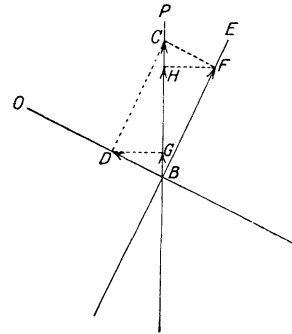


Fig. 1. Interferenz bei parallelen Nicols.

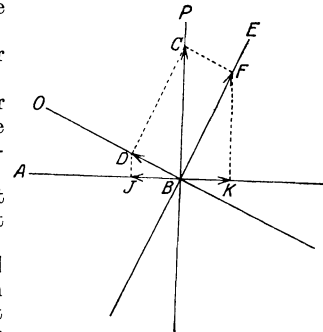


Fig. 2. Interferenz bei gekreuzten Nicols.

Weiterbeobachten den Nicol um 90° dreht. Das Haidingersche Polarisationsbüschel wird damit in Zusammenhang gebracht, daß die sog. radiären Nervenfasern, die die Netzhaut an anderen Stellen senkrecht durchsetzen, im Bereich des gelben Fleckes, insbesondere am Rande der Netzhautgrube, in schräger Richtung durch die Schichten der Netzhaut laufen, so daß sie von dem in das Auge gelangenden Licht mehr oder weniger senkrecht zur Faserrichtung getroffen werden. Da die Fasern nun in ihrer Längsrichtung schwach einachsrig anisotrop und außerdem pigmentgefärbt sind, so sind die optischen Bedingungen nach v. Helmholtz jenen vergleichbar, die beim Durchtritt von Licht durch gefärbte doppeltbrechende Kristalle (Turmalin, Rutil usw.) zu einer verschiedenen starken Absorption des ordentlichen und des außerordentlichen Lichtstrahles bestimmter Wellenlängen führen. In der Tat stimmen die Erscheinungen gut zu der Vorstellung, daß die kurzwelligen („blauen“) Strahlen des ins Auge gelangenden Lichtes da, wo ihre Polarisationsebene mit der Längsachse der schräg verlaufenden Optikusfasern zusammenfällt, stark absorbiert werden, schwach dagegen, wo ihre Polarisationsebene senkrecht zur Faserrichtung steht. Zu dieser Erklärung würde auch passen, daß viele Beobachter das Haidingersche Phänomen auch im nichtpolarisierten blauen Lichte sehen.

Dittler.

Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik, III. Aufl., Bd. 2, 1911.

Polarisationsebene s. Polarisiertes Licht.

Polarisationskapazität. Läßt man durch eine elektrolytische Zelle eine Zeitlang Strom fließen, unterbricht und schließt sodann den äußeren, von elektromotorischen Kräften freien Leitungskreis kurz, so erhält man den dem primären Strom entgegengesetzten Polarisationsstrom (s. Polarisation). Die Zelle verhält sich also ähnlich wie ein elektrostatischer Kondensator, der eine ihm erteilte Ladung aufspeichert und bei Kurzschluß wieder abgibt. Man nennt daher die Kapazität einer polarisierbaren elektrolytischen Zelle ihre Polarisationskapazität.

Die Messung der Polarisationskapazität kann wie die der gewöhnlichen Kondensatorkapazität z. B. mittels Wechselstroms in der Wheatstoneschen Brückenkombination erfolgen. Es ergibt sich, daß die Polarisationskapazität von der zur Messung verwandten Stromstärke abhängt; sie erreicht nämlich mit fallender Stromstärke einen unteren Grenzwert, die sog. Initialkapazität. Nach F. Kohlrausch verlegte man den Sitz dieser Kapazität in die elektrische Doppelschicht an der Berührungsfäche von Elektrode und Elektrolyt, und gewann so den Anschluß an die von Lippmann und Helmholtz gegebene thermodynamische Theorie der kapillarelektrischen Erscheinungen (s. Kapillarelektrometer). Die Richtigkeit dieser Auffassung wird aber durch einen zuerst von M. Wien und fast gleichzeitig von E. Orlich (1896) aufgedeckten Tatsachenkomplex in Frage gestellt. Die Initialkapazität erweist sich nämlich noch als abhängig von der Frequenz der Wechselspannung, indem sie im allgemeinen mit wachsender Schwingungszahl einem unteren Grenzwert zustrebt. Ebensowenig ist der Widerstand polarisierbarer elektrolytischer Zellen eine konstante Größe, vielmehr wächst er mit fallender Frequenz weit über den Betrag hinaus, der mit unpolarisierbaren Elektroden als

Maß für das Leitvermögen des Elektrolyten ermittelt wird. Die Abhängigkeit der Initialkapazität C von der Frequenz ω ist bei mittlerer Konzentration des Elektrolyten stärker ausgeprägt als bei schwacher und im ersten Fall vielfach in der Form $C\sqrt{\omega} = \text{konst.}$ darstellbar.

Nimmt man für die Elektrolyte die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes innerhalb des Bereiches akustischer Frequenzen als gesichert (bei extrem hoher Frequenz ist natürlich damit zu rechnen, daß sich die Anlaufzeit der Ionen gegen das widerstehende Medium geltend macht und dadurch die Leitfähigkeit vermindert), so kann man die beobachtete Widerstandserhöhung nicht durch eine reelle Vermehrung des spezifischen Leitvermögens erklären. Die Ursachen für das von einem idealen elektrostatischen Kondensator abweichende Verhalten des elektrolytischen Stromverbrauchers (das Verhalten der polarisierbaren Zelle entspricht einem Kondensator mit Nebenschluß [M. Volmer 1928]) müssen in Energieverlusten durch irreversible Vorgänge an den Elektroden oder in ihrer unmittelbaren Nähe gesucht werden. Folgende Umstände, welche möglicherweise zu ähnlichen Erscheinungen Veranlassung geben, dürften in Betracht zu ziehen sein. 1. Das Vorhandensein schlecht leitender Oberflächenschichten. 2. Die periodischen Konzentrationsänderungen an den Elektroden und die dadurch hervorgerufenen Diffusionsvorgänge, wie sie zuerst E. Warburg (1899) zur Erklärung der Zunahme der depolarisierenden Wirkungen mit abnehmender Frequenz und zur Ableitung des Quadratwurzelgesetzes herangezogen hat. 3. Die Langsamkeit gewisser Elektrodenprozesse, die von M. Le Blanc (1903) und seinen Schülern als „chemische Polarisation“ in der Verzögerung des Überganges der Metallatome aus dem kristallisierten in den Ionenzustand (und umgekehrt) nachgewiesen wurde. 4. Die zuerst von F. Krüger (1902) diskutierte Langsamkeit gewisser Ionenreaktionen, insbesondere bei der Bildung von Komplexsalzen. 5. Nachdem auf Grund der Milner-Debyeschen Theorie der elektrostatischen Ionenwirkungen die Anschauungen über den Aufbau der elektrischen Doppelschicht durch O. Stern (1923) im einzelnen ausgestaltet wurden (s. Diffuse Doppelschicht), muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß die Einstellung des Gleichgewichtszustandes in der diffusen Raumladungsschicht, welche sich an die Helmholtzsche Doppelschicht nach dem Innern des Elektrolyten anschließt, den Schwankungen der angelegten Wechselspannung nicht momentan folgt. Natürlich mögen im speziellen Fall mehrere der genannten Vorgänge gemeinsam ins Spiel treten.

H. Cassel.

Polarisationsmikroskop s. Nörrenbergsche Polarisationsinstrumente.

Polarisationsphotochronograph s. Geschoßgeschwindigkeit.

Polarisationsregel s. Auswahlprinzip und Bohrsches Korrespondenzprinzip.

Polarisationsröhre. Damit die Drehungswinkel optisch aktiver Flüssigkeiten bestimmt werden können, müssen diese in planparalleler Schicht in den Polarisationsapparat eingeschaltet werden. Zu diesem Zwecke dienen aus Glas oder auch Metall bestehende Beobachtungsröhren, deren Enden senkrecht zur Rohrachse sorgfältig eben geschliffen sind und mit planparallelen Glasplatten, den sog.

Deckplatten, verschlossen werden. Diese Deckgläschen darf man nicht zu fest anschrauben, weil die sonst entstehende Doppelbrechung des Glases die Gleichmäßigkeit des Gesichtsfeldes stört und leicht eine merkliche Drehung hervorrufen kann. Die Röhre wird ganz mit der Flüssigkeit gefüllt bis auf eine kleine Luftblase, um der Flüssigkeit bei eintretender Ausdehnung Spielraum zu gewähren. Damit die Luftblasen nicht störend auf den Strahlengang einwirken können, benutzt man vorteilhaft Röhren, die in der Mitte oder an dem einen Ende mit Ausbauchungen bzw. Erweiterungen zum Sammeln der Luftblasen versehen sind. Bei den Wasserbadröhren ist das eigentliche Polarisationsrohr mit einem Messingmantel umgeben; durch den Zwischenraum kann man dann Wasser fließen lassen, welches vorher in einem Erwärmungsapparat auf die gewünschte Temperatur gebracht wird. Mißt man die Wasser-Temperaturen dicht vor und hinter der Wasserbadröhre, so ist das Mittel aus ihnen die der aktiven Flüssigkeit zukommende Temperatur. Das gewöhnlich in die Erweiterung des Rohres eingesetzte Thermometer gibt nämlich die Temperatur der zu untersuchenden Flüssigkeit nur dann richtig an, wenn die Lufttemperatur nicht merklich von der der Röhre abweicht.

Hat man nur qualitative Messungen auszuführen, so sind zur Aufnahme der Lösungen die Leyboldschen Flüssigkeitströge aus Glas zu empfehlen. Bei diesen ist der mit Knopf versehene Deckel abnehmbar, während die anderen Teile mit leicht schmelzbarem Glase verbunden sind.

Die Kontrollbeobachtungsröhre beruht auf dem Prinzip, die Länge der drehenden Flüssigkeitssäule veränderlich und die Veränderung meßbar zu machen, und wurde früher vielfach zur Prüfung der Saccharimeterskalen verwendet. Sie besteht aus zwei ineinander verschiebbaren Röhren, so daß die sich ändernde Länge der drehenden Flüssigkeit bis auf Null verkürzt werden kann. Die Bewegung der sich teleskopartig verschiebenden inneren Röhre wird durch Trieb und Zahnstange vermittelt oder aber durch eine hydraulische Pumpe bewirkt, welche die drehende Lösung aus dem Behälter in das Rohrinne drückt bzw. wieder herausaugt.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, *Optisches Drehungsvermögen*. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Polarisationsstrom. Ein Strom, der an zwei räumlich getrennten Stellen Ladungen verschiedenen Vorzeichens anhäuft und erlischt, sobald eine weitere Anhäufung von Ladungen bei der zur Verfügung stehenden Spannung nicht mehr möglich ist. Er findet sich insbesondere bei Dielektriken (Kondensatoren), in Elektrolyten und bei Gasentladungen.

Güntherschulze.

Polarisationswinkel s. Polarisiertes Licht.

Polarisator s. Polarisationsapparat.

Polarisiertes Ion s. Ionendeformation.

Polarisiertes Licht. Nach der Maxwellschen elektromagnetischen Lichttheorie besteht das Licht in elektrischen und magnetischen Schwingungen, und zwar erfolgen diese Schwingungen der Lichtvektoren immer in Ebenen senkrecht zum Lichtstrahl. Bei dem natürlichen Licht, wie es von den bekannten Lichtquellen direkt in unser Auge gelangt, wechseln innerhalb dieser Ebenen die Richtungen der Schwingungen merklich unendlich rasch, so daß es keine bevorzugte Schwingungsrichtung gibt, die etwa durch eine besondere, durch

den Lichtstrahl gelegte Ebene gekennzeichnet wäre. Natürliches Licht schwingt also ungeordnet, im Mittel aber allseitig gleich weit.

1808 entdeckte Malus die Tatsache, daß unter gewissen Bedingungen die Schwingungen längs des ganzen Lichtstrahles ständig in ein und derselben, durch den Lichtstrahl gelegten Ebene vor sich gehen. In diesem Falle heißt das Licht polarisiert, und zwar vollständig, linear oder geradlinig polarisiert, weil das Licht nur in einer Ebene Schwingungen ausführt. Dabei erfolgen die magnetischen Schwingungen in der Polarisationsenebene und senkrecht zu ihr die elektrischen. Den einfachsten Zustand unvollständiger Polarisation gibt das elliptisch polarisierte Licht, bei dem die Endpunkte der elektrischen Polarisations Ellipsen beschreiben; im Spezialfall der Kreisbahn nennt man das Licht zirkular polarisiert.

Natürliches Licht kann man in polarisiertes verwandeln durch Reflexion bzw. Brechung an durchsichtigen Körpern oder durch Doppelbrechung in Kristallen. Durch schräge Reflexion an durchsichtigen Körpern, bei denen im Akte der Reflexion und Brechung kein Licht verloren geht, z. B. an einer Glasplatte, wird das natürliche Licht in teilweise polarisiertes verwandelt, indem vorwiegend die senkrecht zur Einfallsebene schwingende Komponente des elektrischen Vektors reflektiert wird. Bei einem bestimmten Einfallswinkel, dem Polarisationswinkel, wird diese Komponente ausschließlich reflektiert, so daß man linear polarisierte Lichtstrahlen erhält. Das zurückgeworfene Licht ist dann also in der Einfallsebene als Polarisationsenebene polarisiert, und zwar vollständig bei demjenigen Einfallswinkel, für welchen der reflektierte und der in den durchsichtigen Körper gebrochene Strahl aufeinander senkrecht stehen, wie Brewster 1815 gezeigt hat. Hieraus folgt, wenn α diesen Polarisationswinkel und n den Brechungsquotienten des spiegelnden Mittels für eine bestimmte Farbe bedeutet, die Beziehung $n = \operatorname{tg} \alpha$. Z. B. für Glas vom Brechungsverhältnis 1,53 ist $\alpha = 56,8^\circ$.

Das in den durchsichtigen Körper eindringende Licht ist dagegen senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, aber niemals vollständig.

Ein in einen doppelbrechenden Kristall eintretender Lichtstrahl wird in zwei linear polarisierte Komponenten zerlegt. Im kristallinen Mittel hängt nun die Lichtgeschwindigkeit und folglich die Lichtbrechung von der Schwingungsrichtung ab. Die beiden Komponenten, in die ein Strahl sich zerlegt, werden daher ungleich gebrochen; aus einem einzigen Strahl entstehen so für gewöhnlich zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen von verschiedener Richtung. Die Erscheinung der Doppelbrechung läßt sich besonders deutlich an einem Kalkspat-Stück beobachten, weil bei diesem die beiden Komponenten sehr verschieden stark gebrochen werden und daher im allgemeinen auch räumlich getrennt sind. Der Kalkspat gehört zu den einachsigen Kristallen. Diese umfassen die Kristalle des hexagonalen und des quadratischen Systems. Die Richtung der optischen Achse, in der eine Lichtwelle unzerlegt fortgepflanzt wird, fällt hier mit der kristallographischen Hauptachse zusammen. Eine Ebene, welche die optische Achse enthält, heißt ein Hauptschnitt. Von den beiden Schwingungen, in welche das einen einachsigen Kristall durchsetzende Licht zerfällt, folgt die

eine als ordentlicher Strahl dem gewöhnlichen Brechungsgesetz und findet stets zur optischen Achse, also zu dem durch den ordentlichen Strahl gelegten Hauptschnitt senkrecht statt, d. h. sie ist nach dem Hauptschnitt polarisiert. Die andere Schwingung erfolgt dagegen als außerordentlicher Strahl in einem Hauptschnitt, sie ist also senkrecht zum Hauptschnitt polarisiert.

Die Vorrichtungen zur Erzeugung polarisierten Lichtes heißen Polarisatoren. Auf Reflexion beruhender Polarisator: An einer Platte aus hinten geschwärztem oder schwarzem Glase läßt man das Licht unter dem Polarisationswinkel von etwa 57° spiegeln, dann sind die reflektierten Lichtstrahlen so polarisiert, daß ihre Polarisationsebene mit der Einfallsebene zusammenfällt. In diesem Falle beträgt die Ausbeute R (in Prozenten der einfallenden Intensität) an vollständig nach der Einfallsebene polarisiertem Licht durch Reflexion natürlichen Lichtes unter dem Polarisationswinkel $R = 8,1\%$ für gewöhnliches Kronglas $n = 1,53$ und steigt mit wachsendem n auf $R = 13$ für schweres Flintglas $n = 1,75$. Diese Ausbeute erhöht sich aber sehr bei Verwendung eines Glasplattensatzes, d. h. eines Satzes von übereinander gelegten, parallelen, recht dünnen Glasplatten; so ergeben z. B. 10 solcher Platten von $n = 1,53$ bereits als reflektierte, vollständig nach der Einfallsebene polarisierte Intensität $R = 40$, und entsprechend von $n = 1,75$ $R = 44$. Im letzteren Falle reichen aber schon 5 Platten hin zur Erzielung von $R = 39$.

Auf einfacher Brechung beruhender Polarisator: Man läßt ein Lichtbündel unter dem Polarisationswinkel von etwa 57° durch einen Plattensatz hindurchgehen. Alsdann wird an jeder Grenzfläche ein in der Einfallsebene polarisierter Bruchteil reflektiert, folglich das durchgehende Licht von dieser Schwingungskomponente immer mehr gereinigt, so daß aus etwa 20 Platten größtenteils nur noch in der Einfallsebene schwingendes Licht austritt. Das durch einen Plattensatz gegangene Licht ist demnach senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, aber niemals vollständig.

Auf Doppelbrechung beruhender Polarisator: Viel vollkommener als durch Polarisatoren aus einfach brechendem Material kann ein Lichtbündel durch Doppelbrechung in Kristallen, namentlich Kalkspat, linear polarisiert werden. Die am meisten bekannte Konstruktion ist das Nicolsche Prisma, welches in folgender Weise hergestellt wird. Man spaltet aus wasserhellem Kalkspat ein Rhomboeder $ABCD$ (Fig. 1), welches reichlich dreimal so lang als breit ist, schleift die Endflächen, deren Neigungswinkel gegen die Seitenkanten ursprünglich 71° betragen, auf 68° ab und durchsägt das Prisma in der Richtung BD senkrecht zum Hauptschnitt so, daß Winkel $ABD = BDC = 90^\circ$ wird. Nachdem die Schnittflächen poliert worden sind, werden sie wieder in der ursprünglichen Lage mit Kanadabalsam (oder auch Terpentin oder Leinöl) zusammengeskittet. Sodann werden die Seitenflächen geschwärzt und der Nicol mit Hilfe eines Korks in eine Messinghülse ge-

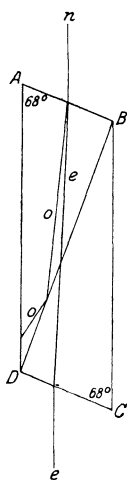


Fig. 1. Nicolsches Prisma.

faßt. Der optische Hauptschnitt des Prismas ist die durch die optische Achse senkrecht zu den Endflächen gelegte Ebene.

Trifft auf ein solches Prisma ziemlich parallel seiner Längsrichtung (also unter dem Einfallswinkel 22°) ein natürlicher Lichtstrahl n , so wird er in den ordentlichen o und den außerordentlichen e zerlegt. Der ordentliche Strahl o wird stärker gebrochen, fällt sehr schräg auf die Balsamschicht und wird an ihr total reflektiert, so daß er an die geschwärzte Seitenfläche gelangt und hier absorbiert wird. Der außerordentliche Strahl e dagegen bewegt sich im Kalkspat in einer Richtung, in welcher sein Brechungsexponent gerade ungefähr gleich demjenigen des Kanadabalsams ist, geht daher fast unabgelenkt und ungeschwächt durch die Balsamschicht hindurch und gelangt durch die zweite Endfläche seiner Einfallrichtung parallel zum Austritt. Die Polarisationsebene des austretenden Lichtes liegt somit senkrecht zum Hauptschnitt, also parallel der größeren Diagonale der rhombusförmigen Endfläche.

Diese Nicolschen Prismen mit schrägen Endflächen liefern jedoch kein homogen polarisiertes Gesichtsfeld. Dagegen ergibt das vollkommenste aller Polarisationsprismen, das Glan-Thompsonsche Kalkspatprisma mit geraden Endflächen AB und CD (Fig. 2), dessen optische Achse parallel AB oder senkrecht zur Zeichnungsebene liegt, ein Gesichtsfeld, bei welchem die Polarisationsrichtungen in allen seinen Punkten weitgehend genau einander parallel sind. Aus diesem Grunde werden die Polarimeter und Polarisationsphotometer vorzugsweise mit solchen Glan-Thompsonschen Prismen ausgerüstet.



Fig. 2. Glan'sches Polarisationsprisma.

Die gleichfalls aus zwei Stücken, aber mit verschiedener Achsenrichtung zusammengesetzten doppelbrechenden Prismen aus Kalkspat oder Quarz nach Rochon, Sénarmont und Wollaston zerlegen das Licht in zwei senkrecht zueinander schwingende Strahlen, von denen der eine leicht abzublenden ist. Hierhin gehört auch das Dovesche Reflexionsprisma aus Kalkspat. S. auch die Stichworte Rochon-, Sénarmont-, Wollaston- und Dove-Prisma.

Linear polarisiertes Licht läßt sich ferner mit Hilfe von Linsen aus stark doppelbrechender Substanz wie Kalkspat erzeugen, bei denen die Kristallachse senkrecht zur Linsenachse steht. Sie ergeben von der Lichtquelle zwei hintereinanderliegende Bilder, die linear polarisiert sind, indem das eine von den ordentlich, das andere von den außerordentlich gebrochenen Strahlen erzeugt wird.

Sollen die Kalkspat-Polarisationsprismen zu Arbeiten im Ultravioletten benutzt werden, so werden sie mit Glycerin oder Rizinusöl gekittet, oder aber die Kittung wird durch eine dünne Luftschicht ersetzt, wobei die Dimensionen der Prismen entsprechend abzuändern sind. Strahlung unterhalb $0,2 \mu$ läßt man an einer Quarzglasplatte unter dem Polarisationswinkel spiegeln.

Als Polarisatoren im Ultraroten dienen Kalkspatprismen bis $2,5 \mu$, Quarzprismen bis $3,5 \mu$, Sätze von aufeinandergelegten, $0,2$ mm dicken Platten aus geeignetem Glase bis $4,3 \mu$ unter

Reflexion der Strahlen, für noch größere Wellenlängen Selenspiegel unter dem Polarisationswinkel.
Schönrock.

Näheres s. Handbuch der Physik Geiger-Scheel.
Berlin 1927.

Polaristrobometer von Wild s. Polarimeter.

Polarkoordinaten s. Lichtstärken-Mittelwerte.

Polarkurve = Lichtverteilungskurve s. d., ferner Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 6.

Polarlicht. Eine Lumineszenzerscheinung innerhalb der Atmosphäre, hervorgerufen aus dem Zusammenwirken der elektrischen Strahlung der Sonne (s. d.) und dem ablenkenden Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf dieselbe. Man unterscheidet „Nordlichter“ und „Südlichter“, ursprünglich je nach der Himmelsrichtung, in welcher sie auftreten, jetzt wohl mehr nach der Erdhalbkugel. Ein sachlicher Unterschied zwischen beiden besteht nicht.

Die Lumineszenznatur wird schon durch das Spektrum des Polarlichts als ein Linienspektrum erwiesen, und zwar gehören alle Linien den Gasen der Luft an, nur die für das Polarlicht charakteristische und zudem hellste Linie $557\text{ m}\mu$, die „Nordlichtlinie“, ist noch unerklärt. 1917 glaubte J. Stark auch diese Linie als eine des Stickstoffs zu erkennen, und zwar des Kanalstrahlspektrums. Später trat Vegard dafür ein, daß sie dem festen Stickstoff zukäme. Sonst gehören dem Stickstoff die meisten Linien des Polarlichts an; daneben sind noch einige Wasserstofflinien vorhanden. Das Polarlicht ist nicht polarisiert. Seine Intensität kann jene des Vollmonds gerade übertreffen. Die oberen Teile sind weißlich bis grünlich, die unteren rötlich, auch violette Töne kommen vor. Mit sensibilisierten Platten ist es gelungen, gute photographische Aufnahmen mit kurzer Expositionszeit (unter einer Sekunde) zu erhalten (s. u.).

Längs eines wenige Kilometer breiten ovalen Bandes, das den geographischen und den magnetischen Pol umrahmt, erscheinen die Polarlichter bei weitem häufiger als außerhalb dieser „Zone maximaler Häufigkeit“. Ihr Mittelpunkt heißt der „Nordlichtpol“; 81° n. Br., 285° ö. v. Gr. In ihrer Nähe liegt die „neutrale Zone“; sie scheidet die Orte vorwiegenden Auftretens am Südhimmel von der, wo sie am Nordhimmel erscheinen. Die Winkelöffnung der Maximalzone beträgt etwa 18° bis 20° . Danach scheint sich die wirksame Strahlung als eine positive α -Strahlung zu enthüllen, denn für sie wären 16° bis 18° zu erwarten, worauf zuerst Vegard hinwies. Kathodenstrahlen der bekannten Geschwindigkeit ergeben nur 2° bis 4° . Wollte man trotzdem sie als die Ursache der Polarlichter ansehen, so müßte man entweder ihnen eine Geschwindigkeit zusprechen, die jener des Lichtes auf wenige Kilometer nahe käme, oder auch noch andere ablenkende Kräfte annehmen, als die des Erdmagnetismus. Letzteres scheint der Fall zu sein, denn es besteht allerdings ein solches Kraftfeld, das von einem Ring korpuskularer Materie gebildet wird, der im Äquator der Erde liegt (s. weiter unten). Der erhobene Einwand, daß er elektrostatisch instabil sei, fällt nicht sehr ins Gewicht, da von der Sonne stets neue Korpuskeln geliefert werden, doch haben die Betrachtungen über die Absorption der Strahlung gezeigt, daß fraglos eine positive Strahlung beteiligt ist. Die negative ist die wichtigste Strahlung, welche die Variationen des Erdmagnetismus bedingt. Nach

niederen Breiten nimmt die Häufigkeit der Polarlichter rasch ab, doch ist nach Wiechert selbst in unseren Gegenden die Nordlichtlinie an über der Hälfte aller Tage im Jahr im Licht des Himmels gewölbes festzustellen, so daß die oft zu erkennende Himmelselligkeit meist, wenn nicht überhaupt eine schwache Form des Polarlichtes ist.

Die Vermutung, es bei dem Polarlicht mit einer elektrischen Erscheinung zu tun zu haben, geht auf Mairan (1733) zurück. Birkeland lenkte die Aufmerksamkeit nachdrücklich auf die Kathodenstrahlen und die Sonne als ihre Quelle. Er suchte den Nachweis besonders durch groß angelegte künstliche Nachahmungen im kleinen zu führen, indem er in einer Vakuumröhre eine Terrella, die mit Bariumplatinzyanür bestrichen war, einer Kathodenstrahlung aussetzte. Die Terrella trug einen eisernen Kern mit Wicklung und konnte so von außen magnetisiert werden. War sie unmagnetisch, so leuchtete die ganze der Kathode zugekehrte Seite auf; wurde sie erregt, so konzentrierte sich das Licht auf je eine spiralförmige Bahn um die Pole und einen dünnen leuchtenden Ring um den Äquator. In ersterem sah er ein Abbild der Maximalzone, während der Ring etwas Neues abgab. Im einzelnen hingen die Erscheinungen sehr von der Stärke des Terrellafeldes ab. Auch die Verteilung der Strahlen im Außenraum der Erde untersuchte Birkeland durch Absuchen mit phosphoreszierenden Schirmen. Die mathematische Theorie verdanken wir K. Störmer. In einer großen Zahl von Abhandlungen untersuchte dieser die Bahn eines elektrisch geladenen Teilchens im Feld eines Elementarmagneten und konnte so nicht nur die Birkelandschen Versuche, sondern auch alle wesentlichen Eigentümlichkeiten des Polarlichts begründen.

Die möglichen Bahnen sind außerordentlich vielgestaltig, doch setzten sich alle aus zwei Komponenten zusammen, einer kreisförmigen und einer geradlinigen Bewegung. Ist m/e das bekannte charakteristische Verhältnis einer bestimmten Korpuskularstrahlung zwischen Masse und Ladung eines Teilchens, v seine Geschwindigkeit in der Bahn und H die magnetische Feldstärke, und tritt das Teilchen senkrecht gegen die Richtung des Feldes ein, so ist der Radius des von ihm beschriebenen Kreises

$$r = \frac{m}{e} v \frac{1}{H} = \frac{c}{H}.$$

Hieraus ergibt sich für Kathodenstrahlen eine Wirkungssphäre der Erde von einem Radius, der 14mal so groß ist, als die Entfernung der Mondbahn; ihr entspricht eine Parallaxe auf der Sonne von etwa 20° , womit denn erklärt wäre, daß für die Erregung von magnetischen Störungen nur ein kleines Gebiet um den Zentralmeridian der Sonne in Frage kommt (s. Variationen des Erdmagnetismus). Unter den Bahnen (Trajektorien) gibt es solche, die, weit im Außenraum gelegen, nur wenig vom Erdfeld abgelenkt werden. Die in der Nähe des Äquators wandernden beschreiben, da sie senkrecht gegen das Erdfeld gelegen sind, konzentrisch um die Erde einen Ring, eben den von Birkeland experimentell gefundenen; sie sind die Quelle der äquatorialen erdmagnetischen Störungen. Sie liegen so weit außerhalb der irdischen Atmosphäre, daß sie keine Lumineszenz in ihr erzeugen. Etwas schiefe Lage

gegen den Äquator läßt die Strahlen in der Nähe der Erde Oszillationen von Pol zu Pol um diese Ebene vollführen. Ein stetiger Übergang führt zu den für das Polarlicht wichtigsten Bahnen, die sich zusammensetzen aus der kreisförmigen Bewegung um die Kraftlinie und jene parallel zu ihr und die in der Maximalzone zur Erde herabsinken. Die allgemeinste Form ist also eine Spirale mit abnehmender Windungshöhe und um eine krumme Achse, eben die Kraftlinie. Da die Feldstärke mit Annäherung an die Erde zunimmt, so kann eintreten, daß das Teilchen umkehrt und nun von Pol zu Pol bis zur Erschöpfung der Energie oszilliert. Die Rechnungen gelten an sich für positive und negative Strahlungen. Ändert sich die Richtung zwischen der Anfangsbewegung des Teilchens und dem magnetischen Feld, so ändern sich die Bahnen sprunghaft, womit, da schon die Bewegung der Erde solche Richtungsänderungen ununterbrochen erzeugt, die Unruhe der Polarlichter verständlich wird.

Das Eindringen der Strahlung in die Atmosphäre macht sie durch Dissoziation elektrisch leitfähig, so daß die Drehung des Magneten Erde oder die relative Bewegung der Luft gegen sie elektrische Ströme induziert, auf welche alle zeitlichen Variationen des Erdmagnetismus zurückgeführt werden (s. Variationen des Erdmagnetismus und Erdmagnetismus). In ihrer Gesamtheit bilden die dauernd belegten Bahnen ein System von Verschiebungsströmen, die Quelle des äußeren magnetischen Feldes auf der Erde und auch eine Quelle von Erdströmen (s. d.). Aus dem beharrlichen Feld fällt es vollkommen heraus.

Auf photogrammetrische Weise hat Störmer die Höhe der Polarlichter ermittelt und gefunden, daß bei 100 und 106 km Höhe zwei nah benachbarte Maxima bestehen. Auch dies ist in Einklang mit seiner Theorie und wird durch die Anwendung der bekannten Absorptionsgesetze bestätigt. Letztere prägen sich übrigens besonders schön in dem scharfen unteren Rand der Polarlichter aus.

Ein sehr schönes Ergebnis sowohl der Birkelandschen Versuche als auch der Störmerschen Theorie ist der Nachweis der täglichen Schwankung der Polarlichthäufigkeit. Ihr Maximum tritt für mittlere und nicht zu hohe polnahe Orte zwischen 7 und 9 Uhr abends ein, und in der Tat wandern die Trajektorien vornehmlich auf der Abendseite in die Erde ein. Auch die anderen Verhältnisse der polnahen Gebiete werden richtig wiedergegeben.

Man unterscheidet verschiedene Polarlichtformen. Die weißlichen „Bögen“ zeigen keine innere Struktur, was wesentlich eine Wirkung der weiten Entfernung von dem Beobachtungsort ist. Das unter ihnen sichtbare „dunkle Segment“ ist wahrscheinlich durch Kontrast erzeugt. Nehmen die Bögen strahlige Form an, so spricht man von „Fäden“; sie sind meist farbig, unten rot, oben bläulich bis weiß. Oft schießen aus den Bögen „Strahlen“ auf. Ihre unteren Punkte sind durch die Absorption scharf begrenzt, die oberen unscharf und oft sehr hoch, bis 600 km und darüber über der Erde. Überschreiten sie den magnetischen Zenit, d. i. den der Inklinationsrichtung entgegengesetzten Punkt des Himmelsgewölbes, so entsteht die „Krone“, die demnach als eine perspektivische Vereinigung von Strahlen zu deuten ist. Lösen sich die Bögen vom Horizont ab, so wandern sie als „Bänder“ über den Himmel und zeigen streifige

Struktur. Eine besonders schöne Form bilden die „Draperien“, meist mehrere, einander parallele Wände leuchtender Materie, wieder aus gleichem Grunde mit scharfem unteren Saum. Durchschreiten sie den Zenit, so sieht man nur eine feine Linie. Gerade diese Draperien werden von der Störmerschen Theorie sehr gut wiedergegeben. Während und nach einem Polarlicht bildet sich oft ein violetter Dunst, der „Polarlichtdunst“. In unseren Gegenden treten nur Bänder, Fäden, Bögen und der Dunst auf. Von letzterem abgesehen zeigen die anderen Formen eine deutliche Einstellung nach dem magnetischen Meridian, was nunmehr von selbst verständlich erscheint.

Die jährliche Variation der Häufigkeit ist dieselbe wie die der magnetischen Störungen, ebenso bekunden sich die elfjährige Periode der Sonnentätigkeit und Mondvariationen auf dieselbe Weise und die Verteilung der Erscheinungen über die Erde. Der Hauptsache nach aber stehen die Polarlichter und die magnetischen Störungen nur als zwei Folgen derselben Ursache, der elektrischen Strahlung der Sonne (s. d.) miteinander in Verbindung. Die früher viel betriebenen Studien über den Zusammenhang der Polarlichter mit meteorologischen Vorgängen erübrigen sich, nachdem man nun die Höhe kennt, in welcher sie sich abspielen, von selbst. Nur die Entstehung zirrröser Wolken darf man wohl noch mit unseren Polarlichtern in Verbindung setzen, indem sie wohl Kerne für die Kondensation abgeben können.

A. Nippoldt.

Poldistanz, sphärischer Abstand vom Pol, s. Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 1.

Pole, magnetische. Die Wirkung eines gestreckten Stabmagneten geht hauptsächlich von den Enden aus, während die Mitte, die sog. Indifferenzzone, nahezu keine Wirkung ausübt. Man kann sich nun, wenigstens bei Messungen aus größeren Entfernungen, die Kraft von zwei Punkten, den Polen, ausgehend denken, die entgegengesetztes Vorzeichen haben und als Nord- bzw. Südpol bezeichnet werden; dabei ist der Nordpol dadurch gekennzeichnet, daß er bei einer frei drehbaren Nadel nach dem geographischen Norden zeigt. Mittels magnetometrischer Messungen aus zwei verschiedenen Abständen läßt sich die Lage dieser als „Kraftzentren“ definierten Pole genauer bestimmen. Man findet, daß bei permanenten Magneten der Abstand der beiden Pole etwa $\frac{5}{6}$ der ganzen Stablänge beträgt, die Pole selbst liegen also etwa um $\frac{1}{12}$ der Länge von den Stabenden entfernt. Genauer genommen aber hängt die Lage der Pole beim gestreckten Stab beträchtlich von der Höhe der Induktion ab: Mit wachsender Induktion nimmt zunächst der Polabstand etwas ab, die Pole rücken vom Ende weg; bei der Induktion, welche der Maximalpermeabilität des Stabes entspricht, beträgt der Polabstand nur noch etwa 0,84 der Länge, um dann wieder anzusteigen; bei $\mathfrak{B} = 18000$ hat er bereits 0,98 der Länge erreicht, die Pole liegen also hier schon nahezu am Ende des Stabes, d. h. die Magnetisierung des Stabes ist bereits ziemlich gleichförmig. Die Lage der Fernwirkungspole des Ellipsoids, bei welchem die Magnetisierung stets gleichmäßig ist, hängt von der Höhe der Induktion nicht ab; der Polabstand beträgt hier stets 0,775 der Länge.

Näheres Gumlich, Ann. d. Phys. (4) 59, 668, 1919.

Eine zweite, weniger gebräuchliche Definition der Pole ergibt folgende Überlegung: Überall da, wo die Induktionslinien aus dem Stab in die Luft übertreten, bildet sich freier Magnetismus; man kann sich denselben in Form einer Schicht angeordnet denken, deren Dicke entsprechend der Dichte der austretenden Induktionslinien in der Mitte Null und an den Enden am größten ist. Die beiden Schwerpunkte dieser magnetischen Belegungen bezeichnet man ebenfalls als Pole; sie haben einen geringeren Abstand voneinander als die Fernwirkungspole (beim Ellipsoid $\frac{2}{3}$ der Länge), ändern sich aber mit der Induktion in gleicher Weise. Näheres s. Holborn, Sitzungsber. Akad. d. Wissensch. Berlin 1898.

Auch die Erde besitzt zwei magnetische Pole, die in der Nähe der geographischen Pole liegen, und zwar der magnetische Südpol in der Nähe des geographischen Nordpols und umgekehrt. Die Richtung einer ganz frei beweglichen Magnetnadel wird durch die Lage dieser Erdpole bestimmt; ihre Abweichung von der geographischen Nord-Süd-Richtung (Deklination) beträgt für Deutschland etwa 9° nach Westen; der Winkel, den die Nadel mit dem Horizont bildet (Inklination) beträgt hier etwa 66° .

Pole, magnetische, der Erde. Seit Gauß Punkte der Erdoberfläche, in denen die Horizontalintensität Null ist. Außer einigen Polen in gestörten Gebieten besitzt die Erde nur zwei magnetische Pole, einen nördlichen bei $70^\circ 30'$ Breite und $95^\circ 30'$ westlicher Länge v. Gr. und einen südlichen bei 74° Breite und 155° Länge. Die Verbindungslinie liegt also nicht auf einem Durchmesser. Der nördliche Pol ist südmagnetisch und umgekehrt. Durch die Säkularvariation (s. Erdmagnetismus) verändert sich die Lage der Pole, doch sind die aus älteren Beobachtungen erhaltenen Polbahnen wegen der Unzuverlässigkeit der Messungen recht fragwürdig. Beide Pole sind neuerdings durch Forschungs Expeditionen aufgefunden worden. A. Nippoldt. Näheres s. A. Nippoldt, R. Amundsens Best. d. magn. Nordpols. „Das Weltall“ 25, 129—134. 1926.

Polflucht. Bei allen schwimmenden Körpern, deren Schwerpunkt über dem Auftriebspunkt liegt, ist eine Tendenz zur Bewegung nach dem Äquator vorhanden, die man als Polflucht bezeichnet. Das Archimedische Prinzip ist nämlich auf dem rotierenden Erdsphäroid nur dann streng richtig, wenn die beiden, oben genannten Punkte zusammenfallen. Der Angriffspunkt des Auftriebes eines schwimmenden Körpers liegt im Schwerpunkt des verdrängten Mediums, der seines Gewichtes dagegen in seinem eigenen Schwerpunkt. Die Richtungen beider Kräfte sind rechtwinklig zur Niveaufläche des betreffenden Punktes. Da nun die Niveauflächen der Schwere auf dem Erdsphäroid nicht parallel verlaufen, sondern sich äquatorwärts immer weiter voneinander entfernen, so sind auch die Richtungen beider Kräfte nicht entgegengesetzt, sondern ergeben eine kleine Resultierende, die zum Äquator gerichtet ist, wenn der Auftriebspunkt tiefer liegt als der Schwerpunkt.

Alfred Wegener und W. Köppen begründen mit der Polflucht einen nach dem Äquator gerichteten Verschiebungszwang der Kontinente, die als feste Gesteinsschollen in dem schwereren aber nachgiebigeren „Sima“, dem basischen Material des Untergrundes, gewissermaßen schwimmen.

Nach einer Berechnung von F. Nölke beträgt der auf den Meridianschnitt wirkende Druck der verschiebenden Kraft bei einer 2500 m hohen Kontinentalscholle von 2500 km Grundkreisradius und einer Dichte von 2,8 in 45° geographischer Breite etwa 2 Atmosphären pro qcm.

O. Baschin.

Näheres s. Alfred Wegener, Die Entstehung der Kontinente und Ozeane. 4. Aufl. 1929.

Polflut ist die durch die Veränderung der Polhöhe hervorgerufene Verlagerung der Wassermassen des Meeres. Sie hat eine Periode von etwa 430 Tagen (s. Polhöenschwankung und Festigkeit der Erde).

A. Prey.

Polhodie und Herpolhodie. Der Geschwindigkeitszustand eines starren Körpers, der sich um einen festen Punkt O dreht, kann in jedem Augenblicke als Drehung um eine bestimmte Achse von der Richtung α ($\alpha^2 = 1$) durch den festen Punkt O dargestellt werden. Der Vektor der Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{b} = \omega\alpha$ ist mit der Zeit veränderlich, desgl. die durch den festen Punkt O gehenden Drehachsen. Die Drehachse beschreibt also im Laufe der Bewegung sowohl im Körper als auch im Raume eine bestimmte Kegelfläche, deren gemeinsame Spitze im Drehpunkt O liegt. Der von der Drehachse im Körper beschriebene Kegel heißt *Polkegel* oder *Polhodiekegel*, der im Raume beschriebene Kegel heißt *Spurkegel* oder *Herpolhodiekegel*. Bei der Bewegung rollen die beiden Kegel aufeinander ab, ohne daß längs der Erzeugenden, in der sie sich jeweils berühren, ein Gleiten eintritt.

Der Vektor der Winkelgeschwindigkeit \mathfrak{b} fällt in jedem Augenblicke in die jeweilige Berührungserzeugende des Polkegels und des Spurkegels. Denkt man sich die Winkelgeschwindigkeit in einem beliebigen Maßstabe auf der augenblicklichen Drehachse aufgetragen, so beschreibt der Endpunkt dieses Vektors im Verlaufe der Bewegung auf jedem der beiden Kegel eine i. a. räumliche Kurve. Die so auf dem Polkegel, also im Körper beschriebene Kurve heißt *Polhodiekurve* und die auf dem Spurkegel, d. h. im Raume beschriebene Kurve *Herpolhodiekurve*.

Im Sonderfall, daß sowohl der Polkegel als auch der Spurkegel Kreiskegel sind, wird von *Präzessionsbewegung* gesprochen (s. Präzession). Vgl. Poinsothbewegung.

F. Schleicher.

Näheres s. die Lehrbücher der Mechanik oder Klein Sommerfeld, Theorie des Kreisels. Leipzig 1897. Vgl. auch den Artikel Momentanzentrum.

Polhodiekurve s. Momentanzentrum, s. ferner Polhodie und Herpolhodie.

Polhöhe s. Polhöenschwankung.

Polhöenschwankung. Darunter versteht man die kleinen Änderungen, denen die geographische Breite (Polhöhe) unterworfen ist. Nachdem diese Veränderlichkeit, die schon lange vermutet wurde, vornehmlich durch die Beobachtungen Küstners und durch eine nach Honolulu entsendete Expedition, welche mit Berlin korrespondierende Beobachtungen anzustellen hatte, unzweifelhaft festgestellt war, wurde zur genaueren Untersuchung ein internationaler Breitendienst eingerichtet. Sechs Stationen auf dem 39. Breitengrad der Nordhalbkugel beobachteten nach einem einheitlichen Programme vom Beginne des 20. Jahrhunderts bis zum Kriegsbeginne (z. T. auch noch heute) unaufhörlich die Breite. Die Stationen sind rings um die Erde verteilt; da die Breiten-

änderungen an entgegengesetzten Punkten der Erde gleich und entgegengesetzt sein müssen. So erhält man eine wertvolle Kontrolle. Auch 2 Stationen der Südhalbkugel wurden aktiviert.

Als Resultat ergab sich, daß der Pol der Erde eine spiralförmig gewundene unregelmäßige Bahn mit wechselnder Amplitude um eine Mittellage beschreibt. Die Amplitude erreicht höchstens einen Wert von 0'6. Man erkennt, daß die Erscheinung periodisch ist, doch ist wegen der großen Unregelmäßigkeit die Periodenlänge schwer zu bestimmen. Es tritt eine Periode von etwa 430 Tagen (Chandlersche Periode) hervor, die von einer jährlichen überlagert wird. Dieses Resultat scheint zunächst der Theorie zu widersprechen. Wenn die Erde ein absolut starrer Körper ist, so gestatten die Gleichungen der Rotationsbewegung nur eine Veränderlichkeit der Polhöhe mit einer Periode von 303 bis 308 Tagen (Eulersche Periode). Es ergab sich aber, daß die Verlängerung der Periode auf 430 Tage von der Elastizität der Erde herührt. Der Grad der Festigkeit der Erde läßt sich aus der Länge dieser Periode berechnen (s. Festigkeit der Erde).

Die jährliche Periode ist auf meteorologische Einflüsse zurückzuführen. Der große Massentransport, der durch die jährliche Verlagerung des Luftdruckmaximums entsteht, wirkt alljährlich auf die Erdachse und sucht die Erde aus dem Gleichgewicht zu bringen. Die elastische Erde antwortet darauf mit einer Schwingung, deren Periode wegen der Kompliziertheit der Störung nicht rein zum Ausdruck kommt. Daher stammt die noch herrschende Unsicherheit über ihre Dauer. Es läßt sich in der Tat zeigen, daß auf diesem Wege die verwickelte Bahn des Poles zustande kommt (Schweydar, Wanach).

Da die in Rede stehende Bewegung außerordentlich klein ist, so muß nicht nur bei der Beobachtung, sondern auch bei der Rechnung mit der äußersten Genauigkeit vorgegangen werden. Die fast durchwegs angewendete Methode der Beobachtung ist die von Horrebow-Talcott. Sie besteht darin, daß die Zenitdistanzen zweier zenitnaher Sterne, von denen der eine südlich, der andere nördlich des Zenites kulminiert, miteinander verglichen werden. Jedes solche Sternpaar liefert einen Wert der Polhöhe. Die Methode gestattet die Elimination der meisten Instrumentalfehler und des ohnehin kleinen Betrages der normalen Refraktion.

Bei der Reduktion der Beobachtungen, welche nach verschiedenen Methoden durchgeführt werden kann, haben sich eine Reihe von Merkwürdigkeiten ergeben, deren Aufklärung in einwandfreier Weise bis heute noch nicht gelungen ist. Im allgemeinen sucht man die Ursache in Refraktionsstörungen (Wanach), doch haften den Resultaten immer noch gewisse Zweifel an. Schumann hält daher die Ableitung einer Polbahn noch für verfrüht.

A. Prey.

Näheres s. B. Wanach, Die Polhöhenchwankungen (Naturwissenschaften, VII. Jahrg.).

Polkegel s. Poinsothbewegung.

Polkurve s. Momentanzentrum, Polhodie und Herpolhodie.

Polonium s. Radium F.

Polschuh. Da es vielfach unbequem oder technisch ganz unmöglich ist, den Hufeisenmagneten von vornherein eine solche Form zu geben, daß

ihre Pole die für ihre Verwendung geeignetste Form besitzen, so benützt man dazu besondere Ansatzstücke aus weichem Eisen, die Polschuhe, welche mit den Enden des Magneten fest und möglichst fugenlos verbunden werden. Bei Elektromagneten, die verschiedenen Zwecken dienen sollen, werden sie leicht auswechselbar hergestellt.

Gumlich.

Polstärke, elektrische. Die elektrische Polstärke kommt zahlenmäßig zum Ausdruck in dem Coulombschen Gesetz (s. d.), das die Anziehungs- bzw. Abstoßungskraft zweier elektrischer Ladungen in Abhängigkeit der Ladungsmenge und des gegenseitigen Abstandes angibt. Die elektrische Polstärke entspricht der magnetischen Polstärke in dem formal gleichen Gesetz des Magnetismus. Die Einheit der elektrischen Polstärke kann aus dem Coulombschen Gesetz hergeleitet werden als diejenige Elektrizitätsmenge, die auf eine ihr gleiche, im Abstand von 1 cm befindliche Elektrizitätsmenge mit der Kraft von 1 dyn wirkt. Da diese elektrostatische Einheit der Polstärke für die Praxis ungeeignet ist, hat man das „Coulomb“ als 3.10^9 elektrostatische Einheiten (ESE) eingeführt.

R. Jaeger.

Polstärke, magnetische. Die Pole (s. d.) sind Gebilde, die bei jedem Magnet paarweise vorkommen; man kann also auch nicht mit ihnen einzeln operieren, ihre Stärke nicht einzeln messen, höchstens einen angenäherten Wert erhalten, indem man etwa sehr langgestreckte Magnetnadeln so aufhängt, daß die eine nahezu in die Verlängerung der anderen fällt. Dann ist die Kraft f , mit der die beiden Pole m_1 und m_2 der beiden Nadeln aus der Entfernung r aufeinander wirken, gegeben durch die Beziehung $f = \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Diese Wirkung wird 1, wenn

die beiden Polstärken = 1 sind und die Entfernung $r = 1$ cm ist. Für die Definition der magnetischen Polstärke im elektromagnetischen C G S-System folgt hieraus: Der Pol von der Stärke eins, oder der Einheitspol, ist ein solcher, welcher auf einen gleich starken, im Abstand 1 cm befindlichen Pol mit der Kraft einer Dyne wirkt, also nahezu mit derselben Kraft, mit welcher die Masse von 1 mg von der Erde angezogen wird.

Gumlich.

Polwanderung s. Polhöhenchwankung.

Polychord s. Monochord.

Polymerie s. Isomerie.

Polymorphismus. Das Vermögen eines Körpers, sowohl im amorphen als auch im kristallisierten Zustand, bzw. verschiedenen Kristallsystemen aufzutreten. Im letzteren Fall spricht man von Heteromorphismus, und zwar wenn der Körper in zwei Kristallreihen kristallisiert, vom Dimorphismus, wenn in drei Reihen, vom Trimorphismus.

Klingsporn.

Polytrope heißt nach Zeuner (vgl. dessen „Technische Thermodynamik“) eine Kurve, längs der ein ideales Gas eine umkehrbare Zustandsänderung erleidet, welche ähnlich der adiabatischen ist, sich von dieser aber dadurch unterscheidet, daß im differentialen Prozeß die zugeführte Wärmemenge dQ nicht 0, sondern proportional der Temperaturerhöhung dT ist, so daß man $dQ = \gamma dT$ zu setzen hat. Eine Polytrope kann man also definieren als eine Linie, längs deren ein Körper bei konstanter Wärmekapazität eine umkehrbare Zustandsänderung erleidet. Es läßt sich leicht

zeigen, daß alle Kreisprozesse, die aus zwei festliegenden Isothermen und zwei Polytropen mit gleichem, aber beliebigen γ bestehen, denselben maximalen Nutzeffekt besitzen. — Für polytropische Zustandsänderungen gelten in der üblichen Bezeichnungsweise (T absolute Temperatur, v spezifisches Volumen, p Druck) folgende Gleichungen:

$$T = v^k - 1 = \text{konst.}; \quad T_k \cdot p^{1-k} = \text{konst.}; \\ p \cdot v^k = \text{konst.}$$

k steht mit γ und den beiden spezifischen Wärmen c_p und c_v in der Beziehung $k = \frac{c_p - \gamma}{c_v - \gamma}$. Man erkennt, daß jene drei Gleichungen für $\gamma = 0$ in die entsprechenden adiabatischen Beziehungen übergehen (s. Adiabate).

Die Polytrope spielt eine wichtige Rolle bei den Problemen der atmosphärischen Zirkulationen (vgl. das Buch von R. Emden, Gaskugeln, Teubner 1907), und des Aufbaus der gasförmig gedachten Fixsterne, indem man annimmt, daß die auf- und niedersteigenden Gasmassen nicht adiabatischen Veränderungen unterliegen, sondern durch Strahlung im Wärmeaustausch mit der Umgebung stehen.

Je nach dem numerischen Betrage von k wird man zu Polytropen geführt, bei denen die Energiezunahme des Gases kleiner oder größer als die zugeführte Kompressionsarbeit ist, derart, daß noch Wärme freigegeben oder gebunden wird.

Die Polytrope mit dem Wert $k = \frac{4}{3}$ zeichnet

sich vor allen andern dadurch aus, daß eine im Raum frei schwebende Gaskugel, deren einzelne Teile Zustandsänderungen gemäß dieser Polytropen erleiden, sich durch eine Reihe von Gleichgewichtszuständen hindurch vollständig gleichförmig kontrahiert und expandiert. Jedes Raunteilchen der Kugel erleidet bei Änderung des Kugelradius gewisse Änderungen des spezifischen Volumens, der Temperatur und des Druckes, die zur Änderung des Radius in festem Verhältnis stehen. Diese Polytrope gibt also ein Bild der Zustände, welche die Masse einer Wärme ausstrahlenden und sich selbst überlassenen Gaskugel durchläuft. Sie stellt eine kosmogonetische Zustandsänderung dar und heißt darum nach Emden Kosmogonide.

Henning.

Ponderomotorische Wirkungen des Schalles s. Akustische Abstoßung und Anziehung.

Pororooca ist der Name der Flutbrandung im Amazonenstrom. *Prey.*

Porrosches Prisma s. Umkehrprismensystem.

Porträt-Objektiv. Die wichtigsten Anwendungsgebiete der photographischen Linsen, deren relative Öffnung sehr groß, nicht kleiner als etwa 1:4, ist, sind die Bildnis-Photographie und die Kinematographie, wofür selbstverständlich, je nach den Aufnahmeverhältnissen, auch andere Objektive, z. B. Universal-Objektive, verwendbar sind. Für kinematographische Aufnahmen benutzt man Objektive sehr kurzer Brennweite und möglichst ausgezeichneter Schärfe, wegen der starken Bildvergrößerung bei der Projektion. Es kommt in erster Linie das Tessar (C. Zeiß) mit der relativen Öffnung 1:3,5 oder 1:2,7 in Frage, bei allerhöchster Lichtstärke das Biotar (C. Zeiß) mit einer relativen Öffnung bis zu 1:1,4 oder das Ernostar bis 1:1,5 (Erne-mann). Für Bildnis-Aufnahmen wählt man zweckmäßig längere Brennweiten. Das alte und berühmte Petzval-Porträt-Objektiv behauptet sich für diese

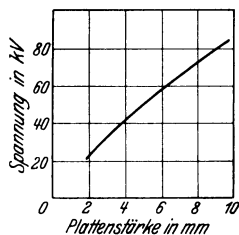
Zwecke noch neben dem modernen Anastigmaten höchster Lichtstärke. Die geringe Tiefenschärfe solcher Objektive, die infolge der Kontrastwirkung der scharfen Einstellungszone gegenüber anderen verschwommen erscheinenden Teilen des Bildes sich mitunter störend bemerkbar macht, ist der Anlaß gewesen, Porträt-Objektive herzustellen, die absichtlich mit gewissen Abbildungsfehlern behaftet sind, die den Bildern eine gleichmäßige Unschärfe, künstlerische Weichheit, oder welche geforderten Eigenschaften sonst noch, verleihen. Als Vertreter dieser Objektivgattung ist das Nicola-Perscheid-Porträt-Objektiv (E. Busch) zu nennen. Ähnliche Wirkungen kann man übrigens auch mit einem scharf zeichnenden Objektiv erzielen, entweder durch nachträgliche Behandlung des Bildes nach der Aufnahme, oder aber durch gewisse Maßnahmen bei der Aufnahme, etwa durch das Vorschalten einer stark durchgebogenen Meniskuslinse, die in der Achse die Brechkraft 0 besitzt. Hierher gehört auch die Mollarlinse von C. P. Goerz. Sie hat die Wirkung einer chromatischen Planplatte, d. h. für eine bestimmte Farbe, z. B. für die der G'-Linie des Spektrums, ist sie brechraftlos, während sie für die übrigen Farben Brechkraft besitzt.

Vor einen Anastigmaten geschaltet verringert die Mollarlinse infolge der durch sie eingeführten chromatischen Aberrationen die Schärfe seiner der Einstellebene entsprechenden Bilder, gleichzeitig wird aber der Tiefenbereich, innerhalb dessen noch von einigermaßen deutlicher Abbildung gesprochen werden kann, merklich größer als der entsprechende Bereich bei Benutzung des Anastigmaten ohne Vorsatzlinse. *W. Merté.*

Porzellan. Scharf gebranntes Porzellan, sog. Hartporzellan, als ein für die Hochspannungstechnik besonders geeignetes Isolationsmaterial. Die Rohmaterialien des Porzellans sind in der Hauptsache Kaolin, Feldspat und Quarz. Aus diesen Stoffen wird die Porzellanmasse gemischt, wobei man im Mittel 60% Kaolin und 40% Quarz und Feldspat wählt. Nach der Formgebung wird das Material getrocknet, verglüht und dann glasiert. Dabei müssen diejenigen Stellen, die bei dem Brennen aufreißten, unglasiert bleiben. Das Brennen zerfällt in zwei Abschnitte, in den Glühbrand (800—900°) und den Glatzbrand (1350—1450°). Die Ofentemperatur wird mit Hilfe der sog. Segerkegel oder von Pyrometern überwacht. Bei dem Brennen findet je nach der Technik mehr oder weniger große Schwindungen der Porzellanmasse statt; Maßabweichungen von $\pm 5\%$ müssen stets in Kauf genommen werden. Die glatte Oberfläche gewährleistet eine gute Oberflächenisolation. Die mechanischen, thermischen und elektrischen Eigenschaften des Porzellans, das für elektrotechnische Zwecke hauptsächlich von der Staatlichen Porzellan-Manufaktur, Schomburg Söhne, AG., AEG., und der Porzellanfabrik Hermsdorf hergestellt wird, sind folgende:

Die Zugfestigkeit (nach Demuth) liegt bei 240—360 kg/cm². Die Druckfestigkeit wird bei kleinen Körpern zu 3800 kg/cm² angegeben und fällt mit wachsender Körpergröße auf 1000 kg/cm². Die Ritzhärte nach der Mohsschen Skala liegt zwischen 7 und 8. Die Erweichungstemperatur liegt bei 1000°. Die Wärmebeständigkeit liegt höher als bei den übrigen Isolationsmaterialien. Das Porzellan ist gegen Wasseraufnahme gut geschützt, von Säuren ist nur Flußsäure gefährlich.

Der Ausdehnungskoeffizient schwankt nach den Angaben in der Literatur zwischen 0,000025 und 0,000065. Das spezifische Gewicht liegt zwischen 2,3 bis 2,5. Die Dielektrizitätskonstante, die für den Bau von Durchführungen wichtig ist, liegt zwischen 4,4 und 6,3. Über den Oberflächen-



Durchschlagfestigkeit von Porzellan.

wird, der Zusammensetzung und Durchknetung der Masse verschieden. Die Figur zeigt die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung in kV von der Plattenstärke in mm. Die Kurve fällt mit wachsender Dicke etwas ab.

R. Jaeger.

Posaune s. Zungeninstrumente.

Positionskreis s. Mikrometer.

Positionswinkel s. Himmelskoordinaten (letzter Absatz).

Positive Elektrizität. Positive und negative Elektrizität sind die beiden Urstoffe, aus denen sich nach heutiger Anschauung die Materie aufbaut. Die Einheit der positiven Elektrizität ist das Proton (s. d.). Ein von der Einheit der negativen Elektrizität, dem Elektron, umkreistes Proton ist ein Wasserstoffatom. Während Elektronen bei elektrischen Ladungen und Strömungen sehr häufig frei vorkommen, sind freie Protonen nur in einer Entladung von Wasserstoffgas (und vielleicht auch in Metallen, die Wasserstoff gelöst enthalten) vorhanden. Bei allen anderen chemischen Elementen sind die Protonen mit Elektronen zu komplizierten größeren Gebilden, den Atomkernen, zusammengetreten, wobei die Protonen um so mehr in der Überzahl sind, je größer die Ordnungszahl des Atoms (s. d.) ist. Diese positiv geladenen Atomkerne werden im Normalzustand der Atome durch eine Elektronenhülle gleicher Ordnungszahl kompensiert, so daß das Atom nach außen neutral ist. Die äußersten dieser umhüllenden Elektronen können leicht abgespalten werden. Es bleibt dann ein Rest übrig, der je nach der Zahl der abgespaltenen Elektronen eine bis einige Überschussladungen positiver Elektrizität hat. Während also die negative Elektrizität, das Elektron, häufig frei vorkommt, ist die positive Elektrizität fast stets nur eine Überschussladung eines verwickelt zusammengesetzten Systems, das relativ große Masse hat und viel kompliziertere Wirkungen ausübt als die negative Elektrizität.

Güntherschulze.

Positive Lichtsäule. Der der Anode zunächst liegende Teil einer Glimmentladung (s. d.) in einem längeren Glasrohr. Die vom negativen Glimmlicht durch den Faradayschen Dunkelraum zur Anode hinströmenden Elektronen beschreiben infolge der zahlreichen Zusammenstöße mit den Gasmolekülen wirre Zickzackbahnen, auf denen sie nur ganz allmählich der Anode näher kommen. Auf diesen Bahnen geraten sie unterwegs um so eher einmal an die Gefäßwände, je enger diese die Entladungsbahn umschließen. Von den Gefäßwänden aber

werden sie festgehalten. Dadurch werden die Wände negativ geladen und ziehen nun auch positive Ionen aus der Entladungsbahn heraus, die die Elektronen auf den Gefäßwänden neutralisieren. Durch die Gefäßwände werden also der Entladung dauernd sowohl Elektronen als auch Ionen entzogen. Die übrigbleibenden müssen also immer schneller strömen, um die Stromstärke aufrecht zu erhalten. Also erreichen sie in einem Abstand vom Glimmlicht die Geschwindigkeit, bei der sie die Gasmoleküle anzuregen vermögen. Hier beginnt das Gas zu leuchten: der Faradaysche Dunkelraum geht in die positive Lichtsäule über. Die Geschwindigkeit der Elektronen aber steigt weiter, bis sie die Ionisierungsgeschwindigkeit erreichen und durch Ionisierung ebenso viele neue Ionenpaare schaffen, wie an den Gefäßwänden durch Neutralisierung verschwinden. Erst dann ist wieder ein Gleichgewichtszustand erreicht. Die erforderliche Geschwindigkeit aber erlangen sie dadurch, daß das Potentialgefälle vom Faradayschen Dunkelraum aus infolge der Verarmung an Ladungen dauernd ansteigt, bis wieder Gleichgewichtszustand eingetreten ist.

Aus dem Vorstehenden folgt: Die positive Lichtsäule rückt um so näher an das Glimmlicht heran und der Potentialgradient ist um so größer, je enger das Glasrohr ist, in dem die Entladung vor sich geht und je höher der Gasdruck ist, denn beides vermehrt die Ladungsverluste. Mit zunehmender Stromdichte nimmt der Gradient in der positiven Säule ab. Ferner hängt er von der Gasart ab, was aus den Verschiedenheiten der freien Weglänge und der Anregungs- und Ionisierungsspannungen in den einzelnen Gasen ohne weiteres folgt. In der Regel erfüllt die positive Lichtsäule von ihrem Beginn an in gleichmäßiger Helligkeit und mit konstantem Potentialgradienten das ganze Entladungrohr bis zur Anode, wobei sie allen Krümmungen gleichmäßig folgt, sich also fast wie ein metallischer Leiter verhält. Röhre bis 60 m Länge sind so mit positiven Lichtsäulen erfüllt worden. Unter Umständen zerfällt die Lichtsäule jedoch in eine Anzahl scharf abgegrenzter, durch dunkle Zwischenräume getrennter Schichten, die sog. geschichtete Lichtsäule (s. d.).

Die Temperatur der Lichtsäule hängt vom Potentialgradienten und der Stromdichte ab. In der Regel erhebt sie sich nur wenig über Zimmertemperatur. Doch kann sie unter Umständen auf 1000° C und mehr steigen.

Die positive Lichtsäule des Stickstoffes und Neons wird zu Beleuchtungszwecken verwandt (s. Moorelicht).

Güntherschulze.

Potential s. Energie (mechanische).

Potential, elektrokinetisches. Die mechanischen Bewegungen zweier verschiedenen Phasen längs ihrer Grenzfläche (s. Endosmose und Kataphorese), welche durch tangential angelegte Potentialdifferenzen hervorgerufen werden, sowie die Umkehrung dieses Effektes, die Erzeugung von elektrischen Spannungen durch Verschiebung zweier Medien längs ihrer Berührungsfläche (s. Reibungselektrizität, Strömungsströme) haben nach Helmholtz (1879) ihre Ursache in dem Vorhandensein einer Potentialdifferenz zwischen beiden Phasen. Die hierbei wirksame Potentialdifferenz ist von der thermodynamischen zwischen dem Inneren beider Phasen bestehenden, welche z. B. für das elektromotorische Verhalten einer Elektrode maß-

gebend ist, grundsätzlich zu unterscheiden und wird deshalb als elektrokinetisches Potential bezeichnet (Freundlich und Rona 1920). Der Betrag des elektrokinetischen Potentials kann größer oder kleiner sein als die galvanische Phasengrenzkraft, im singulären Falle, auch gleich derselben. Die Erklärung für diesen Tatbestand ist darin zu sehen, daß das Potential an der Berührungsfäche zwischen fester Wand und Lösung nicht sprunghaft wechselt, sondern innerhalb einer gewissen Schichtdicke der Lösung über die sogenannte diffuse Doppelschicht (s. d.) stetig abfällt bzw. ansteigt. Nur zwischen der Wand und der ihr unmittelbar anliegenden Molekülschicht, welche den Helmholtz'schen molekularen Kondensator bildet, findet ein Potentialsprung statt. Während der Helmholtz'sche Kondensator bei einer Bewegung der Flüssigkeit im allgemeinen an der Wand fest haftet, kann die diffuse Raumladung mit der Lösung tangential zur Wand verschoben werden.

Die Helmholtz'sche Theorie behandelt den Fall einer zähen Flüssigkeit in einem zylindrischen Rohr vom Radius R , in dessen Achsenrichtung ein homogenes elektrisches Feld wirkt, das sich dem Feld normal zur Wand überlagert. Vorausgesetzt wird ferner, daß die hydrodynamischen Gleichungen wie im Inneren der Flüssigkeit auch im Bereich der Doppelschicht gelten.

Auf das Volumenelement $dv = 2\pi r dr dl$ (Zylinderkoordinaten) der Flüssigkeit mit der Strömungsgeschwindigkeit $u(r)$ wirken folgende Kräfte:

1. Eine Druckkraft $\frac{dp}{dl} dv$.

2. Die ponderomotorische Kraft des achsialen Feldes $\mathcal{E}_1 = -\frac{\partial \varphi}{\partial l}$ auf die der Wand anliegende

Raumladung mit der Ladungsdichte $\rho = \frac{D}{4\pi} \operatorname{div} \mathcal{E}_1$, also $\rho \mathcal{E}_1 dv$, wo D die Dielektrizitätskonstante der Lösung bedeutet.

3. Die Reibungskräfte auf die konzentrischen Zylinderflächen des Volumenelements

$$2\pi\eta \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{du}{dr} \right) dr dl$$

wo η die Zähigkeit der Lösung bedeutet.

Die algebraische Summe der Kräfte 1. und 2. muß im stationären Zustand den Reibungskräften gleich sein:

$$2\pi r \frac{dp}{dl} + \frac{D}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 2\pi\eta \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right).$$

Hieraus ergibt sich durch zweimalige Integration unter Berücksichtigung der Randbedingungen

$$r^2 \pi \frac{dp}{dl} = 4\pi\eta [u(r) - u(0)] - D[\varphi(r) - \varphi(0)] \frac{\partial \varphi}{\partial l}.$$

Diese Beziehung führt bei Abwesenheit des achsialen Feldes zum Poiseuillet'schen Gesetz (s. d.), bei Abwesenheit von Druckkräften zu der Gleichung:

$$u_r = u_0 + \frac{D}{4\pi\eta} (\varphi_r - \varphi_0) \frac{\partial \varphi}{\partial l}.$$

Das gesamte in der Zeiteinheit unter der Wirkung des Potentialgefälles durch den Zylinder strömende Flüssigkeitsvolumen ist hiernach streng nur berechenbar, wenn das Potential als Funktion des Radius bekannt ist, aber angenähert in dem Fall, daß die Dicke der Doppelschicht gegenüber dem Zylinderradius verschwindend klein ist. Unter

dieser Bedingung kann das elektrokinetische Potential:

$$\varphi_R - \varphi_0 = -\frac{u_0 4\pi\eta}{D \frac{\partial \varphi}{\partial l}}$$

durch Messung der Gesamtströmung bestimmt werden. Eine Abschätzung der Doppelschichtdicke ermöglicht für den Fall von Elektrolytlösungen die von Stern (1924) gegebene Theorie der diffusen Doppelschicht (s. d.). Indessen ist in den einschlägigen Experimentaluntersuchungen die Prüfung dieser Voraussetzung häufig außer Acht geblieben.

Eine Verallgemeinerung der Helmholtz'schen Theorie für Grenzflächen beliebiger Gestalt und für die Kataphorese suspendierter Teilchen wurde von Smoluchowski entwickelt (1903) und später von Debye und Hückel (1924) unter Berücksichtigung der diffusen Doppelschicht vervollständigt.

H. Cassel.

Potential, elektrolytisches. Unter E P. versteht man den Wert der elektromotorischen Kraft eines in wässrige Lösung von 18° C und „normaler“ Konzentration des zugehörigen Salzes eintauchenden Metalles oder auch Metalloides, gemessen gegen die Wasserstoffnormalelektrode, deren Potential gleich Null gesetzt wird. Hierbei ist zu beachten, daß die effektive Konzentration der Metall-Ionen nicht durch die abgewogenen Salz mengen gegeben ist; sie kann vielmehr nur auf Grund besonderer Annahmen über den Dissoziationsgrad bzw. über den Aktivitätskoeffizienten (s. d.) berechnet werden. Das EP. ist ein Maß für die Abnahme der freien Energie beim Übergang aus dem metallischen in den gelösten Zustand (s. Galvanismus) und zwar um so größer, je „edler“ sich eine Substanz verhält. Da die Änderung der Ionenkonzentration um eine Zehnerpotenz, solange die Lösung als verdünnt angesehen werden kann, den Betrag des Einzelpotentials um höchstens 0,058 Volt ändert (s. Galvanismus), so kann die nach der E P.-Größe geordnete Reihe der chemischen Elemente als „Spannungsreihe“ dienen. Es ist jedoch zu bedenken, daß die hieraus ersichtliche Affinität (s. d.) der Elemente von der Temperatur und von der Konzentration der benetzenden Lösung abhängig ist.

Tabelle.

Elektrolytisches Potential in Volt, bezogen auf Wasserstoff, für den Übergang aus dem metallischen in den gelösten Zustand.

Li +	-3,02	H +	0,00
K +	-2,92	Sb + + +	+0,1
Ba + +	-2,8	Bi + + +	+0,2
Na +	-2,71	As + + +	+0,3
Sr + +	-2,7	Cu + +	+0,34
Ca + +	-2,5	Co + + +	+0,4
Mg + +	-1,55	Cu +	+0,52
Mn + +	-1,0	Hg +	+0,75
Zn + +	-0,76	Ag +	+0,80
Cr + +	-0,5	Hg + +	+0,86
Fe + +	-0,43	Au + + +	+1,3
Cd + +	-0,40	Au +	+1,5
Tl +	-0,33	J -	+0,54
Co + +	-0,29	S -	+0,55
Ni + +	-0,22	Br -	+1,08
Pb + +	-0,12	O -	+1,23
Sn + +	-0,10	Cl -	+1,36
Fe + + +	-0,04	F -	+1,9

Die auf die Normalkalomelektrode bezogenen Werte sind um 0,275 Volt kleiner.

Für radioaktive Stoffe gilt die empirische Regel, daß das bei α -strahlenden Umwandlungen entstehende Produkt edler ist als die Muttersubstanz, umgekehrt bei β -strahlenden. (G. v. Hevesy, 1912.)
H. Cassel.

Näheres s. in dem Tabellenwerk von Abegg, Luther, Auerbach, „Die Messung elektromotorischer Kräfte“. Halle 1911; ferner insbesondere G. N. Lewis und M. Randall, Thermodynamics and the free energy of chemical substances. New York 1923 (Deutsch in Wien 1927).

Potential (elektrostatisch), von *potentia* (lat), die Kraft oder Wirksamkeit; das elektrostatische Potential bestimmt den Zustand des elektrischen Feldes, das einen geladenen Körper umgibt. Von diesem Standpunkt aus kann das Potential eines elektrischen Körpers an irgendeiner Stelle des elektrischen Feldes als die Arbeit definiert werden, die notwendig ist, um die Einheit der Ladung aus unendlicher Entfernung an diese Stelle zu bringen. Man hat es also bei dem elektrostatischen Potential mit ganz ähnlichen Gesetzmäßigkeiten zu tun wie bei dem Magnetismus und der Gravitation. Wegen der Ähnlichkeit des Coulombschen Gesetzes mit dem Gravitationsgesetz von Newton kann das Potential V einer punktförmig gedachten elektrischen Ladung Q an einem Punkte, der von dieser Ladung die Strecke r entfernt ist, $V = Q/r$ gesetzt werden. Bei der Betrachtung elektrostatischer Probleme spielen die um die geladenen Leiter ausgebildeten Flächen gleichen Potentials, die sog. Niveaulächen, eine wichtige Rolle (s. d.). Die elektrostatische Einheit des Potentials ist nach vorstehender Gleichung dadurch gegeben, daß die Arbeit von 1 erg aufgewendet werden muß, um eine andere elektrostatische Einheit aus dem Unendlichen auf die Entfernung von $r = 1$ cm von der betrachteten Einheit heranzubringen.

Die praktische Einheit des Potentials ist das Volt, das $1/300$ der elektrostatischen Einheit beträgt. Zur Angabe eines Potentials bedarf es eines Bezugskörpers. Aus Zweckmäßigkeitsgründen setzt man das Potential der Erde gleich Null und rechnet alle anderen Potentiale relativ zum Erdpotential, und zwar positiv, wenn sie höher sind, negativ, wenn sie niedriger sind als das der Erde. In vektorieller Sprache wird das Potential dadurch definiert, daß sein negativer Gradient die Feldstärke des elektrostatischen Feldes ergibt. Das Potential selbst ist ein eindeutiger Skalar φ , so daß die Feldstärke sich folgendermaßen ausdrückt:

$$\mathfrak{E} = -\nabla\varphi.$$

Aus dieser Definition ergibt sich rein vektoranalytisch, daß

$$\text{rot } \mathfrak{E} = 0,$$

d. h. der Rotor des elektrostatischen Feldes ist immer Null. Wäre dies nicht der Fall, d. h. wäre das Linienintegral der Feldstärke \mathfrak{E} für einen beliebigen geschlossenen Weg von Null verschieden, so müßte es möglich sein, durch Herumführen eines Probekörpers fortgesetzt Arbeit aus dem Felde zu ziehen, was erfahrungsgemäß nicht möglich ist. Die Abnahme des elektrostatischen Potentials von einem Punkte (1) zu einem Punkte (2), die Potentialdifferenz, ist gleich dem Linienintegral von \mathfrak{E} , berechnet für einen beliebigen Weg von (1) nach (2) also

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \mathfrak{E} \, ds.$$

Für eine gegebene Elektrizitätsverteilung lassen sich dann Potential und Feld berechnen nach der

vektoranalytischen Theorie des wirbelfreien Vektorfeldes, wobei der Ergibigkeit der Quellen e die Elektrizitätsmenge entspricht. Das Potential wird

für h diskrete Punkte $\varphi = \sum_{k=1}^h \frac{e_k}{r_k}$; für flächenhaft

verteilte Ladungen $\varphi = \int \frac{df \omega}{r}$, für räumlich ver-

teilte $\varphi = \int \frac{dv \cdot \varrho}{r}$, wobei r = Entfernung vom Aufpunkt, ω = Flächendichte und ϱ = Raumdichte ist.
R. Jaeger.

Potential, magnetisches. In den nicht von Strömen durchflossenen Teilen eines Magnetfeldes lassen sich die Komponenten desselben als Ableitungen einer Funktion, des magnetischen Potentials, darstellen, also

$$\mathfrak{H}_x = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \mathfrak{H}_y = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \mathfrak{H}_z = -\frac{\partial \psi}{\partial z}.$$

Diese Darstellung bietet für die Rechnung manche Vorteile, da man es nur mit einer einzigen Größe, der Funktion ψ , zu tun hat.
Gumblich.

Potential, thermodynamisches s. Thermodynamisches Potential.

Potential der Geschwindigkeit in der Hydrodynamik s. Geschwindigkeitspotential.

Potential des Erdmagnetismus s. Erdmagnetismus, Abschnitt Theorie, Variationen des Erdmagnetismus.

Potentialgefälle, atmosphärisches. An der Erdoberfläche existiert beständig ein elektrisches Feld, welches bei ebenem Terrain so beschaffen ist, daß Potentialdifferenzen gewöhnlich nur in vertikaler Richtung festgestellt werden können. Die Niveaulächen sind also Ebenen, die untereinander und zur Erdoberfläche parallel sind. Zur Charakteristik des Feldes genügt daher die Angabe der Potentialdifferenz zwischen zwei in vertikaler Richtung verschieden weit abstehenden Punkten. Nach dem Vorschlage Franz Exners nimmt man als Maß für das atmosphärische Potentialgefälle die in Volt ausgedrückte Potentialdifferenz je zweier um 1 m in der Vertikalen abstehender Punkte. Historisches vgl. den Aufsatz über „Luftelektrizität“. Als ersten „Referenzpunkt“ kann man auch die Erdoberfläche selbst ansehen und dann die Potentialdifferenz zwischen ihr und einem 1 m darüber befindlichen Punkte messen. Jede Erhebung der Erdoberfläche (Berge, Hügel, Felsenspitzen), sowie in der Vertikalen aufragende Gegenstände (Häuser, Kamine, Bäume, Blitzableiter, Maste elektrischer Leitungen u. dgl.) bringen eine meist sehr erhebliche „Störung“ des Erdfeldes an der betreffenden Stelle hervor, d. h. die Niveaulächen verlaufen nicht mehr zueinander parallel, sondern sie drängen sich an aufragenden Gegenständen stark zusammen, so daß man dort sehr bedeutende Erhöhung des Potentialgefälles, in der unmittelbaren Nachbarschaft dagegen eine Erniedrigung beobachten kann. In bewohnten Gegenden ist es meist nicht möglich, den Beobachtungsort in völlig störungsfreier Lage auszuwählen. Die an solchen Orten gemachten Beobachtungen lassen sich aber dennoch verwerten: man braucht nur simultan Messungen des Potentialgefälles an dem Orte der gewählten Station und an einem nicht weit abgelegenen störungsfreien Platze durchzuführen. Die erhaltenen Mittelwerte an den beiden Orten stehen dann zueinander in einem festen Verhältnis (Reduktionsfaktor). Die

„Reduktion der beobachteten Werte einer Station auf die Ebene“ erfolgt dann einfach durch Multiplikation mit diesem Faktor, der übrigens von Zeit zu Zeit nachkontrolliert werden sollte.

Methoden. Zur Ausführung von Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles benötigt man ein Elektrometer mit einem Meßbereich von etwa 100—300 Volt (entweder ein Exnersches Elektroskop oder ein Wulfsches Zweifadenelektrometer wird sich der leichten Transportfähigkeit wegen am besten eignen), sowie eines oder zweier Kollektoren. Dies sind Vorrichtungen, welche dazu dienen, an bestimmten, möglichst genau definierten Stellen sehr rasch den Potentialausgleich mit der Umgebung zu bewerkstelligen (vgl. den Artikel „Kollektoren“).

Das Gehäuse des Elektrometers wird entweder mit der Erde direkt leitend verbunden oder besser mit einem Kollektor, der am Erdboden angebracht ist, das Blättchen- oder Fadensystem des Elektrometers dagegen mit dem zweiten Kollektor, der an einem Ebonitstab, etwa in der Höhe 1 m über dem Boden, angebracht wird. Die Zuleitungsdrähte sind so zu führen, daß sie das Erdfeld möglichst wenig stören. Je nach der Wirkungsfähigkeit des Kollektors stellt sich dann in wenigen Sekunden oder äußersten Falles in ein paar Minuten der Ausschlag ein, der der Spannungsdifferenz zwischen den beiden Orten entspricht.

Einzelmessungen des Potentialgefälles haben wenig Wert, da dieses auch innerhalb kurzer Zeiten sehr stark schwanken kann. Über die Änderungen vgl. den Artikel „Erdfeld“. Das Potentialgefälle soll also möglichst fortlaufend beobachtet werden und daher hat man schon frühzeitig Vorrichtungen erdacht, welche eine ununterbrochene Registrierung desselben ermöglichen. Bei diesen wird meist ein Quadrantenelektrometer angewendet, welches absichtlich so unempfindlich gemacht wird, daß es sich für die in Betracht kommenden Spannungen bis zu 1000 Volt eignet. Die Stellung der Nadel, die dem jeweiligen Potential entspricht, wird photographisch registriert (Mascart, Chauveau, Elster und Geitel). Der Dauerbetrieb solcher photographischer Registrierungen ist indes doch ziemlich umständlich und kostspielig, so daß nur wenige englische und französische luftelektrische Stationen ihn eingeführt haben. Größere Verbreitung hat das Benndorfsche Registrierelktrometer gefunden, welches mechanisch die Registrierung in regelmäßigen Intervallen besorgt (vgl. „Benndorf-Elektrometer“). Le Cadet benutzte das Exnersche Elektroskop zu Registrierungen des Potentialgradienten, indem er die Stellung der Blättchen auf einem in vertikaler Richtung vorüberziehenden Streifen lichtempfindlichen Papiers photographierte. In ähnlicher Weise wurde von K. Bergwitz und Th. Wulf das Wulfsche Zweifadenelektrometer in einen photographischen Registrierapparat eingebaut.

Eine besondere Meßtechnik erfordern die Beobachtungen des Potentialgefälles im Freiballon, welche zur Verfolgung der Abnahme des Gradienten mit der Höhe erforderlich sind. Da der Ballon selbst eine Störung des elektrischen Feldes der Erde in seiner Umgebung erzeugt, besonders, wenn er eine starke Eigenladung angenommen hat (z. B. durch Auswerfen von Sandballast), muß man entweder die Kollektoren sehr weit unterhalb des Ballonkorbes anbringen oder besser die Eigenladung durch einen rasch wirkenden Tropf- oder Spritzkollektor

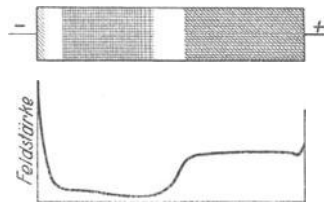
beseitigen. Ebenso ist eine spezielle Technik der Potentialmessung im Flugzeug erforderlich (Wigand und Schlomka), wo die Auspuffgase des Motors fortwährend eine starke Elektrisierung des Flugzeugs hervorrufen. Als Elektrometer eignen sich für Ballonmessungen am besten das Wulfsche Zweifaden-Elektrometer, evtl. die Einfaden-Elektrometer nach Lutz und Wulf in recht unempfindlicher Schaltung. Alle diese Instrumente sind gegen Erschütterungen wenig empfindlich. Über die Resultate der Potentialmessungen am Erdboden und im Ballon vgl. den Artikel „Erdfeld“.

V. F. Hess.

Näheres s. H. Mache und E. v. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität. 1909. H. Benndorf u. V. F. Hess: Luftelektrizität (in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik. V. Bd. 1. Hälfte, F. Vieweg, Braunschweig 1928).

Potentialgradient. In der Elektrostatik wird der Spannungszustand eines Körpers gegenüber einem andern als Potential bezeichnet. Wird nun zwischen zwei Punkten verschiedenen Potentials das Potential von Punkt zu Punkt messend verfolgt, so wird ein Abfall des Potentials von dem Pol höheren zu dem Pol niederen Potentials hin zu beobachten sein.

Den Potentialabfall oder Spannungsabfall pro Zentimeter nennt man das Potentialgefälle oder den Potentialgradienten. Er ist ein Maß



Schema der Glimmentladung.
(Teile der Entladung und Feldverlauf in der Achse.)

für den Verlauf des Potentials zwischen zwei Punkten verschiedener Spannung. Verbindet man die beiden Pole einer Batterie durch einen Widerstandsdraht gleicher Dicke und Zusammensetzung, so wird der Potentialgradient längs dieses Drahtes eine konstante Größe sein, die von der Spannung der Batterie abhängt.

Eine wichtige Rolle spielt der Potentialgradient bei allen Entladungserscheinungen; dort ist er längs der Entladungsbahn meist sehr verschieden.

Als Beispiel sei hier der Potentialgradient der Glimmentladung (s. d.) erwähnt, deren Potentialverlauf in einer Figur wiedergegeben ist. R. Jaeger.

Potentialkoeffizient. Betrachtet man den allgemeinen Fall, daß beliebige elektrische Leiter mit dem Potential V in einem Dielektrikum verteilt sind, und sind E_1, E_2 die Ladungen der Leiter, so ist das Potential eines jeden Leiters linear von den Ladungen aller anderen Leiter abhängig. Es gilt dann

$$V = K_1 \cdot E_1 + K_2 \cdot E_2 + \dots K_n \cdot E_n.$$

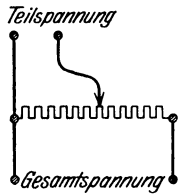
Die Faktoren K heißen nach Maxwell die Potentialkoeffizienten. Sie sind bestimmt durch die Verteilung der Leiter und der Dielektrika, falls deren mehrere vorhanden sind. Nach K. W. Wagner werden diese Faktoren auch als elektrische Induktivitäten bezeichnet.

R. Jaeger.

Potentialsatz für das Gleichgewicht s. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Potentialströmung s. Geschwindigkeitspotential.
Potentielle Energie s. Energie (mechanische).

Potentiometer. Das Potentiometer dient u. a. dazu, einem elektrischen System ein kontinuierlich veränderliches Potential zu erteilen, was dadurch erreicht wird, daß man von einer gegebenen Spannung einen beliebig veränderlichen Teil abgreift. Deshalb spricht man auch vom „Spannungsteiler“, bei dem die gegebene Wechsel- oder Gleichspannung



Spannungsteiler.

an die Enden eines hohen Widerstands gelegt wird. Dieser Widerstand kann zwei Gleitkontakte besitzen, zwischen denen die Teilspannung abgenommen wird; falls aber nur ein Gleitkontakt vorgesehen ist, wie auf der schematischen Figur, so ist das eine Ende des Widerstandes gemeinsamer Pol für die Gesamt- und die Teilspannung. Um feinere Regulierungen vornehmen zu können, sind mitunter die für diesen Zweck gebauten Widerstände mit verschieden dicker Drahtstärke bewickelt, so daß die Teilspannung an dem dickdrähtigen Teil abgenommen wird.

Man kann von einer Potentiometerschaltung auch noch sprechen, wenn die Regulierung nicht kontinuierlich, sondern stufenweise erfolgt in der Weise, daß der veränderliche Kontakt an eine Reihe von Kontakten gelegt werden kann, die über den Potentiometerwiderstand verteilt sind.

Im besonderen wird unter der Bezeichnung Potentiometer auch der Kompensator (s. d.) oder Kompensationsapparat verstanden. *R. Jaeger.*

Potenzgesetz s. Hookesches Gesetz.

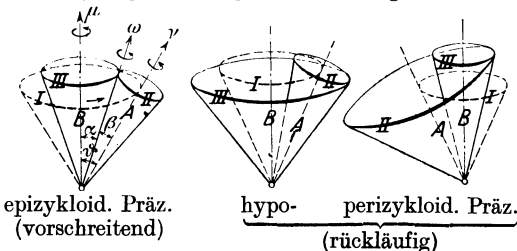
Poulsen-Sender s. Lichtbogenschwingungen.

Poyntingscher Satz (1884). In einem variablen elektromagnetischen Felde strömt die Energie in einer Richtung, die auf den Richtungen der elektrischen und magnetischen Kraft senkrecht steht. Oder ist γ der Vektor der elektromagnetischen Energieströmung, so ist γ proportional dem Vektorprodukt von \mathcal{E} und \mathcal{H} , also

$$\gamma = \frac{c}{4\pi} \cdot [\mathcal{E}, \mathcal{H}].$$

Hierbei ist c eine Proportionalitätskonstante, deren Wert von der Wahl der Einheiten von \mathcal{E} und \mathcal{H} abhängig ist. *v. Staal.*

Präzession. I. Reguläre P.; a) Kinematisch versteht man darunter die Bewegung eines starren Körpers, der sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit um eine in ihm feste Achse, die präzessierende Achse, dreht (*Eigendrehung*), während diese Achse mit gleichförmiger Geschwindigkeit einen Kreiskegel (*Präzessionskegel*) beschreibt. Die Kegelachse heißt *Präzessionsachse*. Man kann sich diese Bewegung nach Poinsoot auch so vorstellen: Ein im Körper fester Kreiskegel, der *Polhodiekegel* oder *Polkegel* (s. Poinsoot-Bewegung), rollt auf einem raumfesten Kreiskegel, dem *Herpolhodiekegel* oder *Spurkegel*, gleichmäßig ab, ohne zu gleiten.



A = präzessierende Achse

B = Präzessionsachse

I = Präzessionskegel

II = Polhodiekegel ($\text{πολος} = \text{Pol, } \text{οδος} = \text{Weg}$)

III = Herpolhodiekegel ($\text{ερπειν} = \text{kriechen}$).

Die Öffnungswinkel α, β, ϑ des Herpolhodie-, Polhodie- und Präzessionskegels und die Winkelgeschwindigkeiten μ, ν, ω der Präzessionsdrehung, der Eigendrehung und der resultierenden Drehung hängen zusammen durch

$$\mu \sin \alpha = \nu \sin \beta$$

$$\omega^2 = \mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu \cos \vartheta,$$

und die augenblickliche Achse der resultierenden Drehung ist die Berührungsgerade zwischen Polhodie- und Herpolhodiekegel. Je nachdem der Herpolhodiekegel vom Polhodiekegel äußerlich oder innerlich berührt oder von ihm umschlossen wird, heißt die Präzession eine *epi-, hypo- oder perizykloidische*. Im ersten Falle haben, von der Kegelspitze aus gesehen, die Eigendrehung ν und der Präzessionsumlauf der präzessierenden Achse gleichen Drehsinn (*progressive* oder *vorschreitende* P.), in den beiden letzten Fällen entgegengesetzten (*retrograde* oder *rückläufige* P.).

Als ganz besonderer Fall einer regulären Präzession ist auch die Drehung eines starren Körpers um eine raumfeste Achse anzusprechen; hier ist $\alpha = \beta = \vartheta = 0$.

b) Dynamisch oder kinetisch spielt die reguläre Präzession eine bedeutende Rolle als Bewegungsform des reibungslosen Kreisels:

a) Die allgemeinste Bewegung, die ein kräftefreier symmetrischer Kreisel (s. d.) ausführen kann, ist eine reguläre Präzession. Bei gegebener Massenverteilung, die durch die Hauptträgheitsmomente A (um die Symmetrieachse, die zugleich die präzessierende Achse ist) und B (um jede dazu senkrechte Stützpunktachse) gekennzeichnet ist, unterliegen die Parameter μ, ν, ϑ dieser regulären Präzession der dynamischen Bedingung

$$A\nu = (B - A)\mu \cos \vartheta,$$

und zwar ist die Bewegung beim verlängerten Kreisel ($A < B$) eine epizykloidische, beim abgeplatteten ($A > B$) eine perizykloidische, wogegen eine hypozykloidische hier nicht vorkommen kann.

β) Unter den Bewegungen des (reibunglosen) schweren symmetrischen Kreisels kommt als besonderer Fall, d. h. bei geeigneten Anfangsbedingungen, ebenfalls eine reguläre Präzession mit der Vertikalen als Präzessionsachse vor, sei es, daß der Kreisel mit seiner unteren Spitze in einer Pfanne sitzt oder auf horizontaler Ebene tanzt oder wie ein Pendel aufgehängt ist. Dreht sich nämlich der Kreisel ursprünglich um seine unter dem Winkel ϑ gegen die Vertikale festgehaltene Symmetrieachse mit der Winkelgeschwindigkeit ν , so fängt er dann an, eine reguläre Präzession mit der Symmetrieachse als präzessierender Achse und mit der Präzessionsgeschwindigkeit μ zu beschreiben, wenn ihm erstens ein Drehstoß mitgeteilt wird, dessen Achse in die durch Symmetrieachse und Vertikale bestimmte Ebene fällt, und der die Komponenten $A\mu \cos \vartheta$ und $B\mu \sin \vartheta$ in die Symmetrieachse und senkrecht dazu wirft, und wenn zweitens das Produkt aus Kreiselmoment G und Abstand a des Schwerpunkts vom Stützpunkt der Bedingung gehorcht

$$(*) \quad aG = A\mu\nu + (A - B)\mu^2 \cos \vartheta.$$

Es ist daher verständlich, daß, im Gegensatz zum kräftefreien symmetrischen Kreisel, die reguläre

Präzession noch nicht die allgemeinste Bewegung des schweren symmetrischen Kreisels ist.

Bei gegebener Massenverteilung (A, B, G, a) gibt es zu vorgelegten Werten ϑ und ν im allgemeinen zwei Werte von μ , den beiden Wurzeln der in μ quadratischen Gleichung (*) entsprechend. Man unterscheidet die beiden Präzessionen als *langsame* und *schnelle*. Die letztere ist beim sog. Kugelkreisel (A = B) oder bei horizontaler Symmetrieachse ($\vartheta = 90^\circ$) dynamisch nicht mehr zu verwirklichen, da sie unendlich schnell sein müßte.

Als besonderer Fall dieser regulären Präzession ist auch die aufrechte Bewegung ($\vartheta = 0$) des schweren symmetrischen Kreisels anzusprechen, solange sie stabil ist. Die Bedingungsgleichung (*) wird dann ersetzt durch die Ungleichung

$$A^2 \omega^2 \geq 4 B G a,$$

worin ω die resultierende Drehgeschwindigkeit bedeutet.

2. Pseudoreguläre Präzession. Darunter versteht man eine Bewegung, die sich von der regulären Präzession nur so wenig unterscheidet, daß sie bei nicht zu genauer Beobachtung mit dieser verwechselt werden kann. Die pseudoreguläre Präzession kommt praktisch sehr häufig vor: sie ist nämlich, wenn nicht zufällig die Bedingungen für die genau reguläre Präzession erfüllt sind, die allgemeinste Bewegung eines schweren symmetrischen Kreisels, der sich so rasch dreht, wie es bei den üblichen Kreiselexperimenten der Fall zu sein pflegt. Die pseudoreguläre Präzession kann aufgefaßt werden als Überlagerung einer regulären Präzession durch *Nutationen*; dies sind Präzessionen zweiter Ordnung der Symmetrieachse um ihre ideale Mittellage bei kleinem Öffnungswinkel des zugehörigen Präzessionskegels; sie stellen sich dem Auge dar als kleine Erzitterungen der Symmetrieachse, wenn sie ihre reguläre Präzession erster Ordnung beschreibt. Die Drehgeschwindigkeit μ' dieser Nutationen (Präzessionsgeschwindigkeit zweiter Ordnung) ist

$$\mu' = \frac{A}{B} \nu.$$

Die Nutationsdauer ist also größer oder kleiner als die Eigendrehdauer, je nachdem der Kreisel gestreckt oder abgeplattet ist. Die Präzessionsgeschwindigkeit erster Ordnung μ ist dabei nach (*) sehr angenähert

$$\mu = \frac{a G}{A \nu},$$

und das Produkt $\mu \mu'$ ist mithin von der Eigendrehgeschwindigkeit ν des Kreisels unabhängig.

R. Grammel.

Näheres über die reguläre Präzession bei F. Klein und A. Sommerfeld, Über die Theorie des Kreisels, 1897—1910, S. 47—55, S. 125—127, S. 151—154, S. 279—306.

Präzession (Astronomie). Die Theorie der Kreiselpräzession findet auf die rotierende Erde Anwendung. Man kann sich die abgeplattete Erde als eine Kugel mit einem am Äquator aufgelagerten Massenring vorstellen. Da weder Sonne noch Mond sich in der Ebene des Äquators bewegen und die näherliegenden Teile des Ringes stärker, die entfernteren schwächer angezogen werden als der Erdmittelpunkt, so entsteht ein Kräftepaar, das den Ring und die damit verbundene Erde in die Ebene der Ekliptik bzw. Mondbahn, die nur um 5° voneinander abweichen, hineinziehen will. Da es sich um eine Differentialwirkung handelt, die mit der

dritten Potenz der Entfernung abnimmt, so übt hier der Mond wie bei den Gezeiten eine etwa doppelt so starke Wirkung aus als die Sonne. Infolge des Kräftepaars beschreibt die Achse der Erde eine Rückwärtsbewegung auf einem Kegelmantel um den Pol der Ekliptik, der sich in 25700 Jahren vollzieht. Hierbei rücken die Sternbilder des Tierkreises gegen den Frühlingspunkt vor, woher der Name Präzession stammt. Die Präzession wurde schon von Hipparch (150 v. Chr.) entdeckt.

Die Präzession geht nicht gleichmäßig vor sich. Die Solarpräzession ist zur Zeit der Äquinoktien Null, zur Zeit der Solstitien am größten. Bei der Lunarpräzession ist die entsprechende Periode der halbe Monat. Außerdem ist sie am größten, wenn die Mondbahn die größte Neigung gegen den Äquator hat, was alle 18 Jahre der Fall ist. Diese 18jährige Periode ist die größte Schwankung der Präzession und wird Nutation genannt. Außerdem tritt infolge langsamer Änderung der Ekliptikschiefe und Erdbahnezentrizität eine fortschreitende Änderung der mittleren Präzession ein. Nach Newcomb beträgt die mittlere jährliche Präzession

$$50,2453'' + 0,000\,2225 (t - 1850).$$

Die Amplitude der Nutation ist $9,210''$.

Auch die anderen Planeten müssen der Präzession unterliegen. Für den Mars hat H. Struve sie zu $7,07''$ im Jahr berechnet, s. auch Polhodie und Herpolhodie.

Bottinger.

Näheres s. L. de Ball, Lehrb. d. sphärischen Astronomie.

Präzisionsamperemeter usw. s. Drehspulgalvanometer.

Präzisionstransformator s. Meßtransformator.

Präzisionswaage, magnetische. Es lag von jeher nahe, die Zugkraft der Magnete als Maß für ihre Stärke zu benützen und sie speziell auch zur Bestimmung des Induktionsflusses in einer Probe zu verwenden, aber erst Professor du Bois ist es gelungen, diese Methode der Präzisionsmessung dienstbar zu machen. Der Apparat setzt sich zusammen aus einer Magnetisierungsspule, welche den zylindrischen Probestab oder das zu untersuchende Blechbündel aufnimmt, und einem Joch (s. Jochmethode). Dies ist durch einen horizontalen Schnitt in zwei Teile zerlegt, nämlich die beiden vertikalen Sockelstücke und einen darüber schwebenden, als Waagebalken ausgebildeten horizontalen Stück. Letzteres ruht auf einer exzentrischen Schneide und wird, wenn das Feld nicht erregt ist, durch einen am kürzeren Arm angebrachten Bleiklotz im Gleichgewicht gehalten. Bei Erregung des Feldes überwiegt die Anziehung zwischen den Schnittflächen des längeren Hebelarms diejenige des kürzeren um so mehr, je größer der den Waagebalken durchsetzende Induktionsfluß, also je höher bei gleichem Querschnitt der Probe deren Magnetisierung ist. Diese stärkere Anziehung wird ausgeglichen durch die Verschiebung eines Laufgewichts auf einer geeigneten Skala, so daß man für jede beliebige Feldstärke, die sich in gewöhnlicher Weise aus der Spulenkonstante und der Stärke des Magnetisierungsstromes ergibt, ohne weiteres die dazugehörige Induktion ablesen kann. Der sehr empfindliche Apparat, der eine erschütterungsfreie Aufstellung erfordert, ist natürlich von vornherein mit allen Fehlerquellen einer gewöhnlichen Jochanordnung und noch einigen anderen, wie der Wirkung der Vertikalkomponente des Erdfeldes

auf den vertikalen Jochteil, behaftet, die von du Bois selbst und neuerdings auch von v. Horvath eingehend diskutiert wurden; er bedarf einer „Scherung“ (s. d.), die bei Verwendung von Kugelkontakten bei den Probestäben nicht in demselben Maße von der Natur der Probe abhängt, wie bei den gewöhnlich verwendeten Klemmböcken, und die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auf Antrag ermittelt wird. Der Apparat mit Zubehör wird von der Firma Siemens & Halske, Wernerwerk, Siemensstadt bei Berlin, hergestellt.

Gumlich.

Näheres s. du Bois, Ztschr. f. Instrumentenkunde 1900 H. 4 u. 5, sowie v. Horvath, Diss. Berlin 1919.

Praktische elektrische Einheiten (Ampere, Volt usw.). Die praktischen elektrischen Einheiten sind Einheiten des elektromagnetischen Maßsystems (vgl. Elektrische Maßsysteme). Sie sind aber nicht auf cm, g, sek. bezogen, also keine Einheiten des CGS-Systems, sondern aus praktischen Gründen sind ihnen, um den Einheiten eine passende Größe zu geben, die Werte 10^9 cm, 10^{-11} g und die

Sekunde als Grundmaße zugrunde gelegt. Die absoluten Einheiten des Ampere, Volt usw. unterscheiden sich daher durch Zehnerpotenzen von den entsprechenden Einheiten des CGS-Systems im elektromagnetischen Maß. In der folgenden Tabelle sind die Werte der praktischen absoluten Einheiten, ausgedrückt im CGS-System sowohl für das elektromagnetische, wie für das elektrostatische und für das Gaußsche Maßsystem angegeben. Dabei ist die kritische Geschwindigkeit c rund gleich $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek. und entsprechend das Quadrat derselben gleich $9 \cdot 10^{20}$ angenommen; der genaue Wert von c ist $2,9985$ cm/sek. Die magnetischen Einheiten Gauß und Maxwell fallen aus dem Rahmen der praktischen Einheiten heraus und sind CGS-Einheiten des elektromagnetischen Systems.

Die in der Praxis bei den Messungen benutzten Einheiten sind aber nicht die oben angeführten absoluten Einheiten, sondern die sog. „Internationalen Einheiten“ (s. d.), welche durch empirische Festsetzungen definiert sind. *W. Jaeger.*

Zusammenstellung der praktischen absoluten Einheiten.

Bezeichnung	Einheit für	Wert in CGS-Einheiten		
		Elektromagn.	Elektrostat.	Gauß-System
Absolutes Ohm	Widerstand	10^9	$\frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$	$\frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$
„ Ampere	Stromstärke	0,1	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$
„ Volt	Spannung	10^8	$\frac{1}{300}$	$\frac{1}{300}$
„ Coulomb (Amperesekunde) .	Elektrizitätsmenge	0,1	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$
„ Watt (Voltampere)	Elektr. Leistung	10^7	10^7	10^7
„ Joule (Wattsekunde)	Elektr. Energie	10^7 Erg.	10^7 Erg.	10^7 Erg.
„ Farad	Kapazität	10^{-9}	$9 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{11}$
„ Henry *)	Induktivität	10^9	$\frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$	10^9
„ Gauß	Magnet. Feldstärke	1	$3 \cdot 10^{10}$	1
„ Maxwell	Magnet. Fluß	1	$\frac{1}{3} \cdot 10^{-10}$	1

*) Früher auch „Quadrant“ genannt.

Pratt, Hypothese von —, s. Isostasie.

Presse, hydraulische s. Hydraulische Presse.

Prebluftkondensator (M. Wien). Kondensatoren in Form von Leidner Flaschen, bei denen als Dielektrikum Kohlensäure oder Luft mit einem Druck bis etwa 15 Atmosphären verwendet wird. Durch Erhöhung des Druckes wird die Durchschlagsfestigkeit des Kondensators wesentlich gesteigert und nähert sich allmählich bei zunehmendem Druck einer bestimmten Grenze, die ein Mehrfaches der Durchschlagsfestigkeit bei Atmosphärendruck beträgt. Die Kondensatoren dienen besonders für höhere Spannungen. *W. Jaeger.*

Prebluftmesser. Der Prebluftmesser dient dazu, bei einem bestimmten Betriebsüberdruck die der durchströmenden Luftmenge entsprechende angesaugte Luftmenge bei Atmosphärendruck zu messen. Er arbeitet nach dem Prinzip der Luxschen Fliege. Die Angaben eines für einen bestimmten Betriebsdruck und ein bestimmtes Gas geeichten Apparates müssen bei Veränderung dieser Faktoren umgerechnet werden (s. Welisek, Phys. Ztschr. 26, 814, 1925). *H. Ebert.*

Prestonsche Regeln. Die Prestonschen Regeln machen Aussagen über die Beziehungen zwischen

den Serienlinien der Elemente und dem Zeeman-Effekt. (Th. Preston, Trans. Soc. Dublin. (2) 7, 7, 1899.) Nach Preston sollen nicht nur die Glieder einer und derselben Serie bei dem gleichen Element, sondern auch die Glieder gleichartiger Serien bei verschiedenen Elementen magneto-optische Zerlegungen zeigen, die bei der Darstellung in der Frequenzkala identisch sind. Die Prüfung der Prestonschen Regeln wurde am ausführlichsten von Paschen und Runge, hauptsächlich am Quecksilber, durchgeführt. Die Regeln bestätigen sich für die Hauptlinien und evtl. Trabanten. Später ergab sich, daß die Prestonschen Regeln an bestimmte Voraussetzungen von Zerlegungen gebunden sind, also keine entscheidende Aussage darstellen (Lohmann, Paschen-Back). Immerhin sind die Prestonschen Regeln mitunter zur Erkennung von Serienlinien in Spektren von Wichtigkeit. Vgl. auch Anomaler Zeeman-Effekt. *R. Jaeger.*

Prevostsches Gesetz s. Strahlungsgleichgewicht.

Prim s. Intervall.

Primärelemente s. Bunsenelement, Daniellsche Ketten, Grovesches Element, Leclanché-Element (Braunsteinelement).

Prinzip, Archimedisches, s. Archimedisches Prinzip.

Prinzip, d'Alembertsches, s. Prinzip der Kinetik.

Prinzip der Erhaltung der Energie s. Hauptsatz, der erste.

Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit. Bei „statisch unbestimmten Stabtragwerken“ kann der Spannungszustand nicht angegeben werden, ohne daß man die elastischen Eigenschaften des Fachwerks oder Rahmens berücksichtigt. Die Bestimmung der Schnittkräfte und Schnittmomente ist jedoch auf eine Aufgabe der Statik starrer Körper zurückgeführt, sobald man die sog. „statisch unbestimmten Größen“ kennt, welche letztere durch die Bedingungen des (elastischen und geometrischen) Zusammenhangs des Tragsystems eindeutig bestimmt sind. Führt man anstelle eines statisch unbestimmten Stabtragwerks, das sich unter der Wirkung von beliebigen Kräften im Gleichgewicht befindet, ein „statisch bestimmtes Grundsystem“ (s. Artikel: Statisch bestimmte . . . Tragwerke) ein, an dem man sich die statisch unbestimmten Größen X_i ($i = 1, 2 \dots n$, $n =$ Grad der statischen Unbestimmtheit) als äußere Kräfte angreifend vorstellt, so kann man leicht die gesamte elastische Formänderungsarbeit A' des Grundsystems als Funktion der Belastung und der n statisch unbestimmten Größen X_i berechnen. Erteilt man den Größen X_i den durch die Zusammenhangsbedingungen geforderten Wert, so stimmt der Betrag der Formänderungsarbeit des statisch unbestimmten Systems A'' mit jenem für das Grundsystem A' überein. Setzt man die Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes und kleine Verschiebungen voraus, so erhält man für die Formänderungsarbeit A einen Ausdruck, der in den statisch unbestimmten Größen X_i vom zweiten Grade ist. Bei einem Stabtragwerk ohne Vorspannung, von konstantem Temperaturzustand und unnachgiebiger Auflagerung, sind die Werte X_i der n statisch unbestimmten Größen so beschaffen, daß der Betrag A der Formänderungsarbeit ein Minimalwert hinsichtlich der Größen X_i ($i = 1, 2 \dots n$) ist. Dieses sog. *Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit* liefert n Bedingungsgleichungen für die statisch unbestimmten Größen X_i , da die Minimalbedingung das Verschwinden der n Ableitungen $\frac{\partial A}{\partial X_i}$ der Formänderungsarbeit A nach den Größen X_i verlangt. Das Prinzip wurde für Fachwerke zuerst von Menabrea (1858) ausgesprochen. Es wird jedoch oft nach Castigliano benannt, der es (1879) zum systematischen Aufbau der Elastostatik verwendete. Das Castiglianosche Prinzip läßt sich auf Tragwerke mit Anfangsspannungen sowie auf den Fall einer Änderung des Temperaturzustandes ausdehnen. Es wird ungültig, wenn die freie Beweglichkeit des Systems durch Reibungswiderstände behindert ist.

Das Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit von Stabtragwerken ordnet sich dem *Theorem vom Minimum der Energie* der mathematischen Elastizitätstheorie unter. Nach diesem entspricht unter allen Verschiebungszuständen, welche man sich bei einem beliebigen elastischen Körper, auf den bestimmte Kräfte wirken und für den gewisse Randbedingungen vorgeschrieben sind, bei isothermer Änderung vorstellen kann, jener Verschiebungszustand mit dem kleinsten Betrag der gesamten

Verzerrungsenergie, für den außer den Randbedingungen noch die Grundgleichungen der Elastizität erfüllt sind.

F. Schleicher.

Näheres s. Grüning, Theorie der Baukonstruktionen, Enzyklopädie der mathem. Wissenschaften, IV, 29a und Love, Lehrbuch der Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907.

Prinzip der kleinsten Wirkungen s. Prinzip der Kinetik.

Prinzip der ungestörten Superposition besagt, daß die resultierende Bewegung eines von mehreren in gleicher Richtung verlaufenden Tonwellen erregten (Luft-) Teilchens die algebraische Summe aller derjenigen Bewegungen ist, die jede Welle für sich allein hervorrufen würde. Solche „ungestörte“ Superposition findet statt, solange die Bewegung des erregten Teilchens einem linearen Gesetz für die elastische Kraft folgt. Bei „gestörter“ Superposition treten neben den ursprünglich gegebenen Tönen noch neue Töne auf. S. auch Kombinationstöne.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Über erzwungene Schwingungen bei gestörter Superposition. Ann. d. Phys. 62, 1920.

Prinzip der virtuellen Verschiebungen (Verrückungen). Die an einem mechanischen System angreifenden äußeren Kräfte kann man in *eingeprägte Kräfte* und *Reaktionskräfte* einteilen. Eingeprägte Kräfte sind solche, die von vornherein bekannt sind oder doch leicht gemessen werden können. Zu ihnen zählt man auch solche Kräfte, die außer von den kinematischen Systembedingungen noch von irgendwelchen physikalischen Eigenschaften des mechanischen Systems abhängen. Die Reaktionskräfte hängen ausschließlich von den kinematischen Bedingungen des Systems ab. Diese Unterscheidung der Kräfte ist natürlich in gewissem Maße von der Beschaffenheit des mechanischen Systems abhängig.

Ein mechanisches System sei gegeben und man kenne zu jeder Zeit t die kinematischen Bedingungen, denen das System unterworfen ist. Zu jeder bestimmten Zeit t_1 kann man den einzelnen Teilchen (Ortsvektoren r) kleine Verschiebungen δr erteilen, welche den im betreffenden Augenblick t_1 vorhandenen kinematischen Bedingungen genügen. Diese Verschiebungen sind als zeitlos vorzustellen ($\delta t = 0$), so daß die kinematischen Bedingungen auch bei rheonomen Systemen (s. Koordinaten der Bewegung) durch die gedachten Verschiebungen nicht geändert werden. Die Gesamtheit aller solchen, zu einer bestimmten Zeit t_1 möglichen Verschiebungen der Systempunkte nennt man *virtuelle Verschiebungen* oder *virtuelle Verrückungen*. Ist das betreffende mechanische System *skleronom* (s. Koordinaten der Bewegung), so sind die wirklichen Verschiebungen unter den möglichen virtuellen Verschiebungen mit enthalten. Bei *rheonomen* Systemen ist dies nicht der Fall.

Die in den einzelnen Systempunkten r angreifenden eingeprägten Kräfte \mathfrak{K} leisten bei den virtuellen Verschiebungen Arbeiten $\delta A = \mathfrak{K} \delta r$, welche man als *virtuelle Arbeiten* bezeichnet. Die Reaktionen leisten bei den virtuellen Verschiebungen keine Arbeit, da die Lage der Stützpunkte des Systems durch die virtuellen Verschiebungen nicht geändert wird. Das *Prinzip der virtuellen Verschiebungen* (= *Arbeitsprinzip*) sagt für den Gleichgewichtsfall folgendes aus: „Ein mechanisches System ist unter der Wirkung einer Gruppe von eingeprägten Kräften im

Gleichgewicht, wenn die Summe der virtuellen Arbeiten für alle möglichen virtuellen Verschiebungszustände des Systems null ist.“ Ein zur Zeit $t = t_1$ ruhendes skleronomes System bleibt also dauernd in Ruhe, wenn die gesamte virtuelle Arbeit für alle möglichen virtuellen Verschiebungen des Systems verschwindet. Bei rheonomen Systemen gibt es im allgemeinen keine Gleichgewichtslagen.

Das Prinzip der virtuellen Verschiebung wird in der Statik zur Bestimmung der Gleichgewichtslagen sowie im Gleichgewichtsfalle zur Berechnung der Reaktionskräfte benutzt. Sind alle auf das mechanische System wirkenden eingepprägten Kräfte Schwerkkräfte, so können die Gleichgewichtslagen mit Hilfe des sog. *Potentialsatzes* für das Gleichgewicht (Prinzip von Toricelli) bestimmt werden, welches aussagt, daß das Gesamtpotential des mechanischen Systems für die Gleichgewichtslagen Extremalwerte annimmt, d. h. einen Minimalwert für eine stabile Gleichgewichtslage und einen Maximalwert für labile Gleichgewichtslagen. *F. Schleicher*. Näheres s. Hamel, *Elementare Mechanik*. Leipzig 1912, § 54.

Prinzipialserie s. Serienspektren.

Prinzip der Kinetik. Unter Prinzipien versteht man in der Mechanik solche Sätze, die, teils als Axiome aufgestellt, teils aus solchen abgeleitet, die Ansätze für die Lösung einer Aufgabe unmittelbar liefern sollen. Die Prinzipie der Kinetik insbesondere dienen teils dazu, die Bewegungsgleichungen anzuschreiben, teils geben sie sofort deren Integrale. Die wichtigsten sind die folgenden:

1. Das d'Alembertsche Prinzip lautet: Fügt man der auf jeden Massenpunkt wirkenden eingepprägten Kraft seine Trägheitskraft (s. d.) hinzu und nennt die Resultante aus beiden die verlorene Kraft, so müssen sich die verlorenen Kräfte unter dem Einfluß der dem System auferlegten Bedingungen in jedem Augenblicke das Gleichgewicht halten.

Dieses Prinzip führt die ganze Kinetik auf die Statik zurück. Es wird praktisch in der Regel so verwendet, daß man, um von irgend einer Bewegung absehen zu dürfen, die von dieser Bewegung geweckten Trägheitskräfte den äußeren Kräften hinzufügt. So darf man beispielsweise bei einem System, welches einen schnellen Kreisel enthält, von dessen Eigendrehung absehen, wenn man das Kreiselmoment (s. Kreisel) wie ein äußeres Moment behandelt.

2. Das Hamilton-Jacobische Prinzip (der stationären Wirkung) besagt, daß die Variation des über die Bewegung erstreckten Zeitintegrals der Lagrangeschen Funktion L (s. Energie [mechanische]) verschwindet, wenn man die Bewegung bei vorgeschriebener Anfangs- und Endlage in eine benachbarte, den geometrischen Bedingungen ebenfalls genügende variiert, welche in der gleichen Zeit verläuft:

$$\delta \int L dt = 0.$$

Aus diesem Prinzip folgen die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen zweiter Art (s. Impulssätze).

3. Das Maupertuissche Prinzip des kleinsten Aufwandes (oder der kleinsten Aktion oder, jedoch sehr mißverständlich, der kleinsten Wirkung) besagt in der durch Lagrange verbesserten Form, daß die Variation des Zeitintegrals der Bewegungsenergie T (s. Energie [mechanische])

verschwindet, falls die variierte Bewegung mit gleicher mechanischer Gesamtenergie verläuft:

$$\delta \int T dt = 0.$$

Bemerkung: Die in den Prinzipien von Hamilton-Jacobi und von Maupertuis-Lagrange auftretenden Integrale $\int L dt$ bzw. $\int T dt$ heißen gelegentlich auch die *Prinzipalfunktion* bzw. die *Wirkungsfunktion*; die Prinzipie besagen, daß diese Funktionen bei der tatsächlichen Bewegung einen Extremwert annehmen, nämlich (vorbehaltlich gewisser in der Regel selbstverständlicher Voraussetzungen) ein Minimum. In diesem Sinne behauptet das Maupertuissche Prinzip, daß die Natur mit den gegebenen Mitteln stets die größten Wirkungen hervorruft. (Der Name Wirkungsfunktion kommt in der Mechanik übrigens auch noch in anderer Bedeutung vor, s. Impulssätze).

4. Das Gaußsche Prinzip des kleinsten Zwangs verlangt, daß man für jeden Punkt des Systems den Vektor der verlorenen Kraft aufstellt, das Quadrat seines absoluten Betrages durch die zugehörige Masse teilt und sodann über alle Systempunkte addiert. Der so entstehende Mittelwert heißt der *Zwang* Z des Systems, und das Prinzip von Gauß besagt, daß die natürliche Bewegung des Systems stets so erfolgt, daß der Zwang ein Minimum bleibt:

$$\delta Z = 0.$$

5. Das Hertzsche Prinzip der geradesten Bahn (s. Hertzsche Mechanik).

6. Das Prinzip der Erhaltung der Energie oder der Energiesatz (s. Energie [mechanische]).

7. Das Prinzip der Erhaltung des Schwerpunkts oder der Schwerpunktsatz (s. Impulssätze).

8. Das Prinzip der Erhaltung der Flächenmomente oder der Flächensatz (s. Impulssätze).

E. Grammel.

Näheres (auch über weitere, von Jourdain, Voss, Hilbert u. a. aufgestellte Prinzipie) siehe in der neuesten Darstellung im Geiger-Scheelschen Handbuch der Physik, Bd. V.

Prisma s. Dispersionsprismen; Dove-Prisma; Polarisiertes Licht; Rochon-Prisma; Umkehrprismensystem. Vgl. Anomale Dispersion, Dispersion, Lichtbrechung, Reflexion des Lichtes, Refraktometer.

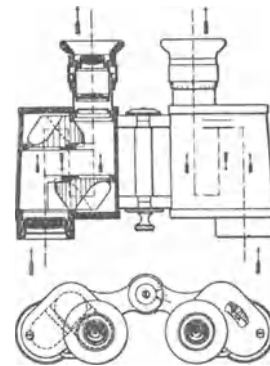
Prisma, Nicolsches s. Polarisiertes Licht.

Prismen, gekreuzte s. Anomale Dispersion.

Prismenastrolab s. Höhendurchgangsinstrumente.

Prismenfeldstecher. Durch die Anordnung eines Umkehrprismensystems (s. d.) in jeder der beiden Hälften eines astronomischen Doppelfernrohrs kommt man zum Prismenfeldstecher.

Am meisten Verbreitung gefunden hat die durch E. Abbe (D.R.-P. 77086, Kl. 42 der Firma Carl Zeiß, Jena vom 9. 7. 1893) geschaffene Form (s. Figur), in der die beiden Feldstecherhälften derart miteinander verbunden sind, daß der Abstand der Objektivachsen (Eintrittsachsen) wesentlich größer ist als der Abstand der beiden Okularachsen. Ein solcher Feldstecher „mit erweitertem Objektiva-
stand“ ist die beste Verwirklichung des viel früher von Helmholtz angegebenen Telestereoskop



Prismenfeldstecher mit erweitertem Objektiva-stand“ ist die beste Verwirklichung des viel früher von Helmholtz angegebenen Telestereoskop

(s. d. Artikel Stereoskop). Das Verhältnis des Objektivabstandes zum Augenabstande (bei richtig benütztem Feldstecher ist durch Drehung der beiden Feldstecherhälften um die Gelenkachse der Okularabstand in Übereinstimmung zu bringen mit dem Augenabstand, unter dem wir hier den Abstand der beiden parallel gerichteten Augenachsen voneinander verstehen), das von Czapski als spezifische Plastik bezeichnet wird, ist bei diesen von der Zeißschen Werkstätte gebauten (nach Ablauf des Patentes von anderen optischen Werkstätten ebenfalls aufgenommenen) Feldstechern größer als 1, meistens von der Größenordnung 2; der genaue Zahlenwert der spezifischen Plastik S_1 hängt vom Okularabstand (= Augenabstand des Benützers) ab. Die große Mehrzahl der Benutzer sieht durch einen solchen Prismenfeldstecher mit erweitertem Objektivabstand, wenn wir zunächst einfache Vergrößerung annehmen, den Raum wiedergegeben als ein (infolge des Zahlenwertes $S_1 > 1$) in allen drei Richtungen (Höhe, Breite und Tiefe) gleichmäßig verkleinertes Modell. Zu dieser Wirkung kommt beim wirklichen Feldstecher — Fernrohrvergrößerung etwa in den Grenzen 3fach bis 20fach — die allein durch die Vergrößerung bedingte Kulissenwirkung hinzu, die in bezug auf die Sehweite so wirkt, wie eine Verkleinerung aller Tiefenabstände (d. h. also gemessen in Richtung der mittleren Blicklinie) unter Beibehaltung der Höhen- und Breitenabmessungen. Die Gesamtwirkung der Erweiterung des Objektivabstandes und der Vergrößerung der Gesichtswinkel (dadurch, daß die Fernrohrvergrößerung v größer als eins ist) wird angegeben durch die totale Plastik $S_1 \cdot v$. Außer dieser Zeißschen Form des Prismenfeldstechers sind noch andere Prismenfeldstecher und Prismenfernrohre — allerdings in bei weitem nicht so großer Verbreitung — hergestellt worden durch Ersatz des Porroschen Prismenumkehrsystems erster Art durch ein solches zweiter Art oder durch Verwendung anderer Prismenumkehrsysteme. In manchen Fällen, so besonders zum Zwecke eines möglichst kleinen Gesamtumfangs (kleiner Behälter!) des Feldstechers (beispielsweise beim Theaterglase) ist statt des erweiterten Objektivabstandes verkleinerter Objektivabstand (s. ebenfalls die eingangs genannte Patentschrift, D. R.-P. 77086) oder auch ein dem Okularabstand etwa gleichkommender Objektivabstand ausgeführt worden; in diesem Falle ist also $S_1 \leq 1$.

Alle Prismenfeldstecher — in der praktisch wohl nur allein in Betracht kommenden Ausführungsform, daß das Prismenumkehrsystem zwischen Objektiv und Okular angeordnet ist (das Scherenfernrohr und das Stangenfernrohr, bei denen meistens ein Teil des Prismenumkehrsystems vor dem Objektiv liegt, werden besonders behandelt) und seine Lichtdurchtrittsflächen senkrecht zur optischen Achse des Fernrohrs stehen — haben gegenüber dem alten Opernglas (dem holländischen oder galileischen Fernrohr) den gemeinsamen Vorteil des größeren und gleichmäßiger beleuchteten Gesichtsfeldes. Bei den üblichen Prismenfeldstechern ist das scheinbare oder bildseitige Gesichtsfeld im allgemeinen 40° bis 50° . Die neuesten Prismenfeldstecher der Zeißschen Werkstätte ermöglichen durch die Bauart ihrer von H. Erfle angelegten Okulare ein scheinbares Gesichtsfeld von etwa 70° ; es kann dadurch beispielsweise bei achtfacher Fernrohrvergrößerung dasselbe ding-

seitige Gesichtsfeld erreicht werden wie früher bei einem sechsfach vergrößernden Feldstecher.

Zum Zwecke der Entfernungsschätzung aus bekannten oder bekannt angenommenen Gegenstandsweiten oder -höhen kann in eine (seltener in beide, es sei denn beim stereoskopischen Entfernungsmesser; siehe diesen) der Brennebenen des Prismenfeldstechers eine „Strichplatte“ eingebaut werden, die auf mannigfache Art entweder nach Winkelgraden oder unmittelbar nach Entfernungen geteilt werden kann.

Das Prismenzielfernrohr ist im wesentlichen eine Prismenfeldstecherhälfte, aber meist mit kleinerem scheinbarem Gesichtsfeld als ein Prismenfeldstecher und mit einem besonderen Okular für weit abliegenden bildseitigen Hauptstrahlenkreuzungspunkt.

Als Prismenumkehrsystem kommt entweder eines der Prismenumkehrsysteme nach Porro oder ein solches mit Dach in Betracht, wie die nach Leman-Sprenger, A. König und Möller benannten (d. die Abschnitte 2, 3, 6, 10 und 11 des Artikels „Umkehrprismensystem“).

Ein Hauptvorteil der Prismenfeldstecher gegenüber dem Erdfernrohr ist ihre verhältnismäßig kleine Länge. Ganz allgemein gilt als Grundsatz für den Bau eines guten Prismenfeldstechers, daß außer dem in der optischen Achse verlaufenden Strahl mindestens noch die Hauptstrahlen (von der Mitte der Öffnungsblende nach dem Rand der Gesichtsfeldblende zielend) und für die Abbildung eines Punktes der optischen Achse die Randstrahlen (d. h. die Strahlen vom Rand der Öffnungsblende zum Achsenbrennpunkt) total reflektiert werden.

Es ist oben nur die eine Patentschrift von Zeiß genannt worden, da vom Zeitpunkt ihres Erscheinens und der Verwirklichung der in ihr beschriebenen Erfindung der eigentliche zu fabrikatorischer Herstellung führende Bau von Prismenfeldstechern (auch mit anderen als den Porroschen Prismen) einsetzt. Hier sei nochmals auf den Artikel Umkehrprismensystem verwiesen. Eine sehr übersichtliche Darstellung über Prismenfeldstecher und Prismenfernrohre und eine Schilderung, inwiefern die Prismenfeldstecher die Lücke zwischen dem Opernglas und dem Erdfernrohr ausfüllen, geben die Vorträge, die S. Czapski am 4. 12. 1894 und 7. 1. 1895 hielt. Sein Vortrag vom 7. 1. 1895 im Verein zur Beförderung des Gewerbefleißes ist auch als Sonderabdruck erschienen unter dem Titel „Über neue Arten von Fernrohren, insbesondere für den Handgebrauch“ (Berlin, L. Simion Nachf., 4^o, 40 S., 22 Fig.). Eine Darstellung der geschichtlichen Entwicklung gibt M. v. Rohr: Die binokularen Instrumente nach Quellen und bis zum Ausgang von 1910 bearbeitet. 2. Aufl. (Berlin, Julius Springer, 1920. XVII, 303 S., 136 Fig.), besonders S. 89—94, 136, 196—203, 229—234. Von den zahlreichen anderen hier in Betracht kommenden Darstellungen seien noch genannt:

Näheres s. S. Czapski, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl. S. Czapski und O. Eppenstein, herausgegeben von H. Erfle und H. Boegehold (Leipzig, J. A. Barth, 1924), XX, 747 S., 316 Fig., besonders S. 402—411, 583—611.

M. v. Rohr, „Die optischen Instrumente“ in der Sammlung: Aus Natur und Geisteswelt, 88. Bändchen, 3. Aufl., B. G. Teubner, 1918 (VI, 137 S., 89 Fig.), besonders S. 80—87.

A. Gleichen, Die Theorie der modernen optischen Instrumente (Stuttgart, Ferd. Enke, 2. Aufl. 1923), XII, 391 S., 289 Fig., besonders S. 139—148, 163—172, 204—211.

Ch. v. Hofe, Fernoptik (Leipzig, J. A. Barth, 1911) VI, 158 S., 117 Fig., besonders S. 45—53, 60—70, 79—91, 95—98, 115—116.

A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser (Berlin, Julius Springer, 1923), VII, 207 S., 254 Fig., besonders S. 57, 92—99, 119. H. Erfle.

Prismenfernrohr s. Prismenfeldstecher.

Prismenkamera s. Sternspektrographen.

Prismenkreis s. Sextant.

Prismenspektroskope s. Spektralapparate.

Profil eines Flügels. Die charakteristische Form eines Flügelprofils oder Querschnittes zeigt die Figur. Wesentlich für den Auftrieb, also für die



Flügelprofil.

Tragkraft eines Flügels ist die spitze oder kantige Ausgestaltung des Hinterendes. Je höher der Flügel gewölbt ist, um so größer ist der erzielbare Auftrieb. Gute Abrundung der Vorderkante hält den Widerstand klein. Strömt die Luft gegen ein derartiges Profil, so entsteht an der Unterseite (Druckseite), deren Ausgestaltung sehr verschieden ist, die z. B. auch sehr oft ganz eben gemacht wird, ein Überdruck infolge Verzögerung der Luft, an der Oberseite (Saugseite), ein starker Unterdruck infolge erhöhter Luftgeschwindigkeit. Diese Verhältnisse werden in der Auftriebtheorie dargestellt durch eine Zirkulation um den Flügel, welche die Luft vorne in die Höhe saugt und hinten nach unten wirft. Die Größe der Zirkulation wird durch die glatte Abströmung am spitzen Hinterende erzwingen und ist dadurch eindeutig bestimmt.

L. Hopf.

Profildraht. Der hohe Luftwiderstand von Drähten und Seilen hat, vor allem in England, dazu geführt, daß man für Flugzeuge keine runden Drähte mehr verwendete, sondern die Drähte in Formen zog, welche erfahrungsgemäß wesentlich kleineren Widerstand haben. Ein Beispiel zeigt die Figur.



Profildraht.

L. Hopf.

Profilradius (oder hydraulischer Radius) heißt die in der Hydraulik vielfach verwendete Größe

$\frac{\text{Querschnittsfläche}}{\text{Benetzter Umfang}}$ einer Strömung. Ihrer Einführung liegt der Gedanke zugrunde, daß die äußeren Druckkräfte (Gefälle oder hydrostatischer Überdruck) der Querschnittsfläche proportional wirken, während die Reibungskräfte im wesentlichen an der Grenze zwischen Flüssigkeit und fester Wand, also am Umfang eines ganz von Wänden umschlossenen Profils angreifen. Bei offener Strömung zählt die freie Oberfläche nicht zu dem Umfang, der bei Berechnung des Profilradius einzusetzen ist. Der Druckabfall infolge Reibung erweist sich in der Tat bei gleichem Profilradius als ziemlich unabhängig von der Querschnittsform.

L. Hopf.

Profilwiderstand heißt derjenige Teil des Widerstandes eines Flügels, welcher nicht — wie der induzierte Widerstand — vom Auftrieb abhängt. Er rührt von Wirbelablösung und gewöhnlicher Oberflächenreibung her und wird bei großen Reynoldsschen Kennzahlen, d. h. bei großer Geschwindigkeit und bei großen Abmessungen verhältnismäßig klein. Der Profilwiderstand hängt vom Anstellwinkel im gebräuchlichsten Flugbereich kaum ab.

L. Hopf.

Progressivdrill s. Drall.

Projektion s. Abbildung.

Projektionsapparat s. Bildwerfer.

Prongscher Zaum s. Dynamometer.

Propeller s. Treibschraube und Propulsion.

Proportionalitätsgrenze s. Elastizität fester Körper, s. Hookesches Gesetz.

Proportionen s. Konstante Proportionen und multiple Proportionen.

Propulsion. Propulsion oder Vortrieb eines Schiffes kann geschehen

a) durch von außen ausgeübte Kraftwirkung wie Wind (Segel, Flettnerrotor, s. Rotor), Treidelei vom Ufer aus u. ä.,

b) durch Impulserteilung vom Fahrzeug aus an das Wasser. (Antrieb durch Luftpropeller soll hier nicht betrachtet werden und unterscheidet sich grundsätzlich nicht vom Gesagten.) Der Impuls hat eine der Fahrtrichtung entgegengesetzte Richtung (Reaktionswirkung). Über die Wechselwirkung zwischen Schiff und Propulsionsorgan siehe Nachstrom und Sog.

Man unterscheidet drei Arten von Propellern:

1. Die Impulserteilung erfolgt durch frontale Bewegung des Antriebsorganes bzw. seiner Teile gegen das widerstehende Wasser: z. B. Handruder, Schaufelradpropeller. Bei geringer Geschwindigkeit überwinden sie relativ große Wasserwiderstände.

2. Die Reaktion des Wassers beruht wesentlich auf Auftriebswirkung und nur zu geringem Teil auf Widerstand. Hierzu gehören die Propeller mit schräg gestelltem profiliertem Flügelblatt, insbesondere der Schraubenpropeller (s. Treibschraube).

3. Bei den Strahlpropellern (hydraulische Propeller) wird die Wasserbeschleunigung durch eine im Schiff montierte Pumpe in Richtung entgegengesetzt der Fahrtrichtung erzeugt.

Bei allen Arten von Propellern hat man es nicht mit einem beschleunigten kompakten Flüssigkeitsstrahl zu tun, der nach hinten befördert wird, sondern die Vorgänge sind in anschaulicher Weise nach Föttinger „Neue Grundlagen für die Behandlung des Propellerproblems 1918“ im wesentlichen durch konzentrierte, einzelne Wirbelgebilde bestimmter Art ersetzbar.

Betr. Raketenproblem s. d. zugehörigen Stichwörter.

Eisner.

Protanopie s. Farbenblindheit.

Protoactinium s. Actinium.

Proton, von Rutherford 1921 vorgeschlagene und seither ziemlich allgemein in Gebrauch gekommene Bezeichnung für das *positive Elementarquantum der Elektrizität*, welches den Kern des *Wasserstoffatoms* bildet und am Aufbau der übrigen *Atomkerne* (s. d.) wesentlichen Anteil hat. Das *negative Elementarquantum der Elektrizität* ist das *Elektron* (s. d.). Die elektrische Ladung des Protons, konventionelles Zeichen: $+e$, ist entgegengesetzt gleich jener des Elektrons und beträgt nach Millikan $(4,774 \pm 0,004) \cdot 10^{-10}$ el. st. Einheiten. Da das Proton identisch ist mit dem *positiven Wasserstoffatomion*, berechnet sich seine Masse als Differenz der Wasserstoffatom- und Elektronenmasse; sie beträgt $1,662 \cdot 10^{-24}$ g und ist 1847mal so groß als die Masse des Elektrons. In Analogie zu dem auf spektroskopischem Wege erschlossenen universellen Drehimpuls der Elektronen (s. Kreiselektron) von der Größe $h/2\pi$ (h Plancksches Wirkungsquantum, s. d.), hat man für die Protonen die Existenz eines gleich großen Drehimpulses angenommen. Dieser Protonendrehimpuls entbehrt bisher allerdings noch sowohl eines direkten, wie eines indirekten experimentellen Nachweises. Wenn er vorhanden ist, muß er ein magnetisches Protonenmoment zur Folge haben, das allenfalls für Bau und Stabilität der

Atomkerne (s. d.) von fundamentaler Bedeutung sein kann, ebenso wie der Elektronendrehimpuls ein magnetisches Elektronenmoment hervorbringt. Dieses (Wasserstoff-), „Kernmagneton“ beträgt mit Rücksicht auf das Massenverhältnis der beiden Elementarladungen den 1847ten Teil eines Elektronenmagnetons, bzw. Bohrschen Magnetons (s. d. und Kreiselektron), nämlich 3,023 abs. Einheiten pro Mol. Andere Eigenschaften als *Ladung, Masse* und *Drehimpuls*, bzw. *magnetisches Moment* sind weder für das Proton, noch für das Elektron bekannt, insbesondere haben wir für eine etwa vorhandene räumliche Ausdehnung der beiden Arten von Kraftzentren keinerlei Anhaltspunkte. Protonen und Elektronen sind als jene *letzten Einheiten* anzusehen, auf die sich gegenwärtig der Aufbau *alles Materiellen* zurückführen läßt.

Prototyp ist die Bezeichnung der im Bureau des poids et des mesures in Paris aufbewahrten Massen- und Längeneinheiten. *Gerlach.*

Protuberanzen erheben sich aus der Chromosphäre der Sonne bis zu Höhen von mehr als 100 000 km. Im gewöhnlichen Lichte ist ihre Beobachtung nur bei totalen Sonnenfinsternissen möglich, wenn die blendende Photosphäre durch den Mond verdeckt ist. Bei großer Dispersion, die das kontinuierliche Spektrum schwächt, sind sie im Spektroskop jederzeit sichtbar; mit Hilfe des Spektroheliographen lassen sie sich auch auf der Sonnenscheibe als dunkle oder (seltener) helle Fasern (englisch: filaments) beobachten. Die *wolkenförmigen* Protuberanzen bilden sich im Lichte der Wasserstofflinien, der Kalziumlinien H und K und der Heliumlinien ab, in seltenen Fällen zeigen sich Natrium und Magnesium. Das Spektrum der *eruptiven* Protuberanzen, die nur Höhen bis 50 000 km erreichen, ist linienreicher. Wegen des Auftretens von Barium, Natrium, Magnesium, Eisen, Titan, Skandium, Strontium, Aluminium heißen die eruptiven auch metallische Protuberanzen. Sie sind am häufigsten in der Zone und in der Nachbarschaft der Sonnenflecke, in den Störungsgebieten der Sonne. Durch ihre Form und durch die Schnelligkeit ihrer Umwandlungen bieten sie den Anblick von Eruptionen, Entstehung und Auflösung nehmen manchmal nicht mehr als 20 Minuten in Anspruch. Auch die Wasserstoffprotuberanzen erreichen ihre großen Höhen (bis 500 000 km) in wenigen Stunden, sind aber doch beständiger als die metallischen Protuberanzen, sie erhalten sich oft wochenlang.

Die bei den Protuberanzen auftretenden großen Geschwindigkeiten führten zu dem Gedanken, daß es sich bei ihrer Entstehung nicht um Bewegungen von Gasmassen handelt, sondern um eine schnell sich ausbreitende elektrische oder chemische Lichterregung in ruhenden Wasserstoff- oder Kalziumwolken; man hat auch versucht, die Protuberanzen als durch anomale Dispersion hervorgerufene optische Erscheinungen zu deuten. Es sind aber mehrfach Linienverschiebungen beobachtet worden, die auf reelle Bewegungen schließen lassen, und die Beobachtungen mit dem Spektrohelioskop lassen kaum noch Zweifel an der materiellen Natur der Protuberanzen zu. *W. Kruse.*

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Proutische Hypothese s. Periodisches System der Elemente.

Proxarlinsen s. Vorschaltlinsen.

Prozentuale Tiefendosis s. Dosenquotient.

Prozeß. Unter einem Prozeß versteht man irgend eine Zustandsänderung (s. d.) physikalischer oder chemischer Art, die ein Körper oder ein System erleidet. Man spricht insbesondere von adiabatischen (s. d.), isothermen (s. d.), isochoren, isobaren (s. d.) Prozessen, die bei Ausschluß von Wärmeaustausch mit der Umgebung, bei konstanter Temperatur, bei konstanter Dichte, bei konstantem Druck verlaufen. Die isochoren Prozesse zeichnen sich dadurch aus, daß die äußere Arbeit Null ist, wie z. B. bei den Prozessen in der Kalorimeterbombe. Sehr viele Prozesse, insbesondere die chemischen, finden bei dem konstanten Druck einer Atmosphäre statt; bei ihnen ist die Arbeitsleistung aus dem Produkt der Volumenvergrößerung mit dem Atmosphärendruck zu berechnen.

Besondere Bedeutung besitzen die umkehrbaren (s. d.) und reversiblen (s. d.) Prozesse, sowie die Kreisprozesse (s. d.), unter denen wiederum der Carnotsche Kreisprozeß (s. d.) eine hervorragende Rolle spielt. *Henning.*

P-Serie s. Röntgenserien.

Pseudoadiabatische Zustandsänderung s. Adiabate (meteorol.)

Pseudobase s. Basen.

Pseudodielektrikum s. dielektrische Festigkeit.

Pseudohochvakuum. Durch gasgefüllte Entladungsröhren geht nach einer bestimmten Behandlung — meistens bei Dauerbelastung — kein Strom mehr durch, auch wenn hohe Spannung angelegt wird. Dadurch wird der Eindruck erweckt, als wäre ein hohes Vakuum vorhanden, obwohl der im Gefäß herrschende Gasdruck schon bei niedrigerer Spannung eine Entladung zulassen würde. Diese Erscheinung nennt man Pseudohochvakuum

Knipping erklärt dieses Phänomen durch eine Veränderung des Gases, indem es bei Dauerbetrieb arm wird an einem Stoff, dessen Anwesenheit für das Aufrechterhalten der Entladung notwendig ist: für einen solchen Stoff hält er die Wasserstoffkerne oder Protonen.

Güntherschulze sieht die Ursache des Pseudohochvakuums in elektrostatischen Ladungen auf den Gefäßwänden, die das elektrische Feld zwischen den Elektronen abschirmt und dadurch das Zustandekommen der Entladung vereitelt, eine Ansicht, die Heertman und Thaller bestätigen. Diese Erklärung trifft vornehmlich bei größeren Gasdrücken zu.

Bei höherem Vakuum wird eine andere Erscheinung verantwortlich gemacht, die Janitzki und vor allem Güntherschulze genau studierte. Ist nämlich auf der Anode noch eine Gas- oder Wasserhaut, so können genügend schnelle Elektronen in dieser mehr Ionen bilden, als wenn sie im freien Gas ionisieren müßten. Diese positiven Ionen nun können ihrerseits von der Kathode neue Primärelektronen ablösen, andererseits die besonders bei reiner Elektronenladung stets vorhandene, die Entladung sehr erschwerende starke Elektronenraumladung verringern. Bei entgaster Anode aber fällt dieses den Elektronenstoß fördernde Moment fort, die Entladung setzt aus, ein gar nicht vorhandenes Hochvakuum wird vortäuscht. *H. Ebert.*

Pseudomorphosen. Bei allmählicher Umwandlung eines Minerals in ein anderes ohne große Volumenänderung kann die ursprüngliche Form erhalten

bleiben und das neue Mineral als Pseudomorphose entstehen. Eine Pseudomorphose ist ein Kristallgebilde, dessen physikalisch-chemische Eigenschaften andere sind, als sie nach den bekannten Beziehungen zwischen Kristallform und physikalischen Eigenschaften zu erwarten sind, und dessen Zustandekommen durch zwei Mineralien bedingt ist, nämlich dem formgebenden und dem formausfüllenden Mineral.

Die Pseudomorphosen unterscheiden sich demnach von den echten Kristallen 1. durch Ungleichheit zwischen der Kristallform und den physikalischen Eigenschaften der Substanz und 2. durch Ungleichheit zwischen der Kristallform und der chemischen Zusammensetzung der Substanz.

Das ursprünglich homogene Mineral, welches die Form gebildet hat, ist meist durch ein Aggregat kleinerer Kristalle des neuen Minerals oder der amorphen Substanz, welche die Form ausfüllt, ersetzt worden. Als Beispiel sei die Umwandlung von Orthoklas in Kaolin genannt, welcher als Mineralaggregat die Form des Orthoklases beibehalten hat. Man spricht dann von einer Pseudomorphose von Kaolin nach Orthoklas. Für Pseudomorphosen findet man manchmal auch die weniger zutreffenden Ausdrücke Afterkristalle oder Kristalloide. Nach ihrer Entstehung lassen sich die Pseudomorphosen in verschiedene Gruppen einteilen:

1. Paramorphosen sind Pseudomorphosen, welche ohne Verlust und ohne Aufnahme von chemischen Bestandteilen entstanden sind. Es hat hier eine molekulare Umwandlung stattgefunden, welche nur dimorphen bzw. polymorphen Stoffen eigen ist. Die Kristalle der neugebildeten pseudomorphen Modifikation können zur ursprünglichen Form regelmäßig orientiert sein, wie bei Borazit und Leuzit oder auch ganz unregelmäßig durcheinanderliegen, wie bei Kalkspat und Aragonit (vgl. Polymorphismus).

2. Umwandlungspseudomorphosen sind durch chemische Umwandlung des ursprünglichen Minerals bei der Verwitterung entstanden. Es findet meist ein Austausch von Bestandteilen oder eine Umwandlung mit Verlust oder Aufnahme von Bestandteilen statt. Die Umwandlungspseudomorphosen sind ebenfalls wie alle Verwitterungsvorgänge nicht einfach zu formulieren und zu erklären, so daß eine Unterteilung auf Schwierigkeiten stößt. Am einfachsten ist wohl die Einteilung von R. Blum.

Pseudomorphosen durch Aufnahme von Bestandteilen sind sehr selten, da die Kristallform infolge der Volumenzunahme nicht erhalten bleibt. Oft genannte Beispiele wie Pseudomorphosen von Roteisenstein nach Magnetit oder von Gips nach Anhydrit dürften wohl nicht durch Aufnahme von Bestandteilen, z. B. im letzten Falle von Wasser, entstanden sein, sondern es wird ein Teil des ursprünglichen Minerals in wässriger Lösung weggeführt worden sein.

Häufiger findet man Pseudomorphosen durch Verlust von Bestandteilen. Es handelt sich hierbei um eine Auslaugung eines Bestandteils, z. B. Pseudomorphosen von Anhydrit nach Gips durch Einwirkung konzentrierter Chlornatriumlösung. Hierher gehören auch die Pseudomorphosen einer Modifikation dimorpher Substanzen nach der anderen, welche nicht durch molekulare Umlagerung (Paramorphosen), sondern durch Vermittlung eines Lösungsmittels aus der ersteren hervorgegangen

sind (v. Lasaulx). Als Beispiel seien hier wieder Pseudomorphosen von Kalkspat nach Aragonit und von Aragonit nach Kalkspat genannt.

Der weitaus größte Teil der Pseudomorphosen ist durch Austausch von Bestandteilen entstanden. Es besteht hierbei ein Austausch des verwitternden Minerals mit wandernden Lösungen. Der Vorgang läßt sich aus dem Obenstehenden leicht erklären. Einige Beispiele mögen dies erläutern:

Aragonit nach Gips (Verlust von SO_4'' und Wasser, Aufnahme von CO_3'').

Serpentin nach Olivin (Verlust von MgO und FeO, Aufnahme von Wasser).

Goethit nach Schwefelkies (Verlust von S, Aufnahme von O und Wasser).

Veränderungspseudomorphosen sind nicht durch chemische Umsetzung am festen ursprünglichen Mineral entstanden, sondern dieses wirkte auf Bestandteile der Lösung fallend ein, während es selbst dabei in Lösung ging (Fällungspseudomorphosen). Oft geht die Verwandlung so weit, daß das ursprüngliche Material völlig verdrängt ist. Das neu entstandene Mineral muß unter seinen Bildungsverhältnissen schwerer löslich gewesen sein, als das verschwundene.

Zu dieser Gruppe von Pseudomorphosen gehören die große Zahl der Karbonate von (Zn, Mg, Fe, Ba, Sr) nach Kalkspat; bei welcher die Umwandlung oft noch weiter fortschreitet, Als Beispiel seien erwähnt die Pseudomorphosen von Eisenspat nach Kalkspat, welche schließlich Pseudomorphosen von Roteisenstein und Brauneisenstein nach Kalkspat ergeben und so viele technisch wichtige Erzlagertstätten bilden. (Z. B. die Lager in Nassau und im Harz, Sachsen.) Ferner gehören hierher die Pseudomorphosen von Gips oder Anhydrit nach Steinsalz (z. B. bei Weyer in Oberösterreich, Weißenbach in Steiermark usw.), wo gesättigte Gipslösung mit Steinsalzkristallen im Ton in Berührung kam und von Steinsalz nach Carnallit.

Schließlich werden noch die Umhüllungspseudomorphosen als Gruppe abgeteilt. Hierbei ist das ursprüngliche Mineral überkrustet und dann ausgelaugt worden, so daß ein Hohlraum entsteht, welcher durch ein beliebiges anderes Mineral wieder ausgefüllt werden kann (Ausfüllungspseudomorphosen). Von Interesse sind vor allem die Steinsalzpseudomorphosen im Schieferthon. Ist die Hülle nicht mehr vorhanden, so läßt sich schwer entscheiden, ob eine Verdrängungs- oder Umhüllungspseudomorphose vorliegt.

E. Schiebold.

Näheres s. Brauns, Chemische Mineralogie.

Pseudosäure. Nach Hantzsch ist die Natur einer Säure von der Stellung derjenigen Wasserstoffatome abhängig, die durch Metall ersetzbar sind und damit den sauren Charakter der Verbindung bedingen. Die Strukturbilder der „Wahren-“ und der „Pseudosäuren“ unterscheiden sich dadurch, daß im ersten Falle „ionogene“, im zweiten „Hydroxylbindung“ der genannten H-Atome auftritt. Ein Beispiel: die Salpetersäure besitzt, wie K. Schäfer zeigte, in wässriger Lösung ebenso wie ihre Salze ionogene Bindung, bewiesen an der bei allen salpetersauren Salzen im festen Zustand und in Lösung, wie auch bei verdünnter wässriger Salpetersäure auftretenden selektiven Absorptionsbande im Ultraviolett; ihr kommt daher die Strukturformel HNO^3 zu. Dagegen zeigt sie, wasserfrei betrachtet, gleich ihren Estern Endabsorption, sie

erhält daher als wasserfreie Verbindung die Strukturformel der Pseudosäure HONO_2 . Neuerdings sind die Wege der wahren und der Pseudosäure von ihrem Schöpfer Hantzsch, verlassen und durch folgende einfachere Vorstellung ersetzt worden. Die wasserfreie Säure — früher Pseudosäure — ist eine bestimmte chemische Verbindung, der die Strukturformel OHNO_2 zukommt (wieder am Beispiel der Salpetersäure gezeigt). Die verdünnte (früher „wahre“) Säure ist als wässrige Lösung einer salzartigen Verbindung anzusprechen, in der das Anion NO_2^- mit dem Kation H_3O^+ (Hydronium-Ion) verbunden ist; dieses Kation ist ein hydratisiertes Wasserstoffion, das eine ähnliche Rolle spielt wie das Kation NH_4^+ (Ammonium-Ion).

J. Eggert.

Näheres s. Originalliteratur Hantzsch, Berichte 1900 bis 1910.

Pseudoskalen s. Vektorrechnung.

Psychophysisches Gesetz s. Fechnersches Gesetz.

Psychrometer. Instrument zur Messung der Luftfeuchtigkeit s. Hygrometer. Vgl. a. Einheitslichtquellen Nr. 4, Luftfeuchtigkeit.

Psychrometrische Differenz. Die von der jeweiligen Luftfeuchtigkeit abhängige Differenz $t - t'$ zwischen der Temperatur des trockenen (t) und der des feuchten Thermometers (t') eines Psychrometers (s. Hygrometer).

O. Baschin.

Pufferlösung. Bei den vollständig dissoziierten Säuren (bzw. Basen) der starken Elektrolyte ist jeder durch teilweise Neutralisation (s. d.) bedingte Verbrauch von Wasserstoffionen (bzw. Hydroxylionen) mit einer entsprechenden Zunahme (bzw. Abnahme) des pH -Wertes (s. Wasserstoffionkonzentration) verbunden. Die Wirksamkeit der Säure (bzw. Base) entspricht in diesem Falle ihrem jeweiligen Titer. Anders bei den Säuren und Basen der schwachen Elektrolyte. Hier wird der durch teilweise Neutralisation verursachte Verbrauch von Wasserstoffionen (bzw. Hydroxylionen) durch vermehrte Dissoziation ungespaltener Säuremoleküle (bzw. Basenmoleküle) zum Teil wieder ergänzt, so daß die Änderung des pH -Wertes hinter derjenigen bei starken Elektrolyten um so mehr zurückbleibt, je weniger die Säure (bzw. Base) dissoziiert ist. Will man die Azidität (bzw. Basizität) einer schwach sauren (bzw. basischen) Lösung auch gegenüber Zusätzen starker Säuren (bzw. Basen) konstant erhalten, so muß man der Lösung ein im allgemeinen ziemlich stark dissoziiertes Salz einer schwachen Säure zufügen, welches den Überschuß der H^+ -Ionen (bzw. OH^- -Ionen) unter Bildung von undissoziierter Säure (bzw. Base) bindet (s. auch Hydrolyse).

Man nennt derartige Gemische, welche wegen der Unempfindlichkeit ihres pH -Wertes gegen Beimengungen fremder Stoffe in der Biologie von großer Bedeutung sind, nach Sørensen (1909) Pufferlösungen oder Regulatoren. H. Cassel.

Näheres in den Lehrbüchern z. B. A. Eucken, Chem. Physik, Leipzig 1930

Pulsometer. Das Pulsometer ist ein Apparat zum Heben von Flüssigkeiten mittels Dampf, dadurch daß der Dampf unmittelbar auf den Flüssigkeitsspiegel drückt. Es besteht aus zwei Kammern. Während der einen die Flüssigkeit durch das offene Saugventil zuströmt, drückt der Dampf in der anderen bei geschlossenem Saug- und geöffnetem Druckventil die Flüssigkeit in die Druckleitung. Der schließlich in der Kammer verbleibende Dampf wird durch Wassereinspritzung

kondensiert und die Flüssigkeit strömt dieser Kammer zu, während sie aus der ersteren gepreßt wird. Die Steuerung erfolgt selbsttätig. Mit dem Pulsometer werden kaltes, heißes und verunreinigtes Wasser, Laugen, Säuren, Säfte usw. gehoben, und zwar bis auf Druckhöhen von über 50 m. Es ist unübertroffen einfach und billig, hat aber einen hohen Dampfverbrauch.

Die Leistung und der Dampfverbrauch der verschiedenen Gattungen von Dampfpumpen verhalten sich zueinander etwa wie folgt:

Dampfverbrauch in kg/PSe-st	Leistung in mkg durch 1kg Betriebsdampf
Dampfstrahlpumpe (Injektor)	1000—2270
Pulsometer (39)	1140—2270 (7000)
Kleine Dampfkolbenpumpe	5400—9000
Große Dampfkolbenpumpe (5)	18000—27000 (54000)
Turbo-Kreiselpumpe	28000—50000
	120—270
	120—240
	30—50
	10—15
	5,4—9,5

Die bei Versuchen, also unter günstigen Umständen erreichten Werte sind in Klammern beigesetzt.

Das von Hand gesteuerte Pulsometer wurde von Thomas Savery, geb. um 1650, gest. 1715, erfunden. Erst gegen 1872 wurden durch den Amerikaner C. H. Hall weitere Kreise wieder auf Saverys Maschine aufmerksam gemacht. In Deutschland waren um Einführung des Pulsometers bemüht Haase in Dresden, Schäffer und Budenberg in Magdeburg, besonders aber Ulrich und Gebrüder Körting in Hannover.

L. Schneider.

Pulver s. Explosion.

Pulvergasdruck. Der beim Schuß im Rohr auftretende Höchstgasdruck und der zeitliche Verlauf des im Rohr herrschenden Gasdrucks beim Durchgang des Geschosses durch das Rohr ist maßgebend für die Beurteilung der Beanspruchung, die das Rohr und das Geschöß erleiden, sowie für die Konstruktion der Lafette einschließlich Bremse und Vorholer.

Die ausschließlich theoretische Berechnung des Gasdruckverlaufs und des maximalen Gasdrucks kommt in Betracht bei der Projektierung eines Geschütz- und Geschößsystems, das noch nicht ausgeführt vorliegt und für das auch kein nahe verwandtes System bereits fertig existiert. Zu dieser Berechnung ist notwendig die Kenntnis der Pulverkonstanten der gewählten Pulversorte, ferner der Masse und der Dimensionen von Geschöß, Rohr und Ladung; die Berechnung erfolgt auf Grund der Thermodynamik mit Hilfe eines der neueren Lösungssysteme des innerballistischen Hauptproblems (s. Ballistik).

Sicherer ist die Messung an einer vorhandenen Waffe:

1. Speziell allein der Maximalgasdruck wird — wenn man von früher verwendeten Hilfsmitteln wie dem Rodman-Messer und dem Uchatius-Meißel absieht — jetzt fast ausschließlich mit Hilfe des Nobleschen Stauchapparats (A. Noble, England 1860; crusher; éraseur) gemessen: Die Wandung der Schußwaffe enthält eine seitliche Bohrung, in der ein gut dichtender, gehärteter und abgeschliffener Stahlstempel mit sehr geringer Reibung leicht saugend sich bewegen kann. Auf diesen Stempel wird ein Kupferzylinder aufgelegt; der Kupferzylinder ist von außen her durch eine Halteschraube festgehalten, die mit mäßigem Druck da-

gegen drückt. Beim Schuß drücken die Pulvergase auf die innere Grundfläche des Stempels und treiben den Stempel nach außen; dadurch wird der Kupferzylinder zusammengedrückt, bis der Widerstand dieses Zylinders eine weitere Zusammenpressung verhindert. Damit die Größe dieser Stauchung als ein Maß für den aufgetretenen Höchstgasdruck dienen kann, muß zuvor für die betreffende Lieferung von Stauchkörpern (Kupferzylinder von 10 bis 2 mm Durchmesser und 15—3 mm Höhe) eine Stauchtafel aufgestellt werden, aus der sich der Gasdruck (in kg auf die ganze Querschnittsfläche des Stempels oder in kg/cm^2 auf 1 cm^2 dieser Fläche) ablesen läßt. Diese Stauchtafel soll eine Beziehung bilden zwischen dem Höchstgasdruck P , der durch Vermittelung des Stempels auf den Stauchzylinder ausgeübt wird, und der maximalen Stauchung s , die beim Schuß durch den Gasdruck bewirkt wird. Die Art der Aufstellung solcher Stauchtafeln, die Untersuchung der verschiedenen Fehlerquellen und das Studium der Einflüsse von Stempelgewicht, Stempelreibung, Temperatur, Material und Oberflächenbeschaffenheit der Stauchzylinder usw. bildet ein umfangreiches Sondergebiet der experimentellen Ballistik.

Meistens erfolgt diese Eichung einer Lieferung von Kupferzylindern, also die Aufstellung dieser Stauchtafel, mit Hilfe einer hydraulischen Presse oder einer Hebelpresse, die große Drucke von bestimmter Größe ausüben gestattet. Dabei ist eine gewisse Anzahl von Sekunden erforderlich, um die Presse mit dem gewünschten Druck voll auf den Kupferzylinder wirken zu lassen, ohne daß z. B. der Hebel der Hebelpresse eine merkliche lebendige Kraft beim Anpressen gegen den Kupferzylinder erhält; in Deutschland ist es üblich, bei Verwendung der Doppschnebelpresse eine Belastungszeit von 30 Sekunden anzuwenden. Danach wird also einerseits bei der Aufstellung der Stauchtafel der Kupferzylinder 30 Sekunden lang zusammengedrückt; andererseits beim Schuß wirkt der Druck der Pulvergase nur während eines kleinen Bruchteils einer Sekunde auf einen Kupferzylinder der gleichen Lieferung, z. B. nur $\frac{1}{1000}$ Sekunde lang. Wenn man trotzdem aus der Gleichheit der Stauchungsgrößen, die man bei diesen beiden so verschiedenartigen Verwendungen, nämlich bei der Hebelpressenstauchung und bei der Schußstauchung, erhalten hat, auf eine Gleichheit der Kräfte schließt, die in dem einen und dem anderen Fall gewirkt haben, so wird ein Fehler begangen: Der Gasdruck wird, durch diesen Einfluß der Zeitdauer allein, zu klein angegeben; denn im allgemeinen wird ein Material, dessen Elastizitätsgrenze überschritten wird und das eine Deformation erleidet, um so weniger stark beansprucht, je kürzer die Zeit der Beanspruchung ist.

Durch einen anderen Einfluß jedoch kann, wie man zunächst schließen wird, der Maximalgasdruck P zu groß gemessen werden: Bei der Hebelpressenstauchung wird der schwere Hebel langsam und vorsichtig auf den Kupferzylinder aufgesetzt, so daß keine nachweisbare lebendige Kraft des belastenden Hebels entstehen kann; dagegen beim Schuß kann der Stempel unter Umständen eine angebbare Wucht beim Zusammenpressen der halbweichen Masse des Kupferzylinders erhalten; diese lebendige Kraft kann dann bei diesem (nicht rein statischen) Stauchungsmeßverfahren bewirken, daß der Stempel tiefer in die Kupfermasse eindringt, eine stärkere Gesamtstauchung herbeiführt, als es bei gleichem

Gasdruck und bei gleichem Widerstand des Kupferzylinders der Fall wäre, wenn der Stempel keine merkliche Geschwindigkeit annimmt. Sarrau und Vieille haben durch systematische Versuche in Frankreich nachgewiesen, daß bei den üblichen (kleinen) Stempelmassen und bei den üblichen Pulversorten dieser Einfluß der lebendigen Kraft nicht in Betracht kommt.

Daß in der Tat der Einfluß der Zeitdauer der überwiegende ist, daß also der beim Schuß erhaltene Gasdruck bei einer Hebelpresseneichung der Kupferzylinder zu klein angegeben wird, ergibt sich aus zwei voneinander völlig unabhängigen Untersuchungen: Erstens kann der Höchstdruck auch mit dem dynamischen Verfahren der Rücklaufmessung (statt mit dem halbstatistischen Verfahren der Kupferzylinderstauchung) erhalten werden; mit dem Rücklaufmesser wird jedoch fast durchweg der Höchstdruck größer erhalten, als unter sonst ganz gleichen Umständen mit dem Stauchapparat. Z. B. gibt W. Heydenreich an: Messung mit dem Geschützrücklaufmesser 3300 Atm., gleichzeitig mit dem Stauchapparat 3000 Atm.; W. Wolff gibt betr. der Messungen mit einem Gewehrrücklaufmesser speziell für die größte Ladung die Werte: mit dem Rücklaufmesser 3330 kg/cm^2 , dagegen mit dem Stauchapparat 2660 kg/cm^2 . Zweitens kann die Stauchtafel statt mit einer hydraulischen oder einer Hebelpresse auch mit einem Pendelschlagwerk (Frankreich) oder mit einem Fallhammer (Deutschland) hergestellt werden. Das von Muraour benutzte Pendelschlagwerk besteht aus zwei Stahlpendeln, wovon das erste ruht und den Kupferzylinder trägt, das zweite aus gemessener Höhe herabfallend dagegen schlägt. Bei der Fallhammer-einrichtung des ballistischen Laboratoriums in Charlottenburg fällt ein Stahlzylinder von $G \text{ kg}$ aus einer einstellbaren, mit dem Kathetometer zu messenden Höhe $h \text{ m}$ auf den Kupferzylinder frei herab; letzterer befindet sich zentriert auf der oberen gehärteten Fläche eines sehr großen Stahlblocks; man mißt je die Stauchung s , die man bei den verschiedenen Fallhöhen h erhalten hat, und trägt die Beziehung zwischen der lebendigen Kraft $G \cdot h$ (mkg), mit der der Fallkörper auffällt, und zwischen der gemessenen Stauchung s graphisch auf. Diese Funktion von s wird nach s differenziert; man erhält so in kg den Widerstand der Kupferzylinderlieferung in Funktion der Stauchung s . (Bei der Bemessung der Fallhöhe h ist von der ursprünglichen Fallhöhe die kleine Strecke — ca. 3% — abzuziehen, um die der Fallhammer nach dem Aufprall von dem nicht völlig unelastischen Stauchkörper wieder zurückspringt; diese Strecke wird durch eine gesonderte Registrierung erhalten. Ferner muß der Fallhammer verhindert werden, ein zweites Mal auf den Kupferzylinder zurückzufallen.) Die Zahlenwerte der Stauchtafel, die mittels des Fallhammers erhalten werden, weichen für dieselbe Lieferung von Stauchkörpern nicht unerheblich von den Hebelpressenwerten ab; und zwar gibt der Fallhammer Gasdrucke, die um 10—20% höher liegen (die betr. Prozentzahlen sind abhängig von den Dimensionen der Stauchkörper und von der Stauchungsgröße selbst); ähnliche Resultate wurden in Frankreich von Muraour mit dem Doppelpendelschlagwerk erhalten. Die Gasdrucke, die auf Grund einer Fallhammerstauchtafel erhalten sind, liegen so den mit dem Rücklaufmesser erhaltenen Gasdrucken näher, als die mit der Hebelpresseneichung

gewonnenen Gasdrucke. Z. B. wurde der Maximalgasdruck mit dem Rücklaufmesser zu 2597 Atm. gemessen. Gleichzeitig wurde der Gasdruck mit dem Stauchapparat ermittelt, und zwar mit Kupferzylindern von 10 mm Durchmesser und 15 mm Höhe, es ergab sich eine Stauchung von 2,10 mm; wurde hierzu der Gasdruck abgelesen aus einer Stauchtablette, die mit der Hebelpresse gewonnen worden war, so fand sich ein Gasdruck von 2226 Atm.; wurde dagegen aus einer mit dem Fallhammer gewonnenen Tabelle abgelesen, so ergab sich ein Gasdruck von 2540 Atm. Auf Grund von zahlreichen ähnlichen Erfahrungen muß die Fallhammerreichung für die zuverlässigere gehalten werden (Dies wurde im ballistischen Laboratorium weiterhin bestätigt durch ein viertes Verfahren, das wiederum Werte ergab, die den mit der Fallhammerstauchung erhaltenen und den mit dem Rücklaufmesser erhaltenen am nächsten lagen; dieses vierte Verfahren bestand darin, daß unter Beibehaltung des normalen Geschößgewichts eine Stangenverlängerung nach vorn am Geschöß angebracht wurde, die über die Mündung hervorrage; die Bewegung dieser Spitze beim Schuß wurde mittels des elektrischen Kinematographen von Cranz-Boas zeitlich registriert.) Mittels des Rücklaufmessers eine Stauchtablette aufzustellen, ist nicht wohl zugänglich, weil jeder einzelne Rücklaufmesserversuch samt Auswertung zu viel Zeit und Mühe erfordern würde. Es empfiehlt sich deshalb, bei Verwendung des Stauchapparates zur Gasdruckmessung die zugehörige Stauchtablette nicht mittels der Hebelpresse, sondern mittels des Fallhammers aufzustellen. Diese Art der Aufstellung ist die natürlichere, weil der Stoßvorgang bei der Fallhammerstauchung der Stauchung durch die Pulvergase beim Schuß ähnlicher ist, als die langsame Zusammendrückung in der Hebelpresse. Außerdem ergibt die Fallhammerstauchung den kleinsten wahrscheinlichen Fehler in einer Versuchsreihe.

Betreffs des Stauchapparats ist noch zu erwähnen, daß bei Geschützen jetzt meistens an Stelle einer im Stoßboden oder in der Seitenwandung des Verbrennungsraums eingebauten Stauchvorrichtung ein sog. Meßei (Fried. Krupp A.-G.) in die Kartusche eingelegt wird. Dieses Stahlei schließt eine Noblesche Stauchvorrichtung ein.

2. Der ganze Verlauf des Gasdrucks p in Funktion der Zeit t und in Funktion des Wegs x des Geschößbodens beim Durchgang des Geschosses durch das Rohr wird am zweckmäßigsten durch den schon oben kurz erwähnten Sebertschen Rücklaufmesser ermittelt: Während das Geschöß unter der Wirkung der Pulvergase nach der Mündung zu sich bewegt, läuft das schwerere Rohr, dem Schwerpunktssatz zufolge mit einer entsprechend geringeren Geschwindigkeit, in einer Schlittenführung mit sehr geringer Reibung nach rückwärts. Man registriert den Rücklaufweg X des Rohrs in Funktion der Zeit t und erhält durch zweimalige Differentiation den zeitlichen Verlauf der Rohrgeschwindigkeit und damit den Verlauf der Geschößgeschwindigkeit, ferner den Verlauf der Beschleunigung von Rohr und Geschöß und folglich den Verlauf der beschleunigenden Kraft (gewisse Komplikationen bringt dabei die Bewegung der Pulverladung mit sich, Lagrange'sches Problem). Die Registrierung erfolgt entweder mittels einer geeichten Stimmgabel, deren Schreibstift auf einer mit dem Rohr zurücklaufenden berußten oder versilberten Platte schreibt, oder mittels

einer rotierenden Trommel, auf deren berußter Mantelfläche eine mit dem Rohr zurückbewegte Schreibfeder ihre Kurve zeichnet, oder endlich erfolgt die Registrierung vergrößert mittels eines optisch-photographischen Verfahrens unter Anwendung eines Drehspiegels.

Andere Registrierverfahren, die zu dem gleichen Zweck versucht wurden, beziehen sich auf folgendes: Anbringung einer im Geschöß selbst beweglich angeordneten und beim Schuß bezüglich des Geschosses zurücklaufenden Stimmgabel (Sébert). Ferner optische Registrierung mit Hilfe der Newtonschen Interferenzringe, die bei dem Zusammendrücken von zwei konvexen Glaslinsen entstehen und durch den veränderlichen Gasdruck ihren Durchmesser ändern (Kirner). Registrierung der Änderung, die der elektrische Widerstand einer Flüssigkeit wie Quecksilber oder eines Metalldrahts bei der Gasdruckänderung erfährt (Palmer, Nernst). Mechanische oder photographische Aufzeichnung der Formänderung einer kräftigen Blattfeder oder Spiralfeder durch den Gasdruck (Mata, Pier, Nernst). Mechanische oder photographische Registrierung der Stauchung eines Kupferzylinders, also Aufzeichnung wenigstens desjenigen Teils der Druckkurve, der vom Beginn des Drucks bis zum Eintreten des Maximalgasdrucks reicht (Holden, Petavel, Vieille). Photographische Registrierung des zeitlichen Verlaufs der piezoelektrischen Potentialdifferenz, welche durch den Druck der Pulvergase an Turmalinkristallen oder an einer Quarzplatte entsteht, mittels des Kathodenstrahlen-Oszillographen, also mittels einer Braunschen Röhre (D. A. Keys, W. Rogowski, E. Flegler, W. Grösser). C. Cranz und O. v. Eberhard. Betr. Literatur s. Ballistik.

Pulverkonstanten und Sprengstoffkonstanten. Die Wirkung der Explosivstoffe beruht darauf, daß bei deren Entzündung in kurzer Zeit Gase von hoher Temperatur erzeugt werden; die Energie der entstehenden erhitzten Gasmassen wird in „nutzbringende Arbeit“ umgewandelt. Bei Anwendung des gleichen Ladungsgewichts, aber verschiedener Explosivstoffe ist die Wirkung verschieden, je nach der Geschwindigkeit der chemischen Umsetzung, nach der Menge der erzeugten Gase und der zurückbleibenden festen Reste, nach der Temperatur der entstandenen Gase und folglich nach der Höhe des Maximaldrucks, der sich in gleichem Ladungsraum ergibt und nach der Zeit, die von der Entzündung ab bis zum Eintreten des Maximaldrucks vergeht. Die Vorteile der neueren Pulver bestehen bekanntlich darin, daß sie erstens ohne festen Rückstand, also ohne Raumentwicklung abbrennen — erst dadurch war die erhöhte Feuergeschwindigkeit der modernen Handfeuerwaffen und Geschütze und die Entwicklung der Maschinengewehre und die Schnellfeuerkanonen möglich —; zweitens darin, daß sie im Vergleich zum Schwarzpulver eine weit größere Verbrennungswärme und ein größeres Gasvolumen aufweisen.

Die Faktoren, die für die Wirkung des Explosivstoffs maßgebend sind, heißen Pulverkonstanten bzw. Sprengstoffkonstanten; sie sind die folgenden:

1. Die aus 1 kg der Ladung entwickelte Wärmemenge (in kg-Kalorien oder in mkg). Sie kann mittels der Wärmetönungen der Bestandteile berechnet werden, wenn man die chemische Zusammensetzung des Explosivstoffs und die Bildungswärmen, ebenso die Zersetzungsprodukte in qualitativer und

in quantitativer Hinsicht kennt. Sicherer wird die Verbrennungswärme experimentell erhalten, indem man eine abgewogene Menge des Explosivstoffs in einer Versuchsbombe, die in einem Wasserkalorimeter steht, durch elektrische Zündung zur Explosion bringt. Die Temperaturerhöhung des Wassers wird beobachtet und gibt, mit dem Wasserwert des Systems multipliziert, unter Berücksichtigung der Regnaultschen Korrektur, die freigewordene Wärmemenge. Davon wird die Kondensationswärme des entstandenen Wassers abgezogen; man erhält die Verbrennungswärme Q (mit Wasser in Gasform).

Bei solchen Messungen zeigte sich früher die Eigentümlichkeit, daß die Verbrennungswärme eines Pulvers mit der Ladedichte verschieden ausfiel. Danach wäre die in einer bestimmten Pulvermenge enthaltene Energie eine Funktion der Ladedichte und damit des Drucks, während man logischerweise erwartet, daß die Verbrennungswärme eines und desselben Explosivstoffs eine Konstante ist. Daß letzteres in der Tat doch der Fall ist, und wie man zu verfahren hat, um das richtige Resultat zu erhalten, haben Poppenberg und Stephan gezeigt: Die Gase, die bei der Zersetzung des Pulvers entstehen, reagieren nachträglich, nämlich während der Abkühlung der Gase in der Versuchsbombe, noch aufeinander. Diese Reaktionen sind verschieden je nach der Abkühlungsgeschwindigkeit. Diese aber wiederum ist eine andere in der Versuchsbombe, wo die Abkühlung nur durch Wärmeleitung vor sich geht (und zwar verschieden je nach der Ladedichte) und eine andere in der Waffe, wo die Gase auch Arbeit zu leisten haben. Man muß also nach Poppenberg und Stephan diese sekundären Prozesse in Gedanken rückgängig machen und die Pulvergase für den Moment ihrer höchsten Temperatur betrachten, ehe sich also die Gase abgekühlt haben. Wenn man dies tut, und nur dann, ergibt sich die Gaszusammensetzung, die Verbrennungswärme und das sogleich zu erwähnende spezifische Volumen in der Tat als konstant für das betreffende Pulver.

2. Das spezifische Gasvolumen V_0 oder die reziproke Gasdichte ist die aus 1 kg der Pulverladung entwickelte Gasmenge in Litern, bei Normaldruck 760 mm und bei Normaltemperatur 0°C , wobei der Wasserdampf als nicht kondensiert angenommen wird. Es ergibt sich entweder durch stöchiometrische Berechnung analog wie Q , oder experimentell, indem die Gase in einem Gasometer aufgefangen und analysiert werden.

3. Die Explosionstemperatur T_0 im absoluten Maß oder t_0 in Graden Celsius. Sie wird aus Q berechnet, indem die Abhängigkeit der spezifischen Wärme c_V von der Temperatur zugrunde gelegt wird; eine experimentelle Bestimmung von T_0 ist bis jetzt nicht möglich geworden.

4. Das Kovolumen a der Pulversorte. Dieses gibt an, welcher Teil der Ladung auch nach vollendeter Verbrennung Rückstand bildet, und zwar Rückstand im weitesten Sinne, nämlich einschließlich der Summe der Gasmoleküle, da bei der Verdichtung des Gasvolumens V_0 von 0°C Temperatur und 760 mm Druck nur der Raum verkleinert wird, der bleibt, wenn man das Volumen der vorhandenen Moleküle, also ca. $0,001 V_0$, abzieht. Bei den neueren Pulvern, die keine oder fast keine festen Rückstände liefern, ist sonach $a \sim 0,001 V_0$ (1/kg). Am besten wird a durch Druckmessungen in einer Versuchs-

bombe bestimmt (s. unten). Dagegen bei Pulvern mit festen Rückständen ist a die Summe des aus 1 kg der Ladung hervorgehenden Volumens der festen Rückstände und des Kovolumens der aus 1 kg Ladung gehörigen gasförmigen Verbrennungsprodukte. Z. B. gibt 1 kg Schwarzpulver 279 Liter Gase, d. h. es ist $V_0 = 279$; ferner liefert 1 kg Schwarzpulver 0,209 Liter festen Rückstand; somit ist $a = 0,001 \cdot 279 + 0,209 = 0,488$ l/kg.

5. Unter „Kraft“ oder „spezifischem Druck“ f des Explosivstoffs versteht man den Ausdruck

$$f = p_0 \cdot \frac{V_0 \cdot T_0}{273},$$

wobei p_0 den Atmosphärendruck bedeutet. f ist somit der in Atmosphären gemessene Druck, den die aus 1 kg der Ladung entstandenen Gase bei der Verbrennungstemperatur erzeugen würden, wenn sie einen Raum gleich der Volumeneinheit 1 l erfüllten.

Aus f und a ergibt sich der in einem gegebenen konstanten und geschlossenen Volumen auftretende Maximaldruck p mittels des Gasgesetzes; nämlich, wenn Δ die Ladedichte in kg/lit bedeutet, ist

$$p = f \cdot \frac{\Delta}{1 - a \Delta}.$$

Z. B. für Pikrinsäure ist nach Sarrau $Q = 468$ kcal/kg; $V_0 = 877$ l/kg; $T_0 = 2700$; $a = 0,877$ l/kg. Somit ist bei der Ladedichte $\Delta = 0,5$ kg/lit der Höchstdruck

$$p = p_0 \cdot \frac{877 \cdot 2700}{273} \cdot \frac{0,5}{1 - 0,877 \cdot 0,5} = \text{ca. } 8000 \text{ kg/cm}^2.$$

Man ermittelt f und gleichzeitig a am zweckmäßigsten experimentell mit Hilfe der eben erwähnten Gasgleichung $p = f \cdot \frac{\Delta}{1 - a \Delta}$, indem man

in derselben Versuchsbombe mindestens zwei verschiedene bekannte Ladedichten Δ anwendet und je dazu den Druck p mißt; man hat alsdann zwei Gleichungen für die Unbekannten f und a ; besser wählt man mehrere Ladedichten und bestimmt f und a nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Die Verbrennungstemperatur T_0 ist, außer für die Bemessung der Druckwirkung, auch für die Frage der Ausbrennungen der Rohre und deren Einfluß auf die Lebensdauer der großen Geschütze von Wichtigkeit. Einige Zahlen über die Lebensdauer von amerikanischen Geschützen hat 1908 H. Rohne veröffentlicht; danach wurden die Kanonen von 12,7 cm Kaliber unbrauchbar nach 200 Schüssen, die von 15,2 cm nach 166, die von 20,3 cm nach 125, die von 25,4 cm nach 100, die von 30,5 cm Kaliber nach 83 Schüssen. Die Lebensdauer der von Fr. Krupp gelieferten und im Weltkriege verwendeten deutschen großkalibrigen Kanonen war übrigens eine weit größere; so feuerten z. B. die 38 cm Geschütze L/45, allerdings im langsamen Feuer, 750 Schuß; die 24 cm Geschütze L/40 weit über 1000 Schuß und die 15 cm L/40 über 5000 Schuß, ohne daß die Trefffähigkeit und die Schußweite unzulässig abgenommen hätten. Um die Lebensdauer zu vergrößern, wird bei den großen Schiffsgeschützen zu Übungszwecken häufig mit Einlegerohren kleineren Kalibers geschossen, die in die Seele des Geschützes eingeführt werden. Daß aus einem Gewehr viele Tausende von Schüssen möglich sind, ehe es unbrauchbar wird, dagegen aus einem großen Schiffsgeschütz von 16 m Rohrlänge verhältnismäßig nur wenige Schüsse, wird einigermaßen verständlich, wenn man bedenkt, daß

die Zeit, die das Geschöß zum Durchlaufen des Rohrs braucht, während der also der Seelenraum unter dem Einfluß der hochgespannten heißen Gase steht, bei den großen Marinegeschützen $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{100}$ Sekunde beträgt, dagegen bei Gewehren $\frac{1,5}{1000}$ bis $\frac{2}{1000}$ Sekunde. Übrigens ist die Frage nach den Ursachen der Rohrausbrennungen und folglich die Frage nach den Mitteln, die Lebensdauer zu erhöhen, noch nicht in jeder Hinsicht völlig geklärt; offenbar spielt auch die Bewegung der heißen Gase und gewisse Härtingserscheinungen, die an der inneren Rohrwandung auftreten, eine wichtige Rolle.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Zahlenwerte der Konstanten V_0 (in l/kg, Wasser gasförmig),

	V_0	t_0	Q	f	α
Schwarzpulver	ca. 285	ca. 2000	ca. 680	ca. 3250	ca. 0,49
Blättchenpulver	„ 920	„ 2400	„ 770	„ 7800	„ 0,92
Würfelpulver ..	„ 840	„ 3300	„ 1190	„ 9100	„ 0,84
Granatfüllung					
C/88	„ 869	„ 2840	„ 800	„ 9900	„ 0,87
Trockene Schießwolle ..	„ 850	„ 3100	„ 1000	„ 8400	„ 0,85
Nasse Schießwolle (20%) ..	„ 848	„ 2400	„ 690	„ 7600	„ 0,85
Nitroglycerin ..	„ 713	„ 3870	„ 1480	„ 10800	„ 0,71
	„ 709	„ 4000	„ 1535	„ 11100	„ 0,71

t_0 (in Graden Celsius), Q (in kcal/kg, Wasser gasförmig), f (Atm.), α (in l/kg) für mehrere Sorten von Explosivstoffen nach den von W. Heydenreich früher veröffentlichten Angaben des ehemaligen deutschen Militärversuchsamts gegeben.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Betr. Literatur s. Ballistik.

Pumpen (je nach dem Verwendungszweck auch Gebläse, Ventilatoren, Kompressoren genannt). Pumpen dienen zur Förderung von Flüssigkeiten und Gasen und zur Erhöhung bzw. Verringerung ihres Druckes.

Nach der Wirkungsweise lassen sie sich in zwei bzw. drei Gruppen unterteilen: die einen arbeiten alle im Grunde ähnlich wie Kolbenpumpen, d. h. sie fördern das Medium in diskreten „Hüben“, während deren sie jedesmal eine bestimmte Menge ansaugen, abschließen und weiterdrücken. Außer den eigentlichen Kolbenpumpen gehören hierzu eine Reihe im physikalischen Laboratorium gebräuchlicher Typen, so die Kapselpumpen (s. d.), die Quecksilberpumpen (s. d.), ferner von den mehr technisch gebräuchlichen Typen die einfache Zahnrادpumpe, die aus zwei ineinander eingreifenden in einer Ebene liegenden Zahnrädern besteht und zur Förderung zäher Flüssigkeiten dient. Für Hochöfenbelüftung und neuerdings auch als Verdichter für Fahrzeugmotoren dient eine der gewöhnlichen Zahnrادpumpe ähnliche Maschine, die meist mit Roots-Gebläse bezeichnet wird. Bemerkenswert ist das Fehlen jeder gleitenden Reibung zwischen den beiden zylindrischen Flügeln, deren Schnitt in Fig. 1 zu erkennen ist. Die Steuerung der Bewegung der Flügel geschieht durch außerhalb des Gehäuses sitzende Zahnräder. Zwischen den beiden Flügeln sind in jeder Stellung ganz kleine Luftspalte, die einen Verschleiß des Materials ver-

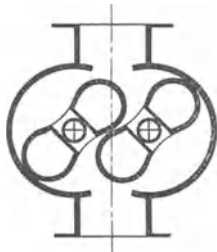


Fig. 1. Roots-Gebläse.

hindern. Die Flügelform ist genau gerechnet und gearbeitet.

Eine gewisse Ähnlichkeit mit dem genannten Arbeitsprinzip zeigt die Wirkungsweise einer zweiten Gruppe von Pumpen. Dazu gehören die physikalischen Vakuumpumpen, welchen molekulare Vorgänge zugrunde liegen, wie die Molekularluftpumpe (s. d.) und die Diffusionspumpe (s. d.); außerdem stehen dieser Gruppe nahe die Strahlpumpe, Injektoren usw. (s. Wasserstrahlpumpe). Zu ihr gehört auch die sog. Mammutpumpe (s. Fig. 2). Sie findet Verwendung beispielsweise zur Wasserförderung aus Bohrbrunnen oder in Fällen, wo andere Pumpen durch die Flüssigkeit chemisch, mechanisch oder thermisch beschädigt würden. Ihre Wirkungsweise ist etwa folgendermaßen: vom Niveau N_1 wird die Flüssigkeit auf das Niveau N_2 gehoben; sie strömt also zunächst durch das Rohrstück r_1 zum Punkt P, wo Luft in die Pumpe gedrückt wird. Im Rohrstück r_2 befindet sich darum ein Luft-Flüssigkeitsgemisch, das infolge seines geringeren spezifischen Gewichtes auf ein Niveau N_2 höher als N_1 steigen kann. Ist s_1 das spezifische Gewicht der Flüssigkeit, s_2 das des Gemisches, so muß nach überschlägiger Rechnung der Druckunterschied $h_1 \cdot s_1 - h_2 \cdot s_2 =$ dem beim Durchfluß auftretenden Druckverlust durch Reibung sein.

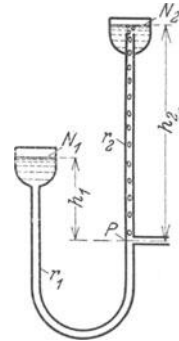


Fig. 2. Mammutpumpe.

Auf einer ganz anderen Grundlage beruht die dritte Pumpengruppe, deren wesentliches Kennzeichen der stetige Durchfluß durch umlaufende, offene Flügel- oder Schaufelgitter ist (vielfach Kreiselpumpe genannt). Die Arbeitsübertragung vom Laufrad auf die Flüssigkeit erfolgt dabei in der Art, wie es unter Flügelgitter näher angegeben ist, ganz ähnlich wie beim Propeller oder beim Flugzeugtragflügel. Man unterscheidet im wesentlichen axial und radial arbeitende Pumpen (s. Flügelgitter), letztere werden häufig Schleuder- oder Zentrifugalpumpen bzw. -gebläse genannt. Die einfache Erklärung der radial arbeitenden Pumpen aus Zentrifugalwirkungen ist übrigens unzureichend. Die axial arbeitenden Propeller- oder Schraubenpumpen und -gebläse sind konstruktiv häufig recht günstig, sind aber zur Erzeugung größerer Drücke und Unterdrücke weniger geeignet. Zur Erhöhung der Druckerzeugung werden vielfach mehrere Laufräder auf einer durchlaufenden Welle hintereinander geschaltet.

Die Kreiselpumpen haben in den letzten 10—20 Jahren eine hervorragende technische Entwicklung durchgemacht und haben sich heute Gebiete erobert, die vorher anderen Pumpentypen, vor allem den gewöhnlichen Kolbenpumpen, vorbehalten waren.

Der Wirkungsgrad gegenüber wechselnder Menge oder wechselndem Druck läßt sich bei den Pumpen nach dem Kolbenprinzip leichter beherrschen als bei den Pumpen der letztgenannten Gruppe, weil diese häufig nur für ganz bestimmte Strömungsverhältnisse zwischen den Schaufeln wirtschaftlich arbeiten.

O. Schrenk.

Punktuelle Abbildung s. Brille und Sphärische Abweichung.

Punktwärme. Zur Erläuterung der biologischen Wirkung der Röntgenstrahlen von Dessauer eingeführter Ausdruck, welchem die Vorstellung zugrunde liegt, daß die Absorption der Röntgenstrahlen im Körpergewebe in sehr kleinen räumlichen Bezirken erfolge und bei der relativen Größe der Energiequanten in kleinen Bereichen hohe Temperaturen erzeuge.

Pupille s. Auge.

Pupinleitung. Nach einem von Heaviside stammenden Vorschlag kann die Reichweite von langen Fernsprechleitungen und Kabeln dadurch vergrößert werden, daß man zur Verminderung der Dämpfung (s. d.) die Induktivität erhöht. Man schaltet zu diesem Zwecke in gewissen Abständen (2—3 km) Spulen in die Leitung ein. Diese Spulen besitzen einen Eisenkern, der aus dünnen Eisendrähten oder aus einer aus Eisenpulver gepreßten Masse besteht. Pupinleitungen stellen einen Spulenleiter (s. Spulenleitungen) vor und besitzen als solcher eine Grenzfrequenz, die man bei Fernsprechkabeln zu 2600—3200 Per/sec. wählt. Für Wechselströme höherer Frequenz als die Grenzfrequenz sind die Leitungen fast undurchlässig. Die Bemessung der Spulen und die Berechnung ihrer günstigsten Verteilung längs der Leitungen stammt von Pupin. Erst durch Verwendung von Pupinspulen und Verstärkern ist es gelungen, auf große Entfernungen einwandfrei zu telephonieren. Vgl. Krarupwicklung.

K. Pohlhausen.
Näheres s. F. Breisig. Theoretische Telegraphie 1924. II. Aufl., Braunschweig. F. Vieweg.

Purkinjesche Aderfigur. Die Blutgefäße der Netzhaut unterscheiden sich von den übrigen entoptisch sichtbar zu machenden, „schattengebenden“ Körpern im Auge (s. Entoptische Erscheinungen) darin, daß sie der lichtperzipierenden Schicht der Netzhaut so nahe liegen, daß sie auch bei der gewöhnlichen Art des Lichteinfalles, d. h. ohne den Kunstgriff der stenopäischen Lücke, einen an sich wirksamen Schatten geben. Daß wir sie trotzdem für gewöhnlich nicht wahrnehmen, wird damit erklärt, daß die von den Gefäßschatten getroffenen Netzhautstellen sich an die dauernd relativ schwächere Beleuchtung adaptieren und entsprechend an Erregbarkeit gewinnen. Hierfür spricht, daß man den Gefäßbaum der Netzhautgefäße nach längerem Lichtabschluß beim Hinblicken auf eine mäßig helle homogene Fläche für kurze Zeit ganz gut sehen kann. Besonders schön kann man die Netzhautgefäße entoptisch sichtbar machen, indem man das Auge mit dem konzentrierten Lichte einer kräftigen Lichtquelle diaskleral durchleuchtet und die (im divergenten Licht besonders scharfen) Gefäßschatten bei dieser ungewöhnlichen Art des Lichteinfalles auf Netzhautstellen wirft, auf die sie sonst nicht fallen. Auch hierbei tut man gut, dem Eintritt einer Lokaladaptation der Netzhaut dadurch entgegenzuarbeiten, daß man die Lichtquelle in leicht oszillierender Bewegung erhält. Bei einiger Übung im Beobachten sind bei dieser Art des Vorgehens Einzelheiten in der Verteilung der Netzhautgefäße, insbesondere ihre Anordnung an der Peripherie des gelben Fleckes (s. d.) sicher zu sehen. Die Größe und Richtung der Scheinverschiebung, welche die Gefäßfigur bei Bewegung der Lichtquelle infolge der parallaktischen Verschiebung der Gefäßschatten erfährt, ist benutzt worden, um den Ort der Licht-

perzeption in der Netzhaut festzustellen. Für den Abstand der Gefäßschicht von den lichtperzipierenden Elementen ist hieraus ein Wert von 0,2—0,3 mm berechnet worden, was zu der auch aus anderen Gründen wahrscheinlichen Annahme der Zapfen- und Stäbchenaußenglieder als der Stelle der primären Lichterregung führt (s. Stäbchen und Zapfen).

Dittler.
Näheres s. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik, III. Aufl. 1909—1911.

Purkinjesches Phänomen. Unter dem Purkinjeschen Phänomen versteht man eine Erscheinungsgruppe, die die Eigentümlichkeiten der Funktionsweise des hell- und des dunkeladaptierten Auges besonders anschaulich zeigt (s. Adaptation des Auges, Helligkeitsverteilung im Spektrum). Betrachtet man bei guter Tagesbeleuchtung mit helladaptiertem Auge kleine leuchtend rote Papierscheibchen auf blauem Grunde und daneben aus demselben Papier geschnittene blaue Scheibchen auf rotem Grunde, so wird man (trotz der Unsicherheit in der Helligkeitsvergleiche verschiedenerfarbiger Lichter) bei geeigneter Auswahl der Papiere immer finden, daß die roten Scheibchen heller, die blauen dunkler erscheinen als der Grund, auf dem sie liegen. Dieses Helligkeitsverhältnis kehrt sich in sein gerades Gegenteil um, wenn man die Gesamtbeleuchtung mehr und mehr herabsetzt und mit nun dunkeladaptiertem Auge die Papiere beobachtet. Die bunten Valenzen gehen jetzt für beide Lichter in gleicher Weise verloren, aber während die blauen Papiere, besonders im indirekten Sehen dauernd eine gewisse Helligkeit behalten, erscheinen die roten fast schwarz. Der Helligkeitsvergleich fällt jetzt also zugunsten des kurzwelligen Lichtes aus. Dieses Ergebnis ist aus der Eigentümlichkeit des Auges zu verstehen, daß es bei Helladaptation die bunten Farben nach ihrer verschiedenen spezifischen Helligkeit auffaßt, während es im Zustande der Dunkeladaptation nach Maßgabe der weißen Valenzen bzw. der Dämmerungswerte der spektralen Lichter erregt wird.

Besonders instruktiv, zumal da hierbei zugleich auch die verschiedene Adaptationsfähigkeit von Netzhautzentrum und -peripherie zum Vorschein kommt, sind in dieser Beziehung die Beobachtungen, die man bei einer mittleren Beleuchtung machen kann, bei welcher die Netzhautperipherie bereits für Dunkel adaptiert ist, während das Zentrum noch ausgesprochen die für das helladaptierte Auge charakteristische Funktionsweise zeigt. Man sieht dann im indirekten Sehen die roten Papierscheibchen farblos-dunkel auf hellerem Grunde (geringe weiße Valenz); sobald man aber ein Scheibchen mit dem Blick erfaßt, so leuchtet es auf und wird heller: es zeigt die bunte Farbe mit ihrer großen spezifischen Helligkeit. Umgekehrt erscheinen die blauen Scheibchen im indirekten Sehen (wegen der großen Weißvalenz der kurzwelligen Lichter) hell weißlich auf dunklerem Grunde, werden aber sofort dunkel, wenn man sie auf der noch helladaptierten Fovea zur Abbildung bringt (spezielle Dunkelheit der Farbe).

Die Erscheinungen des Purkinjeschen Phänomens sind durch bloße Herabsetzung der Beleuchtung ohne gleichzeitige Änderung des Adaptationszustandes der Augen nicht zu erhalten; für ihr Auftreten ist die adaptative Funktionsänderung der Netzhaut, die allein zu der fortschreitenden Änderung des Verhältnisses der bunten

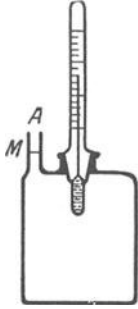
zur farblosen Komponente in den beobachteten Farben führt, unerlässlich. Anstatt farbiger Pigmente sind natürlich auch monochromatische Lichter zum Versuch verwendbar. Vgl. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen; Farbentheorie von Kries; Duplizitätstheorie.

Dittler.

Näheres s. Hillebrand, Ztschr. f. Sinnesphysiol., Bd. 51, S. 46, 1920.

Push-Pull-Schaltung s. Gegentaktschaltung.

Pyknometer, auch Wägefläschchen, sind kleine Fläschchen mit wenigen Kubikzentimeter Inhalt, welche dazu dienen, das spezifische Gewicht einer Flüssigkeit zu ermitteln. Um das Volumen des Fläschchens genau abzugrenzen, ist es mit einem eingeriebenen Glasstopfen, der vielfach durch die Verdickung eines Thermometers gebildet wird (s. Figur) versehen; setzt man diesen ein, so steigt die zuviel eingegossene Flüssigkeit in einem seitlichen Rohr A hoch. Durch Abtupfen mit Fließpapier stellt man sie auf eine Marke M ein. Man ermittelt das Gewicht des Pyknometerinhaltes einmal mit der zu untersuchenden Flüssigkeit, dann mit Wasser von 4°C; der



Pyknometer.

Quotient beider Gewichte ist das spezifische Gewicht der Flüssigkeit. — Über die Benutzung des Pyknometers zur Ermittlung des spezifischen Gewichtes der Gase vgl. den Artikel Gasdichte.

Scheel.

Näheres s. Kohlrusch, Praktische Physik. Leipzig.

Pyrheliometer nach Ångström. Von zwei nebeneinander liegenden dünnen Manganstreifen ist der eine geschwärzt, der andere blank, beide sind getrennt durch elektrischen Strom heizbar. Sie sind durch ein Differentialthermoelement verbunden, dessen Lötstellen an der Hinterseite der Streifen anliegen; das Differentialthermoelement ist durch ein (empfindliches) Galvanometer geschlossen. Werden beide Streifen der nächtlichen Himmelsstrahlung ausgesetzt, so wird der schwarze Streifen infolge seines höheren Emissionsvermögens mehr Wärme durch Strahlung verlieren, als der blanke. Durch passende Heizströme im schwarzen und blanken Streifen werden beide auf dieselbe Temperatur gebracht, die Gleichheit zeigt sich durch Stromlosigkeit des Thermoelementgalvanometers an. Die stärkere Heizung des schwarzen Streifens kompensiert den größeren Ausstrahlungsverlust, ist also ein absolutes Maß für diesen. Anwendung findet das Instrument in der Meteorologie.

Gerlach.

Pyritdetektor. Detektor zur Wahrnehmung hochfrequenter elektrischer Schwingungen. Besteht aus einem Metalldraht, der unter leichtem Druck ein Stück Kupferzinkerz (Pyrit) berührt. Die Berührungsstelle richtet hochfrequente Wechselströme gleich und macht sie dadurch wahrnehmbar.

Güntherschulze.

Pyroelektrizität. Bereits im 18. Jahrhundert wurde entdeckt, daß Turmalin bei ungleichmäßiger Erwärmung oder Abkühlung freie elektrische Ladungen zeigt, deren Orientierung von der Kristallrichtung abhängt. Bei der Erwärmung treten die entgegengesetzten Ladungen auf wie bei der Abkühlung. Diese Ladungen werden Pyroelektrizität genannt. Die Ursache des Auftretens

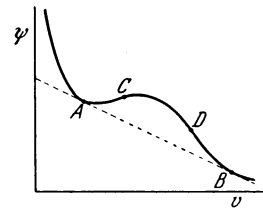
der Ladungen ist nicht die Erwärmung an sich, sondern die durch ihre Ungleichmäßigkeit hervorgerufene ungleichmäßige Dehnung des Kristalles, die zu Spannungen führt und einem einseitigen äußeren Druck äquivalent ist. Die Pyroelektrizität ist deshalb eine Abart der Piezoelektrizität und unterscheidet sich von ihr nur durch die andere Art der Anregung.

Güntherschulze.

Pyrometer, Vorrichtung zur Messung hoher Temperaturen; s. Strahlungs-pyrometer, Thermo-elemente, Widerstandsthermometer.

Ψ -Fläche von van der Waals. Stellt man nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung die Fläche der freien Energie (s. d.) für ein binäres Gemisch (s. d.) bei einer bestimmten Temperatur T dar, so erhält man die van der Waalssche Ψ -Fläche, genannt nach dem Buchstaben Ψ für die Bezeichnung der freien Energie, die in Deutschland meist F genannt wird. Es handelt sich um eine räumliche Fläche, deren rechtwinklige Koordinaten außer Energie durch die freie Energie durch das spezifische Volumen v und die Molekularkonzentration x der einen Komponente gegeben sind. Die Fläche besitzt im allgemeinen eine Falte, die längs der x -Achse verläuft.

Um die ziemlich verwickelten Verhältnisse auf der Ψ -Fläche leichter zu übersehen, ist es nützlich, zunächst die freie Energie Ψ eines einfachen Stoffes nach der van der Waalsschen Gleichung zu betrachten. Ganz allgemein ist die Größe Ψ bis auf eine hier unwesentliche additive Konstante durch das Integral $-\int p dv$ darstellbar, wenn p den Druck bedeutet und unveränderliche Temperatur T vorausgesetzt wird. Der Druck p ist als Funktion von v in dem Andrewsschen Diagramm (s. d.) (der van der Waalsschen Gleichung entsprechend) darstellbar und für die freie Energie erhält man bei einem einfachen Stoff den in untenstehender Figur wiedergegebenen Verlauf. Da die Tangente an diese Kurve in einem beliebigen Zustandspunkt $(\frac{\partial \Psi}{\partial v})_T = -p$ ist und also einen Wert für den Druck in dem betrachteten Zustandspunkt liefert, so muß das Sättigungsgebiet, in dem zwei Phasen von verschiedenem spezifischen Volumen v denselben Druck p besitzen, durch eine Tangente gekennzeichnet sein, die zwei Punkten (A und B) der Ψ -Kurve gemeinsam ist. Irgend einem Punkt auf der Geraden



zwischen A und B Freie Energie im Sättigungsgebiet.

Wert der freien Energie

entspricht eine bestimmte Mischung der beiden Phasen. Da nun dem Gleichgewichtszustand stets der kleinste Wert der freien Energie zukommt, so ersieht man zugleich, daß den Zuständen auf der Geraden AB größere Stabilität entspricht als den Zuständen längs der Kurve zwischen A und B. Ganz den Darlegungen bei dem Andrewsschen Diagramm entsprechend sind die Zustände zwischen A und C oder B und B metastabil (s. d.), die Zustände zwischen C und D labil. In C und D besitzt die Kurve Wendepunkte, so daß man auch sagen kann, alle Punkte der

Kurve sind labil, in denen die Tangente oberhalb der Ψ -Kurven liegt. — Liegt die betrachtete Temperatur oberhalb der kritischen des betreffenden Stoffes, so wechselt die Krümmung der Kurve in keinem Punkte ihr Vorzeichen, dann ist keine Doppeltangente wie in den Punkten A und B vorhanden. Eine van der Waalssche Ψ -Fläche für zwei Komponenten sehr verschiedener kritischer Temperatur, etwa Wasserstoff und Heliums, würde also für eine dazwischenliegende Temperatur durch eine Anzahl von Schnitten in der Ψ , v Ebene gekennzeichnet sein können, bei denen mit fortlaufend verändertem x das Stück zwischen A und B mehr und mehr zusammenschrumpft und schließlich verschwindet. Das labile Gebiet würde dann durch diejenige Kurve abgegrenzt, welche alle Punkte verbindet, in denen die räumliche Krümmung von bikonvex zu konkav-konvex übergeht. Diese Kurve heißt Spinodale, weil die Tangentialebene in irgendeinem ihrer Punkte mit der Ψ -Fläche sich in einer Linie schneidet, die im Berührungspunkt eine Spitze (spina = Dorn) besitzt. — Statt der Doppeltangente AB erscheint in dem räumlichen Gebilde eine Fläche, die man dadurch

gewinnt, daß man eine in zwei Punkten berührende Doppeltangentialebene auf der Ψ -Fläche abrollt. Die zusammengehörigen Berührungspunkte der Doppeltangentialebene heißen Noden oder Konnoden, sie gehören im allgemeinen zu verschiedenen Werten von x . Die Verbindungslinie aller Noden heißt Binodale oder Konnodale. Derjenige Teil der Ψ -Fläche, der durch die Binodale begrenzt wird, heißt Falte. Dort, wo die Falte aufhört, fallen die beiden Konnoden zusammen und bilden den sog. Faltenpunkt. Er entspricht dem kritischen Punkt bei einem einheitlichen Stoff und gilt als kritischer Punkt der bezüglich der Konzentration x der einen Komponente. Faltenpunktskurve heißt die Verbindungslinie aller Faltenpunkte bei kontinuierlicher Veränderung der Temperatur.

In besonderen Fällen kann die erwähnte Tangentialebene drei Berührungspunkte mit der Ψ -Ebene haben. Dann sind gleichzeitig zwei flüssige und eine dampfförmige Phase vorhanden und man kann drei Falten unterscheiden, die im Phasendreieck zusammentreffen. *Henning.*
Näheres s. Handb. d. Phys. X, Artikel Kohnstamm.

Q

Quadrant. Frühere Bezeichnung für die praktische Einheit der Induktivität im elektromagnetischen Maßsystem, die heute „Henry“ genannt wird (s. d.).

Quadrantenelektrometer (Thomson). Ein Elektrometer (s. d.), bei dem eine leichte metallische Nadel über einem aus vier ebenen Platten gebildeten Quadranten drehbar aufgehängt ist. Die Quadranten können auch als Schachtel ausgebildet sein, innerhalb deren die Nadel dann schwingt (Schachtelektrometer). Von den Quadranten sind in der Regel zwei diametral gegenüberstehende zu einem Paar verbunden, die auf gleiches Potential geladen werden. Die Nadel hat biskuitförmige Gestalt und ist an einem dünnen leitenden Faden (Wollastondraht, versilberter Quarzfaden) aufgehängt. Zur Ablesung des Ausschlags der Nadel ist ein Spiegel fest mit ihr verbunden. In der Nulllage, d. h. wenn sich alle Quadranten auf gleichem Potential befinden, soll die Nadelachse parallel einer Trennungslinie der Quadranten stehen. Man unterscheidet verschiedene Schaltungsarten des Quadrantenelektrometers, die auch für andere Elektrometer angewendet werden können (Idiostatische oder Doppel-, Quadranten- und Nadelschaltung, s. d.). Das Instrument erfordert eine gute Justierung. Um die Ungleichmäßigkeiten der Aufhängung usw. zu beseitigen, müssen die Ausschläge kommutiert und in geeigneter Weise kombiniert werden; es fallen dadurch verschiedene Fehler der Einstellung heraus; die Theorie hierzu ist von Orlich aufgestellt worden. Um der Nadel eine größere Stabilität bei großer Leichtigkeit zu geben, werden z. B. zwei aus Silberpapier geschnittene Nadelhälften an den Rändern zusammengeklebt, während die Mitte der Nadel ausgebaucht ist.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl., Leipzig 1928.

Quadrantenschaltung bei Elektrometern aller Art (s. d.) nennt man diejenige Schaltung, bei der das eine Plattenpaar bzw. die eine Platte usw. mit dem Gehäuse geerdet wird, während das andere auf das zu messende Potential geladen ist. Die Nadel wird mittels einer Hilfsspannung auf einem konstanten Potential gehalten, das höher ist, als das zu messende Potential. *W. Jaeger.*

Quadrate, Methode der kleinsten, ist eine Methode, aus einer größeren Anzahl von Beobachtungen die wahrscheinlichsten Werte der gesuchten Größen zu bestimmen. Bezeichnet man die Unterschiede zwischen den zu findenden Endwerten und den beobachteten Ausgangswerten als Fehler oder als Verbesserungen, so sind nach dem Prinzip der Methode der kleinsten Quadrate jene Werte die besten, für welche die Quadratsumme der übrigbleibenden Fehler oder der anzubringenden Verbesserungen ein Minimum wird. Dieses Prinzip findet die Bestätigung seiner Brauchbarkeit darin, daß es unmittelbar auf den Begriff des arithmetischen Mittels führt. Die Methode kann nur angewendet werden, wenn die Zahl der Beobachtungen die Zahl der zu bestimmenden Stücke bedeutend übersteigt, und wenn angenommen werden kann, daß die Abweichungen der durch die Beobachtung gegebenen Werte von den wahren dem Gesetz des Zufalles folgt. Mit anderen Worten: systematische Fehler können auf diesem Wege nicht beseitigt werden.

Sind die Fehler nur zufällige, so entsprechen sie dem Gaußschen Fehlerverteilungsgesetz, nach welchem die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Fehlers, der zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ liegt, gegeben ist durch

$$\varphi(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2\varepsilon^2} d\varepsilon.$$

Hier ist h eine Konstante, welche als das Maß der Präzision bezeichnet wird. Je größer h , um so größer wird die Wahrscheinlichkeit kleiner Fehler, um so kleiner die Wahrscheinlichkeit großer Fehler.

Man unterscheidet zwischen wahren Fehlern ε und scheinbaren Fehlern v . Die ersteren sind nicht bestimmbar, da wir den wahren Wert einer Größe nicht finden können; wir finden nur einen wahrscheinlichsten Wert, der im Vergleich mit den Beobachtungen den scheinbaren Fehler v gibt.

Statt der Größe h führt man folgende Begriffe ein:

1. Der mittlere Fehler: gleich der Quadratwurzel aus dem arithmetischen Mittel der Quadrate der wahren Fehler:

$$\mu = \pm \frac{0,70711}{h}$$

2. Der durchschnittliche Fehler: gleich dem arithmetischen Mittel der wahren Fehler, ohne Rücksicht auf das Vorzeichen:

$$\vartheta = \pm \frac{0,56419}{h}$$

3. Der wahrscheinliche Fehler, dessen Auftreten die Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ hat:

$$\varrho = \pm \frac{0,47694}{h}$$

A. Fehlerübertragungsgesetz. Hat eine aus den Beobachtungen gerechnete Größe X den mittleren Fehler $\pm\mu$, so hat die Größe aX den mittleren Fehler

$$m = \pm a\mu$$

Haben zwei Größen X_1 und X_2 die mittleren Fehler μ_1 und μ_2 , so hat $X_1 + X_2$ oder $X_1 - X_2$ den mittleren Fehler

$$m = \pm \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}$$

Allgemein hat $M = a_1 X_1 + a_2 X_2 + \dots$ den mittleren Fehler

$$m = \pm \sqrt{a_1^2 \mu_1^2 + a_2^2 \mu_2^2 + \dots}$$

Beliebige Funktionen werden durch Einführung von Näherungswerten und Entwicklung nach den Verbesserungen linear gemacht, worauf der kombinierte Fehler wie oben gerechnet werden kann.

B. Direkte Beobachtungen. Ist eine Größe n mal beobachtet worden, so ist ihr wahrscheinlichster Wert X gegeben durch das arithmetische Mittel. Sind x_1, x_2, \dots, x_n die Beobachtungen, so wird

$$X = \frac{[x]}{n}$$

(die eckige Klammer bezeichnet mit Gauß immer die Summe). Wir bilden

$$X - x_1 = v_1, X - x_2 = v_2, \dots, X - x_n = v_n$$

Der mittlere Fehler einer Beobachtung wird dann

$$\mu = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}}$$

Der mittlere Fehler des arithmetischen Mittels gleich

$$M = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n(n-1)}}$$

C. Gewichte. Die Genauigkeit einer Beobachtung kann durch eine Zahl ausgedrückt werden, die man als die Anzahl gleichwertiger Beobachtungen auffassen kann, die diese Beobachtung ersetzen könnten. Diese Zahl heißt das Gewicht g .

Das arithmetische Mittel der Beobachtungen x_1, x_2, \dots, x_n mit den Gewichten g_1, g_2, \dots, g_n ist

$$X = \frac{[gx]}{[g]}$$

Der mittlere Fehler einer Beobachtung vom Gewicht 1 wird:

$$\mu_0 = \pm \sqrt{\frac{[g vv]}{n-1}}$$

Der mittlere Fehler einer Beobachtung vom Gewichte g_i wird

$$\mu_i = \pm \sqrt{\frac{[g vv]}{g_i(n-1)}}$$

Der mittlere Fehler des arithmetischen Mittels wird:

$$M = \pm \sqrt{\frac{[g vv]}{[g](n-1)}}$$

D. Vermittelnde Beobachtungen. Oft tritt der Fall ein, daß die zu bestimmenden Größen nicht der direkten Beobachtung zugänglich sind, sondern daß die letzteren Funktionen der ersteren sind. Es seien

$$L_i = f_i(XYZ \dots) \quad i = 1 \dots n$$

diese Funktionen. Wir führen statt XYZ Näherungswerte X_0, Y_0, Z_0, \dots ein, so daß $X_0 + x, Y_0 + y, Z_0 + z$ die gesuchten Werte sind. Wir entwickeln nach den kleinen Größen $xyz \dots$ und finden

$$L_i - f_i(X_0 Y_0 Z_0 \dots) = \left(\frac{d f_i}{d X_0}\right) \cdot x + \left(\frac{d f_i}{d Y_0}\right) \cdot y + \dots = a_i x + b_i y + c_i z + \dots$$

Den links verbleibenden Rest nennen wir l_i .

Wir bilden nun die n linearen Gleichungen

$$l_i = a_i x + b_i y + c_i z + \dots$$

Jeder Beobachtung entspricht eine solche Gleichung. Da nun die Zahl dieser Gleichungen größer sein muß als die Zahl der Unbekannten, so wird es im allgemeinen kein Wertesystem x, y, z geben, welches die Gleichungen genau erfüllt. Jedes solche System wird in die Gleichungen eingesetzt, Reste v_i übrig lassen:

$$v_i = a_i x + b_i y + c_i z + \dots - l_i$$

und wir werden jene Werte von x, y, z, \dots als die richtigen ansehen, welche die Summe der Quadrate aller v , jedes multipliziert mit seinem Gewichte zu einem Minimum macht. Sind die Gewichte der einzelnen Beobachtungen g_i , so haben wir

$$[g vv] = \sum_{i=1}^n g_i (a_i x + b_i y + c_i z + \dots - l_i)^2 = \text{Min.}$$

Setzen wir die Differentialquotienten dieses Ausdruckes nach x, y, z, \dots der Reihe nach = 0, so erhalten wir das Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} [g aa] x + [g ab] y + [g ac] z + \dots &= [g al] \\ [g ab] x + [g bb] y + [g bc] z + \dots &= [g bl] \\ \dots & \dots \end{aligned}$$

Dieses System linearer Gleichungen heißt das System der Normalgleichungen. Es enthält ebensoviele Gleichungen als Unbekannte und seine Auflösung liefert die gesuchten Werte von x, y, z, \dots

$$X_0 + x, Y_0 + y, Z_0 + z, \dots$$

sind dann die verbesserten Werte der Unbekannten.

E. Bedingte Beobachtungen. Es seien l_1, l_2, \dots, l_n durch Beobachtung gefundene Größen. An diese sollen gewisse Verbesserungen v_1, v_2, \dots, v_n angebracht werden, derart, daß eine Anzahl von Gleichungen streng erfüllt wird. Z. B. wenn in einem Dreiecke alle drei Winkel gemessen werden, so wird ihre Summe wegen der Beobachtungsfehler

von 180° abweichen. Die Beobachtungen müssen dann so verbessert werden, daß die Summe genau gleich 180° wird.

Es seien $\varphi_1 = 0, \varphi_2 = 0, \dots, \varphi_r = 0$ die Bedingungsgleichungen; ihre Zahl sei r . Wir können setzen

$$\varphi_k (l_1 + v_1, l_2 + v_2, \dots, l_n + v_n) = \varphi_k (l_1, l_2, \dots, l_n) + v_1 \frac{d\varphi_k}{dl_1} + v_2 \frac{d\varphi_k}{dl_2} + \dots + v_n \frac{d\varphi_k}{dl_n} = 0 \quad k = 1 \dots r$$

oder abgekürzt

$$w_1 + a_1 v_1 + a_2 v_2 + a_3 v_3 + \dots + a_n v_n = 0$$

$$w_2 + b_1 v_1 + b_2 v_2 + b_3 v_3 + \dots + b_n v_n = 0$$

$$w_r + q_1 v_1 + q_2 v_2 + q_3 v_3 + \dots + q_n v_n = 0.$$

In dieser linearen Form können die Bedingungsgleichungen immer dargestellt werden. Es liegt nun eine Minimaufgabe mit Nebenbedingungen vor. Es muß $[g \ vv]$ ein Minimum sein unter Einhaltung der obigen Bedingungen. Nach bekannten Regeln muß also

$$[g \ vv] - 2 k_1 ([av] + w_1) - 2 k_2 ([bv] + w_2) - \dots - 2 k_r ([qv] + w_r) = \text{Min.}$$

sein, wo die k vorläufig noch unbekannte Faktoren sind. Die Differentiation nach $v_1 \dots v_n$ führt auf die n Gleichungen

$$g_1 v_1 - (a_1 k_1 + b_1 k_2 + \dots + q_1 k_r) = 0$$

$$g_2 v_2 - (a_2 k_1 + b_2 k_2 + \dots + q_2 k_r) = 0$$

$$g_n v_n - (a_n k_1 + b_n k_2 + \dots + q_n k_r) = 0,$$

die sog. Korrelatengleichungen, welche mit den r Bedingungsgleichungen zusammen $n + r$ lineare Gleichungen bilden zur Bestimmung der n Größen v und der r Größen k . Setzen wir die Größen v aus den Korrelatengleichungen in die Bedingungsgleichungen ein, so bleiben die r Normalgleichungen

$$\left[\frac{aa}{g} \right] k_1 + \left[\frac{ab}{g} \right] k_2 + \dots + \left[\frac{aq}{g} \right] k_r + w_1 = 0$$

$$\left[\frac{ab}{g} \right] k_1 + \left[\frac{bb}{g} \right] k_2 + \dots + \left[\frac{bq}{g} \right] k_r + w_2 = 0$$

$$\left[\frac{ag}{g} \right] k_2 + \left[\frac{bg}{g} \right] k_2 + \dots + \left[\frac{qg}{g} \right] k_r + w_r = 0.$$

Aus diesen Gleichungen bestimmt man die Größen k , welche in die Korrelatengleichungen eingesetzt die gesuchten v liefern. *A. Prey.* Näheres s. S. Wellisch, Theorie und Praxis der Ausgleichsrechnung. 1909/10.

Quadratur eines Gestirnes ist die Konstellation, wo es 90° von der Sonne absteht. *Bottlinger.*

Quadrifilarmagnetometer. Von K. Schering erdachtes Instrument zur Messung der Variationen der Vertikalintensität des Erdmagnetismus, bestehend aus einem Magneten, von dessen Seitenflächen je ein Paar Metalldrähte ausgehen, so daß er nur in der Vertikalebene beweglich ist. *A. Nippoldt.*

Quadrupel- oder Vierfachpunkt heißt in Analogie zum Tripel- (s. d.) oder Dreifachpunkt derjenige Zustandspunkt, welcher den vier gleichzeitig möglichen Phasen eines aus zwei unabhängigen Bestandteilen aufgebauten Systems gemeinsam ist. So sind z. B. Druck und Temperatur eindeutig bestimmt, wenn eine Salzlösung bestimmter Konzentration gleichzeitig mit Wasserdampf, Eis und festem Salz im thermodynamischen Gleichgewicht vorhanden ist (s. Mehrfachpunkt). *Henning.*

Qualimeter nach Bauer. Früher in der Röntgentechnik verwandtes Instrument zur Beurteilung der

Härte der Röntgenstrahlen. Es besteht aus einem statischen Elektrometer mit einem vorgeschalteten Kondensator und wird mit einem Pol der Röntgenröhre verbunden. Je höher die Röhrenspannung ist, desto größer ist der Ausschlag des Instrumentes. Für genauere Messungen ist das Gerät nicht geeignet. *Behnken.*

Quantelung, quanteln, quantisieren, die Anwendung der Quantenbedingungen (s. d.).

Quantenansatz s. Quantenbedingungen.

Quantenausbeute. Unter Quantenausbeute versteht man die Lichtempfindlichkeit photochemischer Systeme im Sinne der Quantentheorie. Man definiert sie gewöhnlich durch die Zahl der von einem absorbierten $h \nu$ umgesetzten Molekeln (vgl. Lichtempfindlichkeit). *W. Noddack.*

Quantenbahn, eine der durch die Quantenbedingungen (s. d.) ausgezeichneten Bewegungsmöglichkeiten eines Atoms oder Moleküls, allgemeiner jeder nach dem I. Bohrschen Postulat (s. Bohrsche Theorie der Spektrallinien) vorhandene stationäre Zustand eines solchen Gebildes.

Quantenbedingungen. Während nach der gewöhnlichen Mechanik oder Elektrodynamik die Bestandteile eines Atoms oder Moleküls gleichwie bei den sichtbaren Körpern eine kontinuierliche Menge von Bewegungszuständen besitzen sollten, läßt die Quantentheorie (s. d. und Bohrsche Theorie der Spektrallinien) nur eine diskrete Menge gewisser stationärer Zustände (s. d.) oder Quantenbahnen zu, welche durch die Quantenbedingungen aus jener kontinuierlichen Menge hervorgehoben werden. Diese Quantenbedingungen, gelegentlich auch als *Quantenansatz* bezeichnet, haben sich aus den älteren Ansätzen von Planck für die Energie eines Oszillators von einem Freiheitsgrade ($\epsilon = h \cdot \nu$, bzw. ganzzahlige Vielfache dieser Größe; ϵ Energie, h Plancksches Wirkungsquantum, ν Frequenz des Oszillators) entwickelt. Für die Klasse der sog. *bedingt periodischen Systeme* (s. d.) von beliebig vielen Freiheitsgraden haben Sommerfeld, Schwarzschild und Epstein folgende Form der Quantenbedingungen aufgestellt: Bedeuten q_i und p_i die Koordinate, bzw. den zu ihr kanonisch konjugierten Impuls der i -ten Partialschwingung eines solchen Systems, so hat man:

$$\oint p_i \cdot dq_i = n_i \cdot h \quad (i = 1, 2 \dots s)$$

für alle s unabhängigen Partialschwingungen zu setzen. (Über das Verhältnis der Zahl s zur Anzahl r der Freiheitsgrade, s. bedingt periodische Systeme.) Der Kreis am Integralzeichen bedeutet, daß die Integration über eine ganze Periode von q_i und p_i zu erstrecken ist; die Integrale selbst nennt man *Phasenintegrale* (eine elegante Methode zu ihrer Berechnung auf komplexem Wege hat Sommerfeld angegeben). Das auf den rechten Seiten der Quantenbedingungen stehende h ist das *Plancksche Wirkungsquantum*, die n_i heißen die *Quantenzahlen* und können alle positiven ganzzahligen Werte annehmen. Wählt man für die s Quantenzahlen irgendwelche beliebige ganze Zahlen, so wird durch die obigen Bedingungen ein bestimmter stationärer Zustand oder eine Quantenbahn festgelegt; es läßt sich zeigen, daß die Energiestufen des „gequantelten“ bedingt periodischen Systems durch die s Quantenzahlen *eindeutig* bestimmt wird, was für die Anwendbarkeit der *Bohrschen Frequenzbedingung* (s. d.) von grundsätzlicher Be-

deutung ist. Je nach der geometrischen und physikalischen Bedeutung der einzelnen Phasenintegrale führen diese, sowie die ihnen entsprechenden Quantenzahlen besondere Bezeichnungen. So gibt es z. B. bei beliebig kompliziert gebauten Atomen ein Phasenintegral, in das der *Gesamtdrehimpuls* p_x des Gebildes eingeht; diese Quantenbedingung lautet

$$2\pi p_x = n_x h$$

und die Quantenzahl n_x heißt jetzt insbesondere *Impulsquantenzahl*.

Die oben formulierten Quantenbedingungen haben die Eigenschaft, bei einer sog. *adiabatisch-reversiblen* Beeinflussung des bedingt periodischen Systems unverändert zu bleiben; die auf den linken Seiten der Quantenbedingungen stehenden Phasenintegrale sind nämlich *adiabatische* oder *Parameterinvarianten* dieser Systeme (s. d.), die rechten Seiten jedoch beliebige ganzzahlige Vielfache der universellen (d. h. prinzipiell unveränderlichen) Größe h . Sie genügen daher den Forderungen der Ehrenfest'schen *Adiabatenhypothese* (s. d.).

Die Anwendung der Quantenbedingungen ist naturgemäß an die Voraussetzung gebunden, daß sich die Bewegung in den stationären Zuständen überhaupt in genügender Annäherung mittels der gewöhnlichen Mechanik beschreiben läßt. Vgl. diesbezüglich den Artikel Stationäre Zustände. Aus den Periodizitätseigenschaften der bedingt periodischen Systeme ergibt sich, daß ihre Energie den kleinstmöglichen Quantenwert annimmt, wenn man den Quantenzahlen ihre kleinsten zulässigen ganzzahligen Werte erteilt. Diese stationären Zustände entsprechen daher den *Normalzuständen* der Atome und Molekeln (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell). Für *sehr große* Werte der Quantenzahlen unterscheiden sich die einzelnen stationären Zustände immer weniger voneinander, d. h. praktisch verhält sich in diesem Gebiete *jede klassische* (also auch jede von den Quantenbedingungen ausgeschlossene) Bahn, wie eine Quantenbahn. Diese Eigenschaft ermöglicht die Anwendung des *Bohr'schen Korrespondenzprinzips* (s. d.). Bezüglich der Frage nach der Quantelung nicht bedingt periodischer Systeme, insbesondere der sog. *Störungsquantelung*, d. h. der Annäherung nicht bedingt periodischer Quantenbahnen durch bedingt periodische, muß auf die Literatur verwiesen werden.

Die jüngste Fortentwicklung der Quantentheorie (s. d.) hat gezeigt, daß man von den vorstehend besprochenen halbklassischen Bewegungsproblemen und der Aussonderung bestimmter Quantenbahnen durch Quantenbedingungen grundsätzlich Abstand nehmen muß. In der Heisenbergschen Quantenmechanik (s. d.) tritt an Stelle der Quantenbedingungen eine ganz bestimmte Matrizen-Rechenregel („Vertauschungsregel“), in welcher das Plancksche h vorkommt; allerdings ist diese Rechenvorschrift ihrer Bauart nach, den obigen Quantenbedingungen nahe verwandt. Die Lösung eines quantenmechanischen Problems kann überdies durch ein Näherungsverfahren gewonnen werden, dessen erster Näherungsschritt den Zusammenhang mit der bisherigen Quantentheorie einschließlich der obigen Quantenbedingungen ohne Schwierigkeit erkennen läßt. Eine angenäherte Beschreibung eines quantentheoretischen Sachverhaltes mittels der bisherigen Quantenzahlen und Quantenbedingungen kann daher nach wie vor zulässig sein, was für die allgemeine Theorie des

Atombaues (s. d. und Bohr-Rutherford'sches Atommodell) von der größten Tragweite ist. Innerhalb der Schrödingerschen Wellenmechanik (s. d.) liegen die Verhältnisse ganz ebenso, nachdem sie mit der Quantenmechanik in mathematischer Hinsicht identisch ist. Eigentliche Quantenbedingungen sind hier formal noch in höherem Maße ausgeschaltet wie in der Heisenbergschen Theorie. Das Plancksche Wirkungsquantum wird von vornherein, ähnlich der Theorie der Phasenwellen (s. d.) von L. de Broglie, in die Grundlagen der Theorie aufgenommen und ist ein organischer Bestandteil des Randwertproblems der Schrödingerschen Wellengleichung (s. Wellenmechanik), dessen Integration unmittelbar zu den Energiestufen des behandelten Quantengebildes führt.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie usw. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. 5, 28 und Leipzig 1926.

Quantengewichte, die nach der Quantentheorie (s. d.) a priori bestehenden relativen Häufigkeiten für die Realisierung verschiedener stationärer Quantenzustände eines quantenhaft aufgebauten Gebildes. Die ältere Quantenlehre (s. etwa Bohr'sche Theorie der Spektrallinien) hat auf Grund der Anwendung der Ehrenfest'schen Adiabatenhypothese (s. d.) geschlossen, daß die Quantengewichte nicht-entarteter Quantenzustände eines Atomsystems (s. bedingt-periodische Systeme) untereinander gleich groß sind, jene von entarteten Quantenzuständen aber gleich der Summe der Quantengewichte aller jener nicht-entarteten Zustände, welche nach Aufhebung der Entartung aus dem entarteten Zustande hervorgehen können. Setzt man das Quantengewicht eines nicht-entarteten Zustandes willkürlich gleich Eins, so werden die letzteren Quantengewichte ganze Zahlen. Nach der neueren Entwicklung der Quantentheorie werden die Verhältnisse kompliziert durch die verschiedenen Möglichkeiten von quantenhaften Einstellungen der Elektronendrehimpulse (siehe Kreiselektron und Paulisches Eindeutigkeitsprinzip) in Verbindung mit dem besonderen Charakter der Wechselwirkungen verschiedener Elektronen des gleichen Atomsystems nach der Heisenbergschen Quantenmechanik (s. d.).

Die quantentheoretische Vorausberechnung oder anderweitige empirische Ermittlung der Quantengewichte ist für alle statistischen Aussagen von besonderer Bedeutung, sei es hinsichtlich der Eigenschaften des einzelnen Atomsystems (Intensität von Spektrallinien, Häufigkeit quantenkinetischer Vorgänge), sei es für die makroskopisch-statistischen Gesetzmäßigkeiten einer Gesamtheit von sehr zahlreichen Atomsystemen. Das letztere Gebiet wird von der Quantenstatistik (s. d.) umfaßt. Die Quantengewichte gehen hier unmittelbar in die sog. Verteilungsfunktion der Atomsysteme (bzw. anderer statistischer Teilsysteme) ein und nehmen vermittelt dieser entscheidenden Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit der makroskopisch-thermodynamischen Zustandsfunktionen. Ist diese Temperaturabhängigkeit auf experimentellem Wege ermittelt, z. B. von spezifischen Wärmen, so kann man daraus zunächst die Verteilungsfunktionen der statistischen Teilsysteme ableiten. Diese sind nach der Quantenstatistik (s. d.) von der universellen Form

$$f(T) = \sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT};$$

wo E_i die verschiedenen quantenhaften Energiestufen der Teilsysteme und g_i die dazugehörigen Quantengewichte bedeuten, ferner T die absolute Temperatur und k die Boltzmann-Plancksche Konstante. Wenn $f(T)$ durch hinreichend exakte Messungen genau bekannt ist, können die Größen g_i und E_i daraus auf rechnerischem Wege eindeutig ermittelt werden. Bisher sind nur in zwei Fällen ausreichende experimentelle Unterlagen für die Anwendung dieses prinzipiell bedeutungsvollen Verfahrens bekannt, das Plancksche Strahlungsgesetz (s. d.) für die Hohlraumstrahlung, sowie die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme einfacher kristallisierter Festkörper. In beiden Fällen ergab sich, daß die Quantengewichte für alle Energiestufen (hier der Hohlraum- bzw. Festkörper-Eigenschwingungen) miteinander übereinstimmen, wie es die Theorie hier in der Tat gefordert hat.

Die Quantengewichte der Energiestufen irgendeiner Sorte von Atomsystemen stellen Relativgrößen dar, so daß von vornherein nicht angegeben werden kann, in welcher Beziehung sie zu den Quantengewichten anderer Sorten von Atomsystemen stehen. Man überzeugt sich leicht, daß solche Gewichtsverhältnisse von entscheidendem Einfluß sein müssen auf alle Arten von chemischen Gleichgewichten (Dissoziation, Ionisation), sowie auf den Dampfdruck über kondensierten Phasen. Da alle diese Gleichgewichte völlig bestimmt und auf Grund des Nernstschen Wärmethorems berechenbar sind, müssen auch die zugrundeliegenden Gewichtsverhältnisse gesetzmäßig bestimmte sein. Man kann sie sowohl aus experimentellen Daten, wie aus dem Nernstschen Wärmesatz abzuleiten suchen und findet, daß letzterer mit einer universellen Festlegung der Gewichtseinheiten für feste Körper beliebiger chemischer Zusammensetzung gleichbedeutend ist: die Quantengewichte der Eigenschwingungen ganz beliebiger Festkörper in ihren kleinsten quantenhaften Energiestufen stimmen miteinander überein. Diese gesetzmäßige Normierung der Festkörper-Quantengewichte reicht jedoch nur dazu hin, um die Übereinstimmung der aus chemischen und Verdampfungs-Gleichgewichten ermittelbaren chemischen Konstanten sicherzustellen. Das Verhältnis der Quantengewichte für den kondensierten und den Gaszustand bleibt noch unbestimmt. Theorie und Experiment sprechen nach dem gegenwärtigen Stande (1927) vielfach dafür, daß auch hier die Quantengewichte der „untersten“ Energiestufen miteinander übereinstimmen.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie. Sonderabdr. aus d. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28. Leipzig 1926.

Quantenhypothese s. Quantentheorie.

Quantenkinetik, die Gesamtheit aller mit elementaren Stoßvorgängen von Atomsystemen zusammenhängenden Quantenerscheinungen. Denkt man alle Stoßteilnehmer zu einem übergeordneten einheitlichen Atomsystem zusammengefaßt, so stellt dieses ein unabgeschlossenes Atomsystem dar. Eine konsequente Behandlung der unabgeschlossenen Atomsysteme in der Quantentheorie (s. d.) hat erst die Quantenmechanik (s. d.), bzw. Wellenmechanik (s. d.) möglich gemacht, in welcher ein prinzipieller Unterschied gegenüber den von der älteren Quantenlehre allein umfaßten abgeschlossenen Atomsystemen fortfällt. Die Be-

handlung der quantenkinetischen Elementarprozesse kann in zwei verschiedenen Stufen erfolgen, je nachdem, welche Aussagen man über sie zu erhalten wünscht. Handelt es sich nur darum, Möglichkeit und allgemeine Eigenschaften eines bestimmten Einzelvorganges zu beurteilen, so genügt fast immer die Anwendung der auch innerhalb der Quantentheorie (s. d.) exakt gültigen Erhaltungssätze der Energie, des Linear- und Drehimpulses. Hierbei kommt es auf die genaueren Bedingungen des eigentlichen Stoßvorganges nicht an und man kann voraussetzen, daß eine merkliche Wechselwirkung zwischen den Stoßteilnehmern nur vernachlässigbar kurze Zeit andauert. Anders wenn man auch über die Relativhäufigkeit der Stoßvorgänge Bescheid zu erhalten wünscht, über ihre Übergangswahrscheinlichkeiten (s. d.). In diesem Falle ist die quantenmechanische Behandlung unerlässlich, welcher die Annahme einer dauernden Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern wesentlich ist. Die quantenmechanische Behandlung folgert ganz allgemein, daß neben einem bestimmten Elementarprozeß auch stets sein „inverser“ oder Gegenprozeß realisierbar ist, so daß also die Möglichkeit des einen auch jene des anderen Vorganges bedingt. Dieser Satz bildet die wichtige Unterlage für das in der allgemeinen Statistik (s. d.) der Molekularvorgänge benutzte Prinzip, welches als Vorbedingung eines thermodynamisch-statistischen Gleichgewichtszustandes das statistische Teilgleichgewicht aller vorkommenden Paare von zueinander inversen Elementarvorgängen ausspricht.

Im einzelnen können die quantenkinetischen Elementarvorgänge eingeteilt werden in strahlungslose und strahlungsbedingte, ferner danach, wie viele Atomsysteme an ihnen teilhaben (Zweierstöße, Dreierstöße usw.), und ob diese Anzahl vor und nach dem Zusammenstoß die gleiche geblieben ist. Wenn die Stoßteilnehmer ausschließlich chemische Atome und Moleküle sind, so bedeuten die Stoßprozesse, durch welche ihre Zahl geändert wird, elementare chemische Reaktionsvorgänge.

Die Anwendung des Energie- und Impulssatzes auf die einfachsten Stoßvorgänge ergibt folgendes. Wenn die relative Translationsenergie zweier in ihren Normalzuständen befindlicher Atomsysteme die Anregungsenergie eines der beiden übersteigt, so kann es zu einem strahlungslosen Zweierstoß kommen, nach welchem, auf Kosten der Translation, eines von den beiden Gebilden sich in einer höheren Energiestufe befindet. Ähnliches kann natürlich bei von vornherein in höheren Energiestufen befindlichen Atomsystemen ebenso stattfinden, wobei es dann allenfalls auch zu einer Abgabe von innerer Energie eines der Atomsysteme zugunsten der Translation kommen kann. Jeder mit einem Wechsel von Quantenstufen verbundene Stoßvorgang heißt unelastisch. Stöße erster Art sind mit Zunahme von innerer Energie, Stöße zweiter Art mit deren Abnahme verknüpft; zu jedem Stoß erster Art gibt es einen inversen Stoß zweiter Art. Auch das (viel häufigere) Eintreten elastischer Zusammenstöße ohne Veränderung der beiderseitigen Energiestufen, wie es in der gewöhnlichen kinetischen Gastheorie (s. d.) zugrunde gelegt wird, ist ein Quantenvorgang, weil beliebig kleine Energiebeträge von den Atomen

nicht aufgenommen oder abgegeben werden können. Bei der Elektronenstoßmethode von Franck und Hertz kann das von dem Elektron getroffene Atom oder Molekül wegen seiner ganz überwiegenden Masse praktisch als stillestehend betrachtet werden; die elektrisch bestimmte Abnahme der Translationsenergie des Elektrons infolge des Stoßes mißt dann unmittelbar den vom Atomsystem aufgenommenen quantenhaften Energiebetrag und gestattet so die experimentelle Ermittlung der sämtlichen Energiestufen des letzteren.

Reicht die relative Translationsenergie der Stoßteilnehmer dazu aus, um von einem derselben einen Bestandteil abzutrennen (Ionisation, Dissoziation), so stellt der inverse Vorgang einen strahlungslosen Dreierstoß dar. Aus dem Umstand, daß die genaue Übereinstimmung der relativen Translationsenergie eines Paares von Atomsystemen mit dem zu ihrer etwaigen Vereinigung erforderlichen Energiequantum unendlich unwahrscheinlich ist, muß man schließen, daß eine strahlungslose Vereinigung zu einem einheitlichen Atomsystem bei Zweierstoßen ebenso unmöglich ist, wie das spontane strahlungslose Aufbrechen eines Atomsystems in zwei Teilsysteme (s. Strahlungslose Quantenvorgänge). Zur strahlungslosen Vereinigung zweier Atomsysteme bedarf es also eines Dreierstoßes, wobei dem dritten Partner die Abfuhr der überschüssigen Energie nach dem Stoß zufällt.

Die quantenmechanische Behandlung der vorstehend besprochenen strahlungslosen Vorgänge ist noch sehr unvollständig. Sie zeigt aber, wie zuerst Einstein vorausgesehen hat, daß die Richtungsverteilung etwa der von Atomen oder von Kristallgittern elastisch (bzw. unelastisch) reflektierten Elektronen, oder der von Atomkernen „gestreuten“ Alphateilchen, ausgesprochene Maxima besitzen kann, wie sie in jüngster Zeit auch experimentell gefunden worden sind. Die beobachteten Maxima sind von der Art wellentheoretischer Interferenzmaxima und können in den einfachsten Fällen tatsächlich durch Interferenzen der de Broglieschen Materiewellen (s. Phasewellen und Wellenmechanik) gedeutet werden.

Die strahlungsbedingten Stoßvorgänge unterscheiden sich von den strahlungslosen dadurch, daß bei ihnen, meist auf alleinige Kosten der relativen Translationsenergie, Strahlungsenergie emittiert wird, bzw. durch Strahlungsabsorption eine Vermehrung der relativen Translationsenergie stattfindet. Wenn durch einen solchen Vorgang keine gegenseitige Anlagerung oder Abtrennung von Atomsystemen bewirkt wird, so ergibt die Anwendung der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.) auf die vorkommenden Energiebilanzen wegen der quantenmäßigen Unbestimmtheit der Relativenergie vor und nach dem Stoß die Emission oder Absorption kontinuierlicher Spektra von unbegrenzter Ausdehnung. Derartige Vorgänge sind z. B. für die Entstehung des kontinuierlichen Röntgenspektrums maßgebend, dessen kurzwellige Grenze nur durch die — prinzipiell belanglose — endliche Maximalenergie der Kathodenstrahlelektronen in einer Röntgenröhre zustandekommt. Beim Anlagerungsleuchten zweier sich vereinigender Atomsysteme und dem hierzu inversen lichtelektrischen Ionisations-, bzw. Dissoziationsvorgang treten in Emission, bzw. Absorption langwellig begrenzte konti-

nuierliche Spektra auf. (Näheres s. etwa Artikel Einsteinsche Quantengleichung.) Wie die Tatsachen des Compton-Effektes (s. Quantenoptik) gelehrt haben, kann es endlich auch Anlagerungs- und Ionisationsvorgänge geben, bei welchen statt gewöhnlicher Absorption oder Emission Zerstreuung der Strahlung unter Wellenlängenänderung eintritt (s. Anomale Zerstreuung). — Auch bei den strahlungsbedingten Stoßvorgängen hat erst die Quantenmechanik bestimmte brauchbare Aussagen über die Relativhäufigkeit der Elementarprozesse anzugeben vermocht. Sie betreffen z. B. die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen von der Wellenlänge des absorbierten Lichtes und von der Ordnungszahl der absorbierenden Atomsorte, oder die Intensitätsverhältnisse beim Compton-Effekt.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie, Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926; Franck und Jordan, Anregung von Quantensprüngen. Berlin, Julius Springer 1926.

Quantenmechanik, von Heisenberg 1925 aufgefunden neue Grundlegung der Quantentheorie (s. d.). Nachdem sich immer deutlicher herausgestellt hatte, daß die in der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) benutzten Quantenbedingungen (s. d.) keine zutreffende Berechnung der quantenhaften Energiestufen von Atomsystemen mit mehr als einem Elektron ermöglichen konnten, schien eine Abänderung der Theorie unvermeidlich, welche indes die übrigen, erfolgreich gebliebenen Erkenntnisse der Quantentheorie beizubehalten erlauben mußten. Als wesentlichsten Mangel der älteren Methodik betrachtete Heisenberg den Umstand, daß die Quantenzustände, infolge ihrer Auswahl aus dem Kontinuum aller mechanisch denkbaren Elektronenbewegungen des Atommodells, mit einer Reihe von Bestimmungsstücken, wie den Koordinatenwerten der jeweiligen Elektronenorte und den Elektronengeschwindigkeiten, ausgestattet erschienen, welche wohl in der makroskopischen Mechanik beobachtbare Größen darstellen, nicht aber im Atominnern; hierzu kommt weiterhin, daß die verschiedenen Quantenübergänge (Quantensprünge) des Atoms mit ganz bestimmten, für die Intensität seiner Spektrallinien maßgebenden und somit grundsätzlich beobachtbaren „Übergangswahrscheinlichkeiten“ ausgestattet sind, welche mechanisch überhaupt unerfaßbar geblieben und nur im Wege des Bohrschen Korrespondenzprinzipes (s. d.) einer rohen elektrodynamischen Abschätzung zugänglich geworden waren. Den Ausweg aus diesen Gegensätzlichkeiten wies Heisenberg durch seine Forderung, in der neuen „Quantenmechanik“ nur grundsätzlich beobachtbare Atomeigenschaften zuzulassen: Energiestufen, bzw. Spektralfrequenzen, Intensität und Polarisationszustand der Spektrallinien, dann Kernladungszahl und Elektronenanzahl.

Der mit dieser Forderung postulierte Vorrang aller prinzipiell meßbaren Größen vor den übrigen denkbaren Bestimmungsstücken des Atommodells genügt naturgemäß noch nicht zu einer eindeutigen Verknüpfung aller dieser Größen. Hier muß und darf eine Anleihe bei der klassischen Mechanik richtunggebend eingreifen, wenn die vom Bohrschen Korrespondenzprinzip (s. d.) gefaßte asymptotisch-statistische Beziehung zu den makroskopisch-klassischen Gesetzen auch für die neue

Theorie erhalten werden soll. Diese Anleihe, illustriert für den Fall des eindimensionalen klassischen Bewegungsvorganges, besteht in folgendem. Die klassische Fourier-Zerlegung der Koordinate q als Funktion der Zeit t sei durch die Reihenentwicklung

$$q(t) = \sum_{\tau=1}^{\infty} q_{\tau} \cdot e^{2\pi i \nu_{\tau} t + i \delta_{\tau}}$$

gegeben, worin ν_{τ} ($\tau = 1, 2 \dots \infty$) die verschiedenen harmonischen Oberschwingungen der Bewegung, δ_{τ} ihre Phasenkonstanten und q_{τ} die zugehörigen Amplituden darstellt. Auch für das Atomsystem sind Amplituden und Phasen (vermittelt Intensität und Polarisation), sowie Spektralfrequenzen bekannt, aber die letzteren sind unharmonisch und genügen dem der Bohrschen Frequenzbedingung gleichwertigen Ritzschen Kombinationsprinzip (s. d.):

$$\nu(nm) = \frac{1}{h} (E_n - E_m).$$

$\nu(nm)$ ist somit durch die zwei Indizes der „Terme“ E_n/h , E_m/h bestimmt und ebenso müssen die zugehörige Amplitude $q(nm)$ und Phase $\delta(nm)$ den beiden Zahlen n, m zugeordnet sein. Der klassischen Mannigfaltigkeit

$$q_{\tau} \cdot e^{2\pi i \nu_{\tau} t + i \delta_{\tau}} \quad (\tau = 1, 2 \dots \infty)$$

von harmonischen Elementarschwingungen mit den von stetig veränderlichen Anfangsbedingungen abhängigen Konstanten q_{τ} , ν , δ_{τ} , steht demnach die mittels lauter grundsätzlich unveränderlichen Zahlen gebildete quadratische „Matrix“ \mathbf{q} der unharmonischen quantenmechanischen Elementarschwingungen gegenüber:

$$\begin{aligned} & q(11) \cdot e^{2\pi i \nu(11) \cdot t + i \delta(11)} \\ & \quad [q(12) \cdot e^{2\pi i \nu(12) \cdot t + i \delta(12)} \dots \dots] \\ \mathbf{q} \sim & q(21) \cdot e^{2\pi i \nu(21) \cdot t + i \delta(21)} \\ & \quad [q(22) \cdot e^{2\pi i \nu(22) \cdot t + i \delta(22)} \dots \dots] \\ & \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \end{aligned}$$

Da sich zeigt, daß man — von der wichtigen Nicht-Kommutativität der Multiplikation abgesehen — mit solchen Matrizen ähnlich rechnen kann, wie mit gewöhnlichen Zahlen, lassen sich auch die Gleichungen der gewöhnlichen Mechanik in Koordinaten- und Impulsmatrizen schreiben, anstatt in den gewöhnlichen stetigen Variablen. Zur Beseitigung der durch die Sonderstellung der Multiplikation entstehenden Unbestimmtheit bedarf es noch der Hinzunahme der sog. „Vertauschungsregeln“, welche zugleich die früheren Quantenbedingungen ersetzen. Wenn \mathbf{p} und \mathbf{q} die Koordinaten- und die Impulsmatrix eines Problemes von einem Freiheitsgrade bedeuten, lautet die Vertauschungsregel

$$\mathbf{p} \mathbf{q} - \mathbf{q} \mathbf{p} = h/2\pi i,$$

worin h das Plancksche Wirkungsquantum (s. d.) darstellt. Zur rechnerischen Ermittlung der eingeführten unendlich vielen quantenmechanischen Größen $q(nm)$, $\nu(nm)$, $\delta(nm)$ sind die in lauter Matrizenvariablen geschriebenen klassisch-mechanischen Bewegungsgleichungen ausreichend, welche mit der Kenntnis der gewöhnlichen klassisch-mechanischen Hamiltonschen Funktion des untersuchten Atommodells gegeben sind. Die allgemeine Theorie solcher Matrizenrechnungen für Probleme von mehreren Freiheitsgraden ist von Born, Heisenberg und Jordan entwickelt, von Dirac durch einen anderen, die Matrizen vermeidenden

Formalismus ersetzt worden. Ebenso wie jede andere klassisch-mechanische Funktion der Koordinaten und Impulse, erscheint auch die Energiefunktion in der Quantenmechanik als eine Matrixengröße \mathbf{E} . Wenn \mathbf{E} eine „Diagonalmatrix“ ist, d. h. wenn $E(nm) = 0$ für nm , und $E(nn) \equiv E_n$ ($n = 1, 2, \dots \infty$), so gilt das Ritzsche Kombinationsprinzip genau in der oben angeschriebenen Form, womit die Bohrsche Frequenzbedingung direkt als Folgerung aus der Quantenmechanik gewonnen ist. Die Diagonalglieder E_n von \mathbf{E} sind dann einfach die Energiestufen des betrachteten Atomsystems.

Die oben erwähnte unerläßliche Anleihe bei der klassischen Mechanik besteht nach dem Vorstehenden nicht nur im Ersatz der klassischen fourierzerlegbaren Variablen durch die quantenmechanischen Matrizenvariablen, sondern überdies noch in der Herübernahme der klassischen Zusammenhänge zwischen diesen Variablen in den Bewegungsgleichungen und der Hamiltonschen Funktion des klassischen Problems. In Übereinstimmung mit der Forderung, nur grundsätzlich beobachtbare Größen zuzulassen, verzichtet die neue Theorie ersichtlich vollkommen auf jede Möglichkeit einer anschaulichen Interpretation ihrer Ergebnisse. Der durch die klassische Koordinate $q(t)$ für jeden beliebigen Zeitpunkt genau angebbare Elektronenort wird ja nunmehr durch die Matrix \mathbf{q} „repräsentiert“, welche keinerlei bestimmte räumliche Deutung zuläßt. Eine Unterscheidung besonderer Quanten„bahnen“, ja selbst die getrennte Vorstellung mehrerer Elektronen in der Elektronenhülle eines Atoms wird sinnlos.

Die allgemeinen Züge und Ergebnisse der Lösung quantenmechanischer Probleme zeigen im übrigen jedoch eine sehr weitgehende Verwandtschaft mit der älteren Quantenlehre. Die Beziehungen zu den klassischen Grenzesetzen gelten hier wie dort, ebenso die Forderungen der Ehrenfestschen Adiabatenhypothese (s. d.). Die Quantenvorschriften der älteren Theorie können in vielen Fällen als eine erste Annäherung an die neue Theorie aufgefaßt werden, oder die Ergebnisse der beiden Theorien fallen überhaupt zusammen, wie beim Wasserstoffatommodell (s. d.), oder sie unterscheiden sich voneinander nur hinsichtlich der Normierung des Normalzustandes geringster Energie, wie beim linearen Planckschen Oszillator (s. d.). Obgleich die Numerierung der Matrixelemente völlig willkürlich ist und freisteht, läßt sich hinterher stets eine natürliche Anordnung der quantenmechanischen Größen im Sinne zunehmender Energiestufen vornehmen, welche die Anwendung der früheren Quantenzahlzählungen zu übertragen gestattet.

Die praktischen Leistungen der Quantenmechanik hinsichtlich der Berechnung der Energiestufen von Atomsystemen liegen also zunächst in einer Berichtigung der bereits von der älteren Quantenlehre gefolgerten Stufenwerte. Beim Wasserstoffatommodell (s. d.) ergibt sich die Balmerformel unverändert, die Feinstruktur wird jedoch im Sinne der Erfahrung verbessert und ihr bisher unverständlicher anomaler Zeemaneffekt einer Deutung zugänglich. Beim Heliumatommodell (s. d.) hat Heisenberg brauchbare Annäherungswerte an einige höhere Energiestufen erhalten, wogegen die alten Quantenbedingungen hier völlig versagt hatten. Ebenso ist es gelungen,

die allgemeine Struktur der Serienspektren von höheren Atomen darzustellen, ihre anomalen Zeeman effekte und die Bandenspektren quantitativ richtig wiederzugeben. — Über die Berichtigung früherer quantentheoretischer Ergebnisse weit hinausgehend, liefert die Quantenmechanik in zwei weiteren Punkten völlig neue, quantitative Ergebnisse. Zunächst in der grundsätzlichen Möglichkeit zur Behandlung ungeschlossener Atomsysteme. Ebenso wie man mittels der klassischen Hamiltonschen Funktion in der klassischen Mechanik auf einheitlichem Wege zu den elliptischen und den hyperbolischen Keplerbahnen des früheren Wasserstoffatommodells kommt, gelangt die Quantenmechanik vermittelt derselben klassischen Hamiltonschen Funktion gleichzeitig zu den diskreten Eigenfrequenzen des Linienspektrums und zu dem kontinuierlich erfüllten Frequenzbereich des kontinuierlichen Spektrums. Aber auch die Behandlung von vornherein unperiodischer Probleme, wie etwa der molekularen Stoßvorgänge oder der Reflexion von Elektronen durch ein Kristallgitter ist durchführbar und hat bereits bemerkenswerte Ergebnisse geliefert (s. Quantenkinetik). Der zweite Punkt betrifft die Möglichkeit einer quantenmechanischen Berechnung der „Übergangswahrscheinlichkeiten“ aller Quantenprozesse, sowohl im Gebiete der Linien- als der kontinuierlichen Spektren, welche einer quantitativen Verschärfung des Bohrschen Korrespondenzprinzips gleichkommt. Die „Übergangswahrscheinlichkeiten“ sind ein direktes Maß für die Intensität der betreffenden Spektralvorgänge, der genaue Zusammenhang der beiden Größen mag allerdings noch nicht völlig gesichert sein. Dieses Maß hat sich bewährt beim Wasserstoffatom, bei der Multiplettstruktur der Serienlinien, beim Comptoneffekt und in der Dispersions- theorie.

In mathematischer Hinsicht stellt die quantenmechanische Matrixtheorie ein algebraisches Eigenwertproblem einer unendlichen quadratischen Form dar, welches im allgemeinen einem bestimmten Randwertproblem einer linearen partiellen Differentialgleichung äquivalent ist. Die Entdeckung dieser Differentialgleichung und der zugehörigen Randbedingungen verdankt man Schrödinger, welcher sie im Randwertproblem der sog. Wellengleichung seiner Wellenmechanik (s. d.) erkannte, was zugleich die Feststellung der mathematischen Identität von Quanten- und Wellenmechanik in sich schließt. Da das analytische Eigenwertproblem Schrödingers mathematisch viel bequemer zu handhaben ist als die Matrixtheorie, bedeutet der wellenmechanische Formalismus eine sehr weittragende Förderung und Bereicherung der Quantenmechanik, namentlich in bezug auf die Ermittlung der Übergangswahrscheinlichkeiten. Über die Gegensätzlichkeit der beiden Theorien hinsichtlich ihrer physikalischen Ausdeutung vgl. man den Art. Quantentheorie.

Näheres s. Born, Probleme der Atomdynamik, Berlin 1926; Heisenberg, Quantenmechanik, Naturwissenschaften, 14. Jahrg., S. 989, 1926.

Quantenoptik. Die Kennzeichnung der elementaren Wechselwirkung zwischen Strahlung und Quantenatomen durch je einen bestimmten endlichen Energie-, Linearimpuls- und Drehimpuls-umsatz (s. Quantenstrahlung) entspricht den

klassischen Bestimmungsstücken eines Lichtstrahles: Frequenz, Strahlrichtung und Polarisation. Für die Fortpflanzung eines Strahles durch den leeren Raum sind daher sowohl wellentheoretische als korpuskulare Bilder (endlich lange Wellenzüge von quantenhaftem Energieinhalt, Lichtquanten) denkbar. Es zeigt sich jedoch, daß keiner von beiden Gesichtspunkten für sich allein zur quantitativen Deutung aller optischen Erscheinungen ausreicht, so daß eine einheitliche zutreffende Wiedergabe anscheinend sowohl korpuskulare als wellentheoretische Bestandteile in sich vereinigen muß. Daß eine Verwirklichung dieser eigenartigen Bedingung tatsächlich möglich sein kann, hat die Quantenmechanik (s. d.), insbesondere in Gestalt der Wellenmechanik (s. d.) von Schrödinger gelehrt, jedoch auch das dabei notwendig eintretende Versagen aller anschaulichen Bilder von der Natur aller Quantenvorgänge aufgezeigt (s. Quantentheorie).

Aus der Tatsache des bei der Strahlungsemission auftretenden gerichteten Einsteinschen Strahlungsrückstoßes folgt zunächst, daß eine Ausbreitung der Strahlungsenergie im Wege klassisch-elektrodynamischer Kugelwellen nicht möglich ist. Dieser Umstand ist von tiefgehender Bedeutung für das Verständnis namentlich aller jener optischen Erscheinungen, welche mit Richtungsänderungen der Strahlung zusammenhängen und daher wellentheoretisch auf Interferenzvorgänge zurückzuführen sind. Nach der wellentheoretischen Auffassung sollte z. B. die Zerstreuung einer auf ein Atom auftreffenden monochromatischen Strahlung dadurch zustandekommen, daß das Atom unter dem Einfluß der Bestrahlung eine Kugelwelle gleicher Frequenz aussendet, deren Interferenz mit der Primärwelle die Streustrahlung ergibt. Die Notwendigkeit einer gerichteten Emission der quantenhaften Streustrahlung schließt jedoch sowohl eine Frequenzgleichheit der Primär- und Streustrahlung aus, wie das Zustandekommen eines gewöhnlichen wellentheoretischen Interferenzvorganges. Man überblickt dies am einfachsten an der Wechselwirkung von Quantenstrahlung mit freien Elektronen, welche mit der Theorie des Compton-Effektes (s. d.) von A. H. Compton und Debye gleichbedeutend ist.

ν_1 , $h\nu_1$, $h\nu_1/c$, bzw. ν_2 , $h\nu_2$, $h\nu_2/c$ seien Frequenz, Energie und Impuls der Primär- bzw. Sekundärstrahlung, c die Lichtgeschwindigkeit, m die Masse des der Einfachheit halber als ruhend vorausgesetzten Elektrons, v seine Geschwindigkeit nach dem Compton-Prozeß, ϑ und φ die Winkel zwischen den Richtungen von ν_1 und ν_2 , bzw. ν_1 und v , welche offenbar alle drei in derselben Ebene liegen müssen. Durch Anwendung des Energie- und Impulssatzes ergeben sich die Bedingungen

$$\begin{aligned} h\nu_1 &= h\nu_2 + \frac{1}{2} m v^2, \\ h\nu_1/c &= h\nu_2/c \cdot \cos \vartheta + m v \cos \varphi, \\ h\nu_2/c \cdot \sin \vartheta &= m v \sin \varphi; \end{aligned}$$

Elimination von v und φ liefert daraus

$$\nu_1/\nu_2 = 1 + h\nu_1/mc^2 \cdot (1 - \cos \vartheta),$$

somit für die Wellenlängenzunahme beim Streuprozeß den durch die Richtung ϑ der Streustrahlung bestimmten, aber von ν_1 unabhängigen Wert

$$\Delta \lambda = c/\nu_2 - c/\nu_1 = h/mc \cdot (1 - \cos \vartheta).$$

Unter welchem Winkel ein auftreffendes Strahlungsquant gestreut wird, bleibt offensichtlich durch die

Erhaltungssätze unbestimmt und damit auch die mittlere Intensitätsverteilung der Streustrahlung von sehr vielen aufeinanderfolgenden Streuprozessen. Nach der klassischen Theorie wäre Streustrahlung stets gleichzeitig in allen Richtungen vorhanden und ihre Intensitätsverteilung durch den oben erwähnten Interferenzvorgang bestimmt. Obgleich es ausgeschlossen ist, die (mit $\lim h \rightarrow 0$ verschwindende) Comptonsche Wellenlängenänderung auf nicht-quantentheoretischem Wege abzuleiten, bedarf es also noch einer quasi-wellentheoretischen Ergänzung der Theorie, um die allerdings nur statistische Intensitätsverteilung der Compton-Streustrahlung festzulegen. Einen qualitativen Weg hierzu wies das Bohrsche Korrespondenzprinzip (s. d.) in Verbindung mit der Feststellung, daß die Comptonsche Wellenlängenänderung als Doppler-Effekt an einem klassisch streuenden Elektron dargestellt werden kann, das sich während des Streuvorganges mit einer geeignet gewählten, quantenhaft bestimmten Geschwindigkeit in der Primärstrahlrichtung bewegt. Die Intensitätsverteilung und ebenso die Polarisation der von einem solchen fingierten Elektron ausgesandten klassischen Streustrahlung konnte dann als ein quantitativ wenigstens angenähert brauchbares Maß für die analogen Eigenschaften der Compton-Strahlung in Anspruch genommen werden. Der Umstand, daß der räumliche Ort des fiktiven klassischen Elektrons, also das Zentrum der Streuwelle, von der Intensität der Primärstrahlung abhängen und sich bei Verminderung derselben schließlich beliebig weit von dem wahren Elektronenort entfernen müßte, zeigt jedoch, daß eine derartige künstliche Anleihe bei der klassischen Wellentheorie nicht nur theoretisch höchst unbefriedigend ist, sondern auch das Moment der Anschaulichkeit nicht mehr beizubehalten gestattet. — Erst die in der Quantenmechanik vorliegende konsequente Verschmelzung wellen- und quantentheoretischer Elemente hat eine quantitative Behandlung des Streuvorganges zugelassen. Für die Wellenlängenänderung ergibt sich der oben angegebene erfolgreiche Comptonsche Ausdruck unverändert, überdies aber auch die relative Häufigkeit der verschiedenen Streuwinkel, welche die beobachtete Intensitätsverteilung der Streustrahlung trefflich wiedergibt.

Der insbesondere für die Dispersion maßgebende elementare Zerstreuvorgang an freien Atomen oder Molekülen unterscheidet sich von der Compton-Streuung an freien Elektronen einerseits durch die viel größere Masse M des streuenden Atomsystems, andererseits durch das Vorhandensein der stationären Quantenzustände des letzteren und der damit verknüpften besonderen Reaktionsfähigkeit auf das äußere Strahlungsfeld. Wird der stationäre Zustand des Atomsystems durch den Elementarvorgang der Zerstreung nicht geändert, so spricht man von „normaler“ Zerstreung oder Streuprozessen erster Art. In diesem Falle liefern die Erhaltungssätze die gleichen Beziehungen wie beim Compton-Prozeß, nur muß die Elektronenmasse m durch M ersetzt werden, was die Wellenlängenänderung un beobachtbar klein macht. Bei der „anormalen“ Zerstreung (s. d.) oder den Streuprozessen zweiter Art tritt in die Energiebilanz des Vorganges noch die Differenz zweier verschiedener Energiestufen des Atomsystems, z. B. E_n und E_m ein, welche nach der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.) mit dem h -fachen einer der

Spektralfrequenzen des Atomsystems gleichbedeutend ist,

$$h\nu_1 + E_n = h\nu_2 + E_m + \frac{1}{2} M v^2,$$

so daß die Wellenlängenänderungen hier viel größer als beim Compton-Effekt ausfallen können. — Faßt man die Primärstrahlung als ein elektrisches Wechselfeld auf, so ist es im Wege des Bohrschen Korrespondenzprinzip, in Strenge aber wieder nur mittels der Quantenmechanik, bzw. Wellenmechanik möglich, das für die Aussendung der Streustrahlung maßgebende induzierte elektrische Moment des streuenden Atomsystems anzugeben, welches die Intensitäts- und Polarisationsverhältnisse der oben besprochenen Arten von Streuprozessen beherrscht. Die Abhängigkeit des Streumomentes von der Primärfrequenz und den Spektralfrequenzen des Atomsystems stimmt in allem Wesentlichen mit jener der klassisch-elektromagnetischen Dispersionsformeln (s. d.) überein, falls an Stelle der mechanischen Schwingungsfrequenzen quasielastisch gebundener, klassisch streuender Elektronen die Spektralfrequenzen des Atomsystems genommen werden (s. auch Ersatzoszillator). Der klassische Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex eines Mediums und dem Zerstreungsmoment seiner Atomsysteme, welcher das Interferenzergebnis aller von den letzteren herührenden Streukugelwellen zusammenfaßt, hat sich allgemein bewährt, bisher aber noch keine nähere quantentheoretische Rechtfertigung erhalten. Seine quantenmechanische Begründung würde mit einer Vollendung der quantenmechanischen Lösung des Dispersionsproblems gleichbedeutend sein.

In analoger Weise wie bei den elementaren Zerstreuvorgängen an freien Elektronen oder Atomsystemen ist eine teilweise, auf die Erhaltungssätze gegründete, sowie eine vollständige quantenmechanische Behandlung auch der Interferenzvorgänge an einem künstlichen ebenen Gitter oder einem Kristallgitter ausführbar, und zwar sowohl für die Fraunhoferschen als auch für die Fresnelschen Beugungserscheinungen. Der Elementarvorgang der z. B. am Beugungsgitter auftretenden Richtungsänderungen der Strahlung ist wesentlich durch einen für das Gitter charakteristischen, quantenhaft bestimmten Linearimpulsumsatz zwischen Strahlung und Gitter bestimmt, welcher zu einer Ablenkung jedes einzelnen Energiebetrages $h\nu$ des Primärstrahles in eine der möglichen Interferenzrichtungen des Gitters führt, wobei eine unmeßbar kleine Wellenlängenänderung eintritt. Da die Emission eines Strahlungsquants $h\nu$ durch ein leuchtendes Atom und seine, auf den dazwischen stattgefundenen Gitterstreuprozess folgende Wiederabsorption durch ein hinter dem Gitter befindliches Atom erfahrungsgemäß als miteinander gekoppelte Vorgänge anzusehen sind, entstände hier für den Versuch einer rein korpuskularen Auffassung der optischen Erscheinungen die besonders anschauliche Schwierigkeit, daß das Verhalten eines Lichtquants, zumindest bei hinreichend geringer Strahlungsintensität, zu jedem Zeitpunkt allein von dem Verhalten sämtlicher überhaupt vorhandener Atome — nicht etwa nur von jenen des Beugungsgitters — abhängen müßte. Die genannte Bedingtheit des betrachteten Strahlungsprozesses erscheint nur verständlich, wenn den Strahlungsvorgängen außer korpuskularen, auch wellentheoretische Züge eigen tümlich sind, wie sie nach der Wellen- und

Quantenmechanik tatsächlich untrennbar miteinander zusammenhängen.

Quantensprung heißt die Ausführung des Überganges eines „gequantelten“ Systems aus einem seiner *stationären Zustände* (s. d. und Bohrsche Theorie der Spektrallinien) in einen anderen (*Quantenübergang*). Die Bezeichnung rührt daher, daß es bisher nicht gelungen ist, sichere Anhaltspunkte für die Endlichkeit der Dauer eines solchen Vorganges aufzufinden. Die von der klassischen Elektrodynamik geforderten endlichen Abklingungsdauern, z. B. für den linearen Oszillator, sind eine Folge des wesentlich kontinuierlichen Charakters der klassischen Energieabstrahlung und hängen nach dem Bohrschen Korrespondenzprinzip (s. d.) mit der zeitlichen Häufigkeit der bei den Quantenübergängen diskontinuierlich ausgestrahlten Energiemengen zusammen, aber nicht notwendig mit einer etwaigen Dauer des Einzelvorganges. Vgl. auch den Artikel Übergangswahrscheinlichkeiten von Quantenvorgängen. Bezüglich der „erlaubten“ Quantenübergänge, s. Auswahlprinzip, Bohrsches Korrespondenzprinzip und Metastabile Quantenzustände.

Quantenstatistik, jener Spezialfall der *allgemeinen physikalischen Statistik* (s. d.), welcher für die *statistischen Teilsysteme*, von den Gesetzen der *Quantentheorie* Gebrauch macht, im engeren Sinne das quantentheoretische Analogon zur *statistischen Mechanik* (s. d.). Da wir heute die quantenhafte Natur der Atom- und Molekelkonstitution als gesichert ansehen können, kommt die gewöhnliche oder „klassische“ statistische Mechanik nur mehr als *Grenzfall* der Quantenstatistik (und zwar für Systeme bei genügend hohen Temperaturen) in Betracht.

Die ursprüngliche, insbesondere von Planck entwickelte Fassung der Quantenstatistik geht von einer quantenhaften Zelleneinteilung des Phasenraumes der Teilsysteme aus. Wenn die Anzahl der Freiheitsgrade eines Teilsystems s ist, so folgt aus den Quantenbedingungen (s. d.), daß man den Phasenraum im Falle nicht-entarteter Quantenzustände (s. bedingt periodische Systeme) in lauter Zellen von der Größe h^s so einteilen kann, daß auf jede Zelle gerade ein einziger Quantenzustand entfällt, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum (s. d.) bedeutet. Man kann daher von einer ganz bestimmten quantenhaften Struktur des Phasenraumes sprechen, im Gegensatz zu der klassischen Statistik gewöhnlicher mechanischer Teilsysteme, welche keinen physikalischen Anlaß zur Auszeichnung einer bestimmten Zellenwahl und -größe darbieten. Durch Verteilung der vorhandenen Teilsysteme über die Quantenzellen gelangte man dann zu verschiedenen statistischen Zustandsverteilungen (s. Statistik) und durch Aufsuchung der mit den gegebenen Bedingungen verträglichen Zustandsverteilung maximaler „thermodynamischer Wahrscheinlichkeit“ (s. Statistik) im Wege des Boltzmannschen Prinzips (s. d.) zur Verknüpfung der molekular-statistischen mit den makroskopisch-thermodynamischen Größen.

Im Anschluß an die neuere, allgemeine Statistik erscheint die Diskussion einer besonderen quantenstatistischen Zelleneinteilung des Phasenraumes nur mehr von untergeordneter Bedeutung. Die Existenz der diskreten Quantenzustände gibt eine natürliche,

physikalisch begründete Reihe von „Zuständen“ $Z_1, Z_2, \dots, Z_i, \dots$ an die Hand, auf welche die statistische Beschreibung der Teilsystem-Gesamtheit zu beziehen ist, ohne daß diese „Zustände“ erst durch eine besondere Zelleneinteilung des Phasenraumes definiert werden müßten. Man kann natürlich solche Zelleneinteilungen vornehmen, aber sie können weitgehend willkürlich gewählt werden, wenn man sich der in der allgemeinen Statistik (s. d.) systematisch benutzten Gewichtsfunktion bedient. Jedem beliebig geformten Phasenraumgebiet, welches keinen stationären Quantenzustand einschließt, kommt in der Quantenstatistik das „Gewicht“ Null zu, so daß es keinen Beitrag zu den statistischen Mittelwerten liefern kann. Jedes andere Gebiet hat offenbar ein von Null verschiedenes Quantengewicht (s. d.) und darf nur einen einzigen Quantenzustand beinhalten, um für die Statistik brauchbar zu sein. Die oben angegebene quantenhafte Größe h^s stellt also die Maximalgröße dar, welche Zellen der letzteren Art erreichen dürfen. Im Rahmen der neueren Quantenmechanik (s. d.) kommt auch dieser Formulierung nur mehr eine sehr bedingte Geltung zu, da hier eine raumzeitliche Beschreibung der Teilsystem-Vorgänge nicht mehr möglich ist und damit auch deren eigentliche Wiedergabe in einem Teilsystem-Phasenraum fortfällt.

Nachdem die allgemeine Statistik (s. d.) zeigt, daß es zur statistischen Beherrschung der makroskopisch-thermodynamischen Zustandsgrößen eines warmen Körpers allein auf die Kenntnis der Verteilungsfunktion der Teilsysteme ankommt, genügt es, deren quantenstatistische Form anzugeben. Bedeuten $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots$ die quantenhaften Energiestufen der Teilsysteme, $g_1, g_2, \dots, g_i, \dots$ die zugehörigen Quantengewichte (s. d.), k die Boltzmann-Plancksche Konstante und T die absolute Temperatur, so lautet sie

$$f(T) = \sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT}.$$

Für die gemäß der Boltzmannschen Verteilung (s. Statistik) bei Wärmegleichgewicht im Mittel vorhandene Anzahl N_n von Teilsystemen mit der n -ten Energiestufe ergibt sich dann bei einer Gesamtmenge von N Teilsystemen

$$N_n = \frac{N}{f(T)} g_i e^{-E_n/kT}.$$

Der Mittelwert \bar{u} einer Größe u , welche in den verschiedenen Quantenzuständen die Werte $u_1, u_2, \dots, u_i, \dots$ annimmt, berechnet sich dann zu $\bar{u} = (N_1 u_1 + N_2 u_2 + \dots + N_i u_i + \dots)/N$, wodurch jede beliebige statistische Größe der Teilsystem-Gesamtheit ermittelt werden kann. — Die physikalische Konvergenz der unendlichen Reihe $f(T)$ zeigt sich auch in jenen Fällen gesichert, wo die Energiestufen E_i eine im Endlichen liegende Häufungsstelle besitzen. Bei sehr tiefen Temperaturen spielen stets nur die Anfangsglieder von $f(T)$ eine wesentliche Rolle, so daß die Grenzesetze der verschiedenen Zustandsgrößen beliebiger warmer Körper dieselben qualitativen Temperaturabhängigkeiten aufweisen müssen, was die Erfahrung bestätigt hat. Bei „hohen“ Temperaturen sind in $f(T)$ fast immer nur solche Energiestufen von maßgebendem Einfluß, die sich prozentisch sehr wenig voneinander unterscheiden, so daß $f(T)$ dann durch ein Integral approximiert werden kann. Bedeutet

$d\omega$ ein Volumenelement des Teilsystem-Phasenraumes, das dann von derselben Dimension ist wie die vorhin besprochene quantenstatistische Zellengröße h^3 , so kann man für große i an Stelle der diskreten dimensionslosen Quantengewichte den kontinuierlichen Ansatz $g_i \sim \gamma(E) \cdot d\omega/h^3$ einführen. Da die Quantengesetze im Gebiete der prozentisch nur mehr sehr wenig voneinander verschiedenen Energiestufen asymptotisch in die Gesetze der gewöhnlichen Mechanik übergehen, wird überdies $\gamma(E) = \text{const.}$ und man erhält

$$f(T) = \frac{1}{h^3} \int \gamma(E) \cdot e^{-E/kT} \cdot d\omega.$$

Von dem hierin belanglosen Quantenfaktor h^3 abgesehen, ist damit aus der ursprünglichen quantenstatistischen Verteilungsfunktion der quantenhaften Teilsysteme die gewöhnliche klassisch-statistische Verteilungsfunktion (s. Statistik) der korrespondierenden mechanischen Teilsysteme erhalten worden. Diese asymptotische Beziehung ist es, welche die eingangs erwähnte Brauchbarkeit der klassisch-statistischen Ergebnisse im Grenzfalle hoher Temperaturen zur Folge hat.

Die durchwegs erfolgreichen Anwendungen der Quantenstatistik beziehen sich auf Eigenschaften der Gase, kristallisierter Festkörper und der Hohlraumstrahlung. Von der ersten, bereits durchaus quantenstatistischen Begründung des Planckschen Strahlungsgesetzes (s. d.) durch Planck hat die eigentliche Quantentheorie ihren Ausgang genommen. Die Ableitung des Strahlungsgesetzes ist in immer neuen Formen versucht worden, von welchen die Einsteinsche Begründung im Zusammenhang mit den Strahlungseigenschaften von Quantenatomen und -molekülen die größte Bedeutung erlangt hat (s. Quantenstrahlung). In Verbindung mit Einsteins Lichtquantentheorie hat eine von Bose herrührende Ableitung des Planckschen Gesetzes sogar zum Vorschlag einer neuen statistischen Methodik geführt (s. Bose-Einsteinsche Quantenstatistik). Bei den einfacher gebauten Kristallen ist durch die Debye-Born-Karmansche Quantenstatistik der Festkörpereigenoscillationen eine ausgezeichnete Wiedergabe ihrer spezifischen Wärmen geliefert worden. Ähnliche, wenn auch quantitativ weniger zufriedenstellende Erfolge betreffen den Temperaturgang der Rotations- und Schwingungswärme der mehratomigen Gase. Alle diese Ergebnisse, wie auch die verschiedenen quantenstatistischen Behandlungen der Gasentartung und die quantenstatistische Ableitung des Ausdruckes für die Nernstsche chemische Konstante stehen in naher Beziehung zum Nernstschen Wärmethorem, welches ebenfalls seine quantenstatistische Deutung erfahren hat (siehe Quantengewichte).

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie, Sonderabdr. a. d. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28. Leipzig 1926.

Quantenstrahlung. Nach der Quantentheorie (s. d.), insbesondere der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) sind Atomsysteme nur in bestimmten diskreten stationären Zuständen existenzfähig, welche durch eine diskrete Reihe von Energiestufen gekennzeichnet sind. Bei der Aussendung einer Spektrallinie tritt ein praktisch zeitloser Wechsel der Energiestufe ein (Quanten-, „sprung“), der an das Strahlungsfeld abgegebene

Energiebetrag ist — im Gegensatz zu den Folgerungen der klassischen Elektrodynamik — wegen der Endlichkeit der Stufenunterschiede endlich und bestimmt die Spektralfrequenz nach Maßgabe der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.). Ähnliche Quanteneigenschaften zeigt unabhängig von der Strahlungsintensität auch der Absorptionsvorgang, besonders deutlich beim lichtelektrischen Effekt (s. Lichtelektrische Quantengleichung). Zumindest für die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie verhält sich die Strahlung demnach quantenhaft.

Eine genauere Einsicht vermittelt die von Einstein angegebene Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes (s. d.), welche gleichzeitig auch eine Begründung der Bohrschen Frequenzbedingung sowie noch weitergehende Erkenntnisse über die Natur der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie vermittelt. Die betrachteten Atome oder Moleküle seien nur der Reihe diskreter Zustände $Z_1, Z_2, \dots, Z_m, \dots, Z_n, \dots$ fähig, deren Energien $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_m, \dots, \epsilon_n, \dots$ heißen mögen. In Analogie zu dem Verhalten eines klassisch-elektrodynamischen Oszillators von der Frequenz ν setzt Einstein voraus, daß es dreierlei Vorgänge geben kann, welche während der Zeit dt die Anzahl N_m von im Zustande Z_m befindlichen Atomen zu verändern vermag, falls diese Atome einer sehr großen Zahl N von Atomen angehören, die dem Einfluß eines Strahlungsfeldes von der Energiedichte $\rho(\nu)$ ausgesetzt sind. (Die nachfolgenden Annahmen entspringen in gewissem Sinne dem Gedankenkreis des Bohrschen Korrespondenzprinzipes [s. d.]). Wenn $\epsilon_n > \epsilon_m$ angenommen wird, soll die Wahrscheinlichkeit einer spontanen Ausstrahlung des Energiebetrages $\epsilon_n - \epsilon_m$, die eines der N_n Atome in den Zustand Z_m überführt, gleich $A_n^m \cdot dt$ sein, wobei A_n^m eine Konstante bedeutet. Unter dem Einfluß der Strahlung von der Dichte $\rho(\nu)$ soll es nun ferner zwei Arten von Einstrahlung (Absorption) der Energie $\epsilon_m - \epsilon_n$ geben: a) positive Einstrahlung, d. h. Aufnahme dieses Betrages durch eines der N_m Atome soll mit einer Wahrscheinlichkeit $B_m^n \cdot \rho \cdot dt$ erfolgen, b) negative Einstrahlung, d. h. Abgabe dieses Betrages durch eines der N_n Atome mit der Wahrscheinlichkeit $B_n^m \cdot \rho \cdot dt$; B_m^n und B_n^m sollen wieder konstante Größen sein. Ist Strahlungsgleichgewicht vorhanden, so muß offenbar im Mittel

$N_m \cdot B_m^n \cdot \rho \cdot dt = N_n \cdot (B_n^m \cdot \rho \cdot dt + A_n^m \cdot dt)$ sein. Setzt man für N_m und N_n die von der Quantenstatistik (s. d.) ermittelten Verteilungszahlen ein und bedenkt, daß ρ mit der absoluten Temperatur T zugleich unendlich werden muß, so erhält man

$$\rho = \frac{A_n^m/B_n^m}{e^{\frac{\epsilon_n - \epsilon_m}{kT}} - 1}$$

und damit die Temperaturabhängigkeit der Strahlungsdichte nach dem Planckschen Gesetz. Bei Zuziehung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (s. d.), welches besagt, daß ρ die Temperatur nur in der Verbindung ν/T enthalten könne, gewinnt man hieraus die Bohrsche Frequenzbedingung

$$\epsilon_n - \epsilon_m = h \nu$$

und das Plancksche Strahlungsgesetz selbst h bedeutet das Plancksche Wirkungsquantum

(s. d.). Das Verhältnis A_n^m/B_n^m ist mit Hilfe des *Rayleighschen Strahlungsgesetzes* (s. d.), also für den Grenzfall langer elektromagnetischer Wellen zu $8\pi h \nu^3/c^3$ (c Lichtgeschwindigkeit) berechenbar und ist unabhängig von n und m . Einen Weg zur Ermittlung der Größen A_n^m selbst bietet — auch wieder für den Grenzfall langer Wellen — das *Bohrsche Korrespondenzprinzip* (s. d.). Eine strenge, für beliebige Wellenlängen, bzw. Frequenzen gültige Berechnung der A- und B-Koeffizienten hat jedoch erst die Quantenmechanik (s. d.) vorgezeichnet.

Die vorstehende Ableitung ist besonders auf die Forderung des Energiegleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie eingestellt, sie liefert daher nur eine energetische Kennzeichnung der elementaren Quantenvorgänge — eben die Bohrsche Frequenzbedingung. Fordert man überdies die Erhaltung des Impulsleichgewichtes zwischen Strahlungsfeld und Atomsystemen, so muß man die gleichen Voraussetzungen wie oben zugrunde legen und die Beeinflussung der Translationsbewegung der emittierenden und absorbierenden Atomsysteme durch die Strahlungsvorgänge in Rücksicht ziehen. Bezeichnet J_n den Linearimpulsvektor eines im stationären Zustande Z_n befindlichen Atoms unmittelbar vor der Emission der Strahlungsfrequenz $\nu = (\epsilon_n - \epsilon_m)/h$, J_m dieselbe Vektorgröße im Zustande Z_m unmittelbar nach der Emission, endlich i einen beliebigen Einheitsvektor, so gilt nach Einstein allgemein die Vektorbeziehung

$$J_n - J_m = \frac{h\nu}{c} \cdot i,$$

welche der Bohrschen Frequenzbedingung oder Energiefrequenzbedingung als eine gleichwertige Impulsfrequenzbedingung an die Seite gestellt werden kann. — Neben dem elementaren Energieumsatz $h\nu$ tritt also bei der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlungsfeld nach Einstein auch noch ein Linearimpulsumsatz von bestimmter Richtung und dem absoluten Betrage $h\nu/c$ auf. Das Vorzeichen dieses Einsteinschen Strahlungsrückstoßes ist entgegengesetzt für Absorption und Emission. Nach der klassischen Elektrodynamik würde eine solche gerichtete Impulsübertragung nicht vorkommen können, da der klassische Emissionsvorgang in Kugelwellen erfolgt. Auch hierin betätigt sich also die Strahlung quantenhaft. — Fordert man schließlich auch noch das Bestehen von Drehimpulsleichgewicht zwischen Strahlung und Atomsystemen, so zeigt sich, daß mit jedem elementaren Strahlungsvorgang auch noch ein endlicher, quantenhafter Drehimpulsumsatz verknüpft sein muß; sein absoluter Betrag ist von der Strahlungsfrequenz unabhängig und beträgt in den einfachsten Fällen $h/2\pi$.

Die Allgemeingültigkeit der Bohrschen Frequenzbedingung ist durch das Ritzsche Kombinationsprinzip (s. d.) gewährleistet, die Existenz des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes durch den Compton-Effekt (s. d. und Quantenoptik) nachgewiesen; das Bestehen der quantenhaften Drehimpulsumsätze tritt beispielsweise im sog. Auswahlprinzip (s. d.) in Erscheinung. Über diese nur auf den Vorgang der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie bezughabenden

Erkenntnisse hinausgehend und damit über jede unmittelbare Erfahrungskontrolle, hat man versucht, für die von den Atomen völlig losgelöst gedachte Strahlung quantenhafte Bilder einzuführen. In der Lichtquantentheorie Einsteins (s. d.) wird angenommen, daß die Strahlung aus geradlinig fliegenden „Lichtquanten“ von der Energie $h\nu$, und dem Linearimpuls $h\nu/c$ besteht, welchen allenfalls noch ein gewisser Drehimpuls zugeschrieben werden kann. Hier wird also vorausgesetzt, daß die Strahlung die für den Emissionsprozeß maßgebenden Umsatzgrößen von dem Atom mit Lichtgeschwindigkeit fortführt, bzw. beim Absorptionsprozeß mit Lichtgeschwindigkeit an das Atom heranbringt. Bei dem Versuch einer auf das Strahlungsfeld allein Rücksicht nehmenden lichtquantentheoretischen Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes hat sich jedoch gezeigt, daß alle jene Lichtquanten, welche in der gleichen Strahlrichtung fliegen, nicht als völlig unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen (s. Bose-Einsteinsche Quantenstatistik). Man hat zuweilen versucht, diese „Mehrfachquanten“ als „Lichtmoleküle“ aufzufassen, in Gegensatz zu den einfachen Lichtquanten oder „Lichtatomen“. Eine andere, tiefere Deutung dieser Schwierigkeit hat die de Broglie-Schrödingersche Wellenauffassung von Korpuskularvorgängen (s. Phasenwellen und Wellenmechanik) angebahnt (s. Bose-Einsteinsche Quantenstatistik). Auch das Versagen der einfachen Lichtquanten-Vorstellung gegenüber den Interferenzerscheinungen hat gezeigt, daß eine allseitig brauchbare Theorie der Strahlung wellentheoretischer Elemente nicht entzaten zu können scheint. Siehe ferner Art. Quantenoptik.

Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie und Quantenstatistik, Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Quantentheorie, die modernste Schöpfung der theoretischen Physik, welche zu einer ungeahnten Vertiefung namentlich unserer Anschauungen vom Bau der Materie geführt hat. Sie ist hervorgegangen aus den Bemühungen Plancks (1900), einen auf die *statistische Mechanik* (s. d. und *Quantenstatistik*) gegründeten Beweis des von ihm aufgestellten *Strahlungsgesetzes* zu geben (s. Plancksches Strahlungsgesetz). Zu diesem Zwecke untersuchte Planck die Wechselwirkung einer großen Zahl ruhender, gleichartiger, möglichst einfach gebauter elektromagnetischer Gebilde, sog. linearer *Oszillatoren* (s. d.) von bestimmter Frequenz ν mit dem sie umgebenden Strahlungsfelde. Er fand, und spätere Untersuchungen von Poincaré und Ehrenfest haben die *Unerläßlichkeit* dieser Annahme dargetan, daß die Energie jedes Oszillators *nur ganzzahlige Vielfache des Energiequantums $h\nu$* betragen könne, worin h die seither als *Plancksches Wirkungsquantum* (s. d.) bezeichnete *universelle* Konstante bedeutet. Aus dieser *Quantenhypothese* ergibt sich, daß der Oszillator nur ganze Vielfache von *Energiequanten* zu absorbieren oder emittieren vermag. Eine spätere, zweite Fassung der Theorie suchte die in diesen Annahmen gelegenen *Widersprüche* mit der von der *klassischen Elektrodynamik* geforderten *Stetigkeit der Absorption und Emission elektromagnetischer Energie* wenigstens bezüglich der ersteren zu mildern, ist jedoch nachträglich als unhaltbar erkannt worden.

Die Ausdehnung der Quantenannahmen für den Oszillator von *einem* Freiheitsgrade auf Gebilde von *mehreren* Freiheitsgraden erfolgte bereits Hand in Hand mit der 1913 begonnenen Entwicklung des Bohr-Rutherford'schen Atommodells (s. d.) und gestaltete die Quantentheorie immer mehr zu einer *Theorie der Materie*. Die Grundvoraussetzung Plancks bezüglich der *diskreten* Energiewerte-Reihe des Oszillators wurde in der *Bohr'schen Theorie der Spektrallinien* (s. d.) zum Postulate von der Existenz *diskreter stationärer Zustände* (s. d.) beliebiger Quantengebilde, deren Festlegung für die einfachsten Systeme mit Hilfe der von Sommerfeld, Schwarzschild und Epstein herrührenden *Quantenbedingungen* (s. d.) rechnerisch direkt möglich gemacht werden sollte. Da die Energiestufen beliebiger Atomsysteme nicht mehr durch ganze Vielfache gewisser Quantenbeträge bestimmt sein konnten wie beim Planck'schen Oszillator, mußte zur Festlegung ihrer Strahlungseigenschaften eine Einschränkung der Planck'schen Oszillator-Annahmen vorgenommen werden. Im Anschluß an Einsteins lichtelektrische Quantengleichung (s. d.) nahm Bohr an, daß ein Atomsystem nur einfache Energiequanten $h\nu$ zu absorbieren oder zu emittieren vermag, und fand in diesem zweiten Postulate seiner Theorie, der Bohr'schen Frequenzbedingung (s. d.), eine allgemein gültige Regel zur Bestimmung der Spektralfrequenzen eines Atomsystems auf Grund der diskreten Energiewerte seiner stationären Quantenzustände.

Mit Annahme der Bohr'schen Frequenzbedingung, deren ausnahmslose Gültigkeit in optischen Gebiete durch das ihr äquivalente Ritz'sche Kombinationsprinzip (s. d.) von vornherein weitgehend gesichert war, erschien zugleich die allgemeine exakte Geltung des Energiesatzes für die elementaren Quantenerscheinungen festgelegt. Ein, übrigens viel späterer Versuch von Bohr, Kramers und Slater, dem Energiesatz für die elementaren Quantenprozesse dennoch nur statistische Bedeutung zuzubilligen, hat experimentelle Widerlegung gefunden (s. Quantenoptik). Die durch Bewährung des Energiesatzes nahegelegte Forderung einer Geltung auch der übrigen Erhaltungssätze lieferte neue Erkenntnisse. Auf Grund des Linearimpulssatzes fand Einstein 1916, daß bei jedem elementaren Energieumsatz $h\nu$ zwischen Strahlung und Materie notwendig auch ein gerichteter Impulsumsatz von der Größe $h\nu/c$ auftritt, ein Strahlungsrückstoß, welchen die Entdeckung des Compton-Effektes (s. Quantenoptik) experimentell bestätigt hat. Die Forderung nach der Erhaltung des Drehimpulses bei den elementaren Strahlungsprozessen führte Rubinowicz und Bohr 1918 zum Auswahlprinzip (s. d.) und damit zu den ersten quantentheoretischen Polarisationsausagen.

Die erfolgreiche Anwendung der Quantenbedingungen auf die Aussonderung klassisch-mechanisch beschreibbarer Bewegungsvorgänge im Wasserstoffatommodell (s. d.) hatte längst gezeigt, daß die meisten klassischen Begriffe und Folgerungen zunächst ungestraft auch auf die Quanteneigenschaften von Atomsystemen ausgedehnt werden konnten. Bohr hatte von Anfang an die klassischen Gesetze der Mechanik und Elektrodynamik als Grenzgesetze für den Fall

langsamer Elektronenbewegungen und großen Wellenlängen vor Augen gehabt. Die Gesamtheit der asymptotisch-statistischen Beziehungen seiner Theorie der Spektrallinien zu den klassischen Aussagen wurde 1918 im Bohr'schen Korrespondenzprinzip (s. d.) zusammengefaßt und damit eine weitgehende qualitative Beherrschung aller Auswahl-, Intensitäts- und Polarisationsfragen möglich gemacht, welche die diesbezüglichen bescheideneren Folgerungen der Erhaltungssätze weit hinter sich läßt. Die Anwendung der Korrespondenzbetrachtungen auf das empirische Material der Serien- und Röntgenspektren brachte zunächst eine großzügige qualitative Lösung der allgemeinen Fragen des Atombaus (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell) und seiner Beziehungen zum Periodischen System der chemischen Elemente (s. d. sowie Atombau und Periodisches System). Alle Versuche, in quantitativer Hinsicht über die Erfolge am Wasserstoffatommodell hinauszugelangen, schlugen indessen fehl, so am Heliumatommodell (s. d.) und an den einfachsten Molekülmodellen (s. d.), jenem des Wasserstoffes und seines Ions. Weitere ernste Schwierigkeiten ergaben sich, trotz der fundamentalen Entdeckung des Elektronendrehimpulses (s. Kreiselektron) durch Goudsmit und Uhlenbeck, bei der Wiedergabe der empirischen Gesetzmäßigkeiten der anomalen Zeemaneffekte (s. d.), überdies fehlte jede Möglichkeit einer Behandlung unabgeschlossener Atomsysteme (s. Quantenkinetik). Offenbar mußten diese Mißerfolge ausschließlich auf Mängel der Methoden zur rechnerischen Bestimmung der stationären Quantenzustände zurückzuführen sein. Die Strahlungsfragen waren demgegenüber durch den Compton-Effekt kräftig gefördert worden und hatten in einer vorläufigen, aber grundsätzlich befriedigenden Lösung des Dispersionsproblems (s. Quantenoptik) eine neue Bestätigung ihrer bisherigen Grundlagen zu verzeichnen.

Angesichts dieser Sachlage entschloß sich Heisenberg 1925, aus dem bisherigen halb-klassischen Verfahren zur Ermittlung der stationären Zustände eines Atomsystems die Benutzung aller jener Größen zu entfernen, deren grundsätzliche Beobachtbarkeit wohl in den klassisch-makroskopischen Theorien, nicht aber im Atominnern vorliegen konnte. Seine trotzdem in engem Anschluß an die klassischen Gesetze entwickelte Quantenmechanik (s. d.) stellt in diesem Sinne die erste wirkliche Quantentheorie dar, von der mit Recht erwartet werden konnte, daß sie die bisherigen quantentheoretischen Erfolge nicht nur bestätigen, sondern unter Überwindung der aufgezählten Schwierigkeiten auch noch erweitern würde. Obgleich die Theorie noch in voller Entwicklung begriffen ist, sind viele dieser Erwartungen bereits eingetroffen. Sie hat zunächst die Bohr-Sommerfeld'sche Theorie des Wasserstoffatoms bestätigt und darüber hinaus in Übereinstimmung mit der experimentellen Erfahrung berichtend ergänzt (s. Wasserstoffatommodell). Das Problem des Heliumatoms wurde von Heisenberg in quantitativ befriedigender Weise gefördert (s. Heliumatommodell), ebenso die allgemeine Struktur der Spektren von Atomen mit mehreren Elektronen geklärt und die quantitative Deutung der anomalen Zeemaneffekte

aufgefunden. Von den weiteren Ergebnissen sei noch besonders die Möglichkeit einer rationellen Behandlung unabgeschlossener Atomsysteme und damit der elementaren Stoßvorgänge (s. Quantenkinetik) angeführt. Als eine quantitative Verschärfung des von ihr gewissermaßen überwundenen Bohrschen Korrespondenzprinzipes liefert sie quantitative Aussagen über die Intensität der Spektrallinien, welche sich der Erfahrung gegenüber zumindest besser bewährt haben als die älteren Folgerungen des Korrespondenzprinzipes.

Schien mit dem grundsätzlich diskontinuierliche Größen benutzenden Formalismus der Heisenbergschen Quantenmechanik die Quantentheorie endlich von allen ihr noch anhaftenden stetigen Elementen der klassischen Theorien im Sinne einer wahren Diskontinuumstheorie gereinigt, so zeigte die später mit ihr als mathematisch äquivalent erkannte Wellenmechanik (s. d.) von Schrödinger (1926) einen völlig andersartigen Anblick der Quantenerscheinungen. L. de Broglie hatte in seiner Theorie der Phasewellen (s. d.) schon vor der Quantenmechanik versucht, die Quanteneigenschaften der Materie mit wellentheoretischen Gesichtspunkten in Verbindung zu bringen. Schrödinger knüpfte direkt an die bereits von Hamilton erkannte und benutzte Analogie zwischen den mechanischen Gesetzen und dem Vorgang einer mehrdimensionalen Wellenausbreitung an, indem er mit der Mechanik eine ähnliche Ausgestaltung vornahm, wie sie etwa der Schritt von der geometrischen zur Wellenoptik darstellt. Seine Zurückführung der Quantenfragen auf die Lösungen bestimmter Randwertprobleme einer gewissen, der Hamiltonschen nahe verwandten partiellen Differentialgleichung schien mit einem Schlage jedes diskontinuierliche Element in der Quantentheorie überflüssig zu machen. In der Tat erlaubt die Schrödingersche Wellengleichung (s. Wellenmechanik) eine unmittelbare Berechnung der Spektralfrequenzen eines Atomsystems und seiner Intensitätseigenschaften, welche von derselben Art ist wie die Bestimmung der Eigenfrequenzen einer elastisch schwingenden Saite oder Platte. Die Ergebnisse dieser Behandlungsart stimmen, wie Schrödinger zeigen konnte, mit jenen der Heisenbergschen Quantenmechanik lückenlos überein, beide Theorien haben auch eine konsequente Einordnung der früheren quantenoptischen Erfolge am Compton-Effekt und Dispersionsproblem zugelassen. Hinsichtlich der mathematischen Hilfsmittel aber zeichnet sich die Wellenmechanik vielfach durch den Vorteil leichterer praktischer Handhabung vor der Quantenmechanik aus. Die Verschiedenheiten in der physikalischen Deutung der beiden Theorien haben noch keine abschließende Klärung gefunden, immerhin hat es den Anschein, als ob auch in der Wellenmechanik von einer wesentlich diskontinuierlichen Auffassung der eigentlichen Quantenprozesse („Quantensprünge“) nicht Abstand genommen werden kann. Nach Heisenberg ist die außerordentliche physikalische Bedeutung der Schrödingerschen Ergebnisse in der Feststellung zu erblicken, daß eine anschauliche Interpretation der quantenmechanischen Zusammenhänge sowohl typische Züge einer Korpuskulartheorie, wie typische Züge einer Wellentheorie enthält.

Näheres hinsichtlich der älteren halbklassischen Quantentheorie s. Sommerfeld, *Atom- und Spektrallinien*, IV. Aufl., Braunschweig 1924; Smekal, *Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie*, Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926. Für die neueste Entwicklung: Born, *Probleme der Atombau- und Atombewegung*, Berlin 1926; Schrödinger, *Abhandlungen zur Wellenmechanik*, Leipzig 1927.

Quantenzahl s. Quantenbedingungen.

Quantimeter nach Kienböck s. Dosismesser für Röntgenstrahlen.

Quarte s. Intervall.

Quartgeige s. Streichinstrumente.

Quarz. Als wasserheller Bergkristall wird er wegen seiner Doppelbrechung und Zirkularpolarisation zu vielen optischen Instrumenten benutzt. Er gehört zu den einachsigen Kristallen des hexagonalen Systems, bei welchem die Richtung der optischen Achse mit der kristallographischen Hauptachse zusammenfällt, und kristallisiert in großen Rhomboedern oder trigonalen Pyramiden und Trapezoedern. Seine chemische Zusammensetzung ist SiO_2 , also die des Kieselsäureanhydrids; jedoch sind in den meisten Varietäten kleine Beimengungen von Eisenoxyd, Eisensäure, Titanoxyd und anderen Pigmenten enthalten, welche die Eigenschaften des Quarzes in merklichem Maße beeinflussen können. Es ist nicht leicht, sich optisch homogenen Quarz zu beschaffen. Die empfindlichste Methode zur Prüfung von Quarzen auf optische Reinheit ist die von Brodhun und Schönrock angegebene mit Hilfe eines Polarisationsapparats, der mit Quarzkeilkompensation versehen ist und mit recht starkem weißen Licht beleuchtet wird (*Ztschr. f. Instrumentenkunde* 1902, S. 353).

Allgemein wurde früher eine höchst vollkommene Konstanz in den physikalischen Eigenschaften von größeren Quarzen, auch verschiedener Herkunft, vorausgesetzt und aus diesem Grunde der Quarz besonders gern zu Präzisionsmessungen herangezogen. So benutzte z. B. auch Macé de Lépinay zur Bestimmung des Kilogramms einen größeren Quarzwürfel. Erst Schönrock hat zuerst darauf hingewiesen, daß optisch homogene Quarze in ihren optischen Konstanten beträchtliche Unterschiede aufweisen können, und daß die Ursache für dieses verschiedene optische Verhalten in der variierenden chemischen Zusammensetzung, sowie in der möglichen Verschiedenheit der Dichten zu suchen ist. Dieses Resultat wurde dann auch durch die späteren Untersuchungen von Macé de Lépinay und Buisson bestätigt. So differiert z. B. für verschiedene Quarze die Drehung der Polarisationssebene pro Millimeter Quarz, also auch schon die Differenz der beiden Brechungsexponenten der zwei Wellen in der Richtung der optischen Achse bis zu 0,08%, das Brechungsverhältnis bis zu fünfzehn Einheiten der sechsten Dezimale, die Dichte bis zu neun Einheiten der fünften Dezimale, der Ausdehnungskoeffizient bis zu 0,9%, usw. Näheres s. *Ztschr. f. Instrumentenkunde* 1901, S. 91, 150; 1905, S. 289; 1907, S. 24; 1910, S. 185; 1914, S. 192.

Vor anderen einachsigen Kristallen zeichnet sich der Quarz durch seine Zirkularpolarisation aus. Bei ihm ist nämlich die Wellenfläche für den ordentlichen Strahl keine genaue Kugel, weil es in der Nähe der Achse keine ordentliche Welle mit konstanter Geschwindigkeit mehr gibt, und auch die außerordentliche Welle ändert sich nahe der Achse nach einem anderen Gesetze als wie bei

den gewöhnlichen einachsigen Körpern. Bezeichnen ω und ε den ordentlichen bzw. außerordentlichen Brechungsexponenten senkrecht zur optischen Achse, n_o und n_e die entsprechenden in Richtung der Achse, ferner ϱ den Winkel, welchen die Wellennormalen im Quarz mit der Achse bilden, so folgt aus der Cauchy-Langschen Theorie zur Berechnung der Brechungsquotienten n der beiden Wellen für jede beliebige Richtung ϱ der Ausdruck

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\varepsilon^2} \right) \sin^2 \varrho = \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\varepsilon^2} \right)^2 \sin^4 \varrho + \frac{\cos^4 \varrho}{\chi^4}},$$

worin die Größe χ (von der Wellenlänge abhängig) für die Zirkularpolarisation charakteristisch ist (für einen gewöhnlichen einachsigen Kristall ist $\chi = \infty$). Für die Mitte der beiden D-Linien ergibt sich dann z. B. bei 20,0° gegen trockene Luft von 20,0° und 760 mm Druck:

$$\begin{aligned} \omega &= 1,544\,229 & \varepsilon &= 1,553\,335 \\ n_o &= 1,544\,193 & n_e &= 1,544\,265 \\ \frac{1}{\chi^4} &= 0,0,37323. \end{aligned}$$

Es gibt, oft an sekundären kleinen Kristallflächen unterscheidbar, rechts und links drehende Quarze. Ein rechts drehender Kristall zeigt nämlich an seinem oberen Ende die kleine trigonale Pyramidenfläche rechts von der positiven primären Rhomboederfläche, sowie rechte positive und linke negative Trapezoeder; dagegen zeigt ein links drehender Kristall die Pyramidenfläche links von der Rhomboederfläche, sowie linke positive und rechte negative Trapezoeder. Auch merke man sich behufs leichter Kontrolle an einem Quarzprisma, daß in Richtung der optischen Achse des Quarzes der ordentliche Strahl (mit dem kleineren Brechungsverhältnis) in rechtsdrehenden Kristallen rechts, in linksdrehenden aber links zirkular polarisiert ist, während der außerordentliche Strahl entsprechend im entgegengesetzten Sinne zirkular schwingt.

Die Polarisations ebene drehende Quarzplatten müssen möglichst genau senkrecht zur optischen Achse geschliffen sein; dabei sollte der Achsenfehler, d. i. der Winkel zwischen optischer Achse und Plattennormale, 20 Minuten nicht überschreiten (Genaueres über die Untersuchung von Quarzplatten auf ihre Güte, d. h. optische Reinheit, Plomparallellismus und Achsenfehler, s. Ztschr. f. Instrumentenkunde 1902, S. 353). Bezeichnet nun α_t den Drehungswinkel des Kristalls in Kreisgraden für eine bestimmte Temperatur t und l_t die vom Licht durchsetzte Kristalldicke in Millimeter, so ist die Drehung in Kreisgraden für 1 mm Kristalldicke:

$(\alpha)_t = \frac{\alpha_t}{l_t}$. Die Rotationsdispersion des Quarzes, d. i. das Drehvermögen $(\alpha)_t$ als Funktion der benutzten Wellenlänge λ des Lichtes in Luft zeigt die folgende Tabelle:

λ in μ	$(\alpha)_{20}$	λ in μ	$(\alpha)_{20}$
0,1854	$\pm 370,9$	0,4359	$\pm 41,54$
0,1930	325,3	0,4916	31,98
0,1990	295,6	0,5086	29,72
0,2194	220,7	0,5893	21,72
0,2571	143,3	0,6563	17,32
0,2747	121,1	0,6708	16,54
0,3286	78,54	1,040	6,69
0,3441	70,59	1,450	3,41
0,3726	58,86	1,770	2,28
0,4047	48,93	2,140	1,55

Änderung der Drehung mit der Temperatur: in der Nähe von $t = 20^\circ$ ist für Natriumlicht

$$\alpha_t^D = \alpha_{20}^D + \alpha_{20}^D 0,000\,143 (t - 20)$$

und somit, da der Ausdehnungskoeffizient des Quarzes parallel zur Achse gleich 0,000 007 ist,

$$(\alpha)_t^D = (\alpha)_{20}^D + (\alpha)_{20}^D 0,000\,136 (t - 20).$$

Für $0,43 \mu < \lambda < 0,66 \mu$ und $0 < t < 100$ gilt $\alpha_t = \alpha_o (1 + 0,000\,131 t + 0,00000\,0195 t^2)$.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl., Braunschweig 1898.

Quarz (Isolator). Geschmolzenes Quarz ist ein ausgezeichnete elektrischer Isolator, der jedoch für elektrostatische Messungen die Güte von Bernstein nicht erreicht. Der Isolationswiderstand, bezogen auf einen Würfel von 1 cm Kantenlänge, beträgt $5 \cdot 10^{18}$, das spez. Gewicht ist 2,65, die Dielektrizitätskonstante ist rund 3,7 (für $\lambda = \infty$) Zum Schmelzen von Quarz wird ein Kristall durch Erhitzen und Abkühlen rissig gemacht. Dann wird das ganze im Knallglasgebläse zusammengesmolzen und geformt. Eine wichtige Eigenschaft des Quarzes ist seine außerordentlich geringe Wärmeausdehnung. R. Jaeger.

Quarzfasenmanometer s. Vakuummeter.

Quarzfasen. Quarzfasen von außerordentlich geringer Dicke (Größenordnung 0,002—0,010 mm), geeignet für Aufhängungen, Elektrometerschlingen usw. können nach Boys (1887) auf folgende Weise gewonnen werden. Ein Quarzstäbchen wird mit einem Ende am Fuß eines auf der gespannten Armbrust liegenden Bolzens, mit dem anderen Ende am Kolben der Armbrust befestigt. Die Mitte des Stäbchens wird mit der Knallgasflamme erweicht und darauf der Bolzen gegen eine entfernte Holzwand abgeschossen. Der so entstandene feine Faden von 10 m oder mehr Länge kann wie ein Textilfaden aufgewickelt werden.

Nichols und neuerdings Perucca benutzen die Strömungsenergie der Gebläseflamme zum Ausziehen des Fadens.

Durch Versilberung können die Quarzfasen leitend gemacht werden. Göpel.

Quarzglas. Quarz wird oberhalb 1700° amorph. Die Schmelze wird dabei nicht so dünnflüssig, daß Luftblasen daraus entweichen könnten. Beim Versuch, die Dünnflüssigkeit durch weitere Temperatursteigerung zu erreichen, fängt die Schmelze zu verdampfen an. Ganz reines und homogenes Quarzglas zu schmelzen macht daher erhebliche Schwierigkeit.

Für optische Zwecke muß ein Stück reinsten, ausgesuchten Bergkristalls ohne Risse und Einschlüsse mit großer Vorsicht durch einen Prozeß, der mehr an das Senken des optischen Glases als an das Schmelzen erinnert, in das Glas umgewandelt werden. Beim Erhitzen des Bergkristalls ist die Gefahr des Zerspringens groß, da er bei 575° einen Umwandlungspunkt hat, mit dem eine sprunghafte Änderung des Ausdehnungskoeffizienten verbunden ist. Größere Stücke lassen sich deshalb, wenn überhaupt, nur schwierig über diese Temperatur hinaus erwärmen, ohne zu zerspringen; brauchbare Linsen lassen sich also nicht in beliebiger Größe anfertigen.

Werden an die Homogenität nicht die größten Anforderungen gestellt, so kann man so verfahren, daß man kleinere Bergkristallstücke auf etwa 600° anwärmt und nacheinander der Verglasungs-

temperatur aussetzt, wobei das folgende Stück erst dann zu den anderen hinzugefügt wird, wenn diese zu einer zusammenhängenden Masse zusammengesmolzen sind. Unter Benutzung des Sauerstoffgebläses lassen sich daraus Gegenstände wie aus gewöhnlichem Glase herstellen.

Geht man mit den Ansprüchen an die Beschaffenheit noch weiter herunter, benützt man sich mit einem undurchsichtigen weißen Glase, so kann Quarzsand als Rohstoff benutzt werden. Das Produkt wird Quarzglas genannt. Die Herstellung des Quarzglases geschieht auf folgende Weise: Ein Kohlekern wird in Quarzsand eingebettet und durch den elektrischen Strom in starke Weißglut versetzt, so daß der Sand rings um den Kern zusammenbäckt. Die Erhitzung wird soweit getrieben, bis sich ein genügend hoher Gasdruck ausgebildet hat, der die weiche Masse vom Kern abhebt. Der Kern wird nunmehr herausgezogen und der Formling aus dem Ofen genommen. Er kann, noch weich, zu einem Rohr auseinandergezogen oder nach dem Zukneifen der beiden Enden mit geeigneten Zangen mittels Preßluft in eine Form aufgeblasen werden. Die Außenseite des Gegenstandes, die von angefritteten Sandkörnern rau ist, wird durch Abschleifen geglättet. Die so erhaltenen Gegenstände können mit dem Knallgasgebläse weiter verarbeitet werden; sie werden dabei glasig durchscheinend.

Quarzglas kann wegen seiner äusserst kleinen Wärmeausdehnung schroffstem Temperaturwechsel ausgesetzt werden, ohne zu zerspringen, und es zeichnet sich durch große Durchlässigkeit für ultraviolette Strahlung aus. (Zahlenangaben hierüber s. Glaseigenschaften.) Auch die elastische Nachwirkung ist äußerst gering; weswegen Quarzglasfäden z. B. zur Aufhängung von Galvanometersystemen benutzt werden. *R. Schaller.*

Quarzglasthermometer s. Glas für thermometrische Zwecke.

Quarzkeilkompensation von Soleil s. Saccharimetrie.

Quarzquecksilberlampe s. Quecksilberdampflampe.

Quarzspektrograph s. Spektralapparate, Sternspektrograph.

Quasiergodenhypothese s. Ergodenhypothese.

Quasiergodische Systeme, hypothetische mechanische Systeme mit der Eigenschaft, jedem beliebigen mit ihrer Energie verträglichen Bewegungszustand im Laufe jeder beliebigen wirklichen Bewegung immer wieder von neuem beliebig nahe zu kommen. Jede Bahnkurve eines derartigen Systems im Phasenraume würde sich daher jedem beliebigen Punkt seiner endlichen, geschlossenen „Energiefläche“ immer wieder beliebig weitgehend annähern müssen (s. statistische Mechanik). Mit dieser Eigentümlichkeit der Phasenbahnen auf der Energiefläche hängt auch die Benennung zusammen, welche von der weitergehenden, jedoch mit der Mengenlehre in Widerspruch befindlichen Annahme ergodischer Systeme abgeleitet ist, deren Phasenbahnen „durch“ jeden Punkt der Energiefläche hindurchgehen sollten. — Es ist gegenwärtig sichergestellt, daß es mechanische Systeme mit quasiergodischen Bahnen gibt. Aber die bisher bekannten derartigen Systeme haben zwei Besonderheiten, welche ihre Anwendbarkeit in der statistischen Mechanik (s. d.) fraglich erscheinen lassen. Einerseits sind nicht sämtliche Phasenbahnen quasiergodisch, sondern es gibt,

wenn auch niedrigere, Mannigfaltigkeiten von periodischen und bedingt periodischen Bahnen. Weiters sind diese Systeme stets durch das Auftreten singulärer Punkte der Energiefläche gekennzeichnet, welchen die quasiergodischen Bahnen immer wieder beliebig nahe kommen. Beide Umstände machen es unsicher, ja unwahrscheinlich, daß man die über die Phasenbahnen erstreckten Zeitmittelwerte irgendwelcher Systemfunktionen allgemein durch Raummittelwerte über die ganze endliche Energiefläche ersetzen kann, was im Rahmen der statistischen Mechanik gefordert worden ist. Über einen völlig andersartigen, statistischen Nachweis der Äquivalenz von Zeit- und Raummittelwerten, welcher sowohl auf die statistische Mechanik, wie auf die Quantenstatistik (s. d.) anwendbar ist, vgl. man den Art. über allgemeine Statistik.

Quasimolekül s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Quasistationäre Stromvorgänge. Stromvorgänge, bei denen der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom zu vernachlässigen ist. Die Schwingungsdauer der hier in Betracht kommenden Wechselströme ist groß gegen die Zeit, welche die durch den Wechselstrom hervorgerufenen elektromagnetischen Störungen brauchen, um die größte in dem betreffenden System vorkommende Entfernung zu durchmessen. Es können alle Energieverhältnisse so berechnet werden, als ob der Strom stationär wäre. — Quasistationäre Stromvorgänge haben wir also meist im Bereich des gewöhnlichen Wechselstromes, dagegen vielfach nicht in der drahtlosen Telegraphie. *A. Meissner.*

Quecksilberdampfgleichrichter. Apparate zur Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom, die

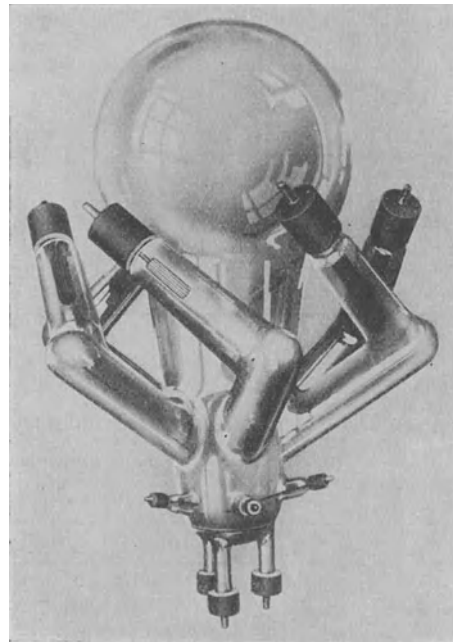


Fig. 1. Glasgleichrichter der AEG.

auf der Ventilwirkung des Quecksilberlichtbogens beruhen. Die Quecksilberdampfgleichrichter bis 250 Amp. haben ein Glasgefäß („Glasgleich-

richter“), die für größere Ströme ein Gefäß aus Eisen („Großgleichrichter“). Die Glasgefäße bestehen gemäß vorstehender Fig. 1 aus einem zentral gelegenen Kathodenraum, an dessen tiefstem Punkte sich eine größere Menge Quecksilber befindet, das Kathode ist, und an den seitlich so viele ein- oder mehrfach gekrümmte Glasarme angesetzt sind, wie der gleichzurichtende Wechselstrom Phasenanschlüsse besitzt. Diese Arme tragen in ihrem oberen Teil die Gleichrichteranoden aus Eisen oder Graphit. Auf den Kathodenraum ist oben eine glockenförmige oder auch keulenartige Erweiterung, die Kühlkammer, aufgesetzt. Ferner treten aus ihr verschiedene kürzere

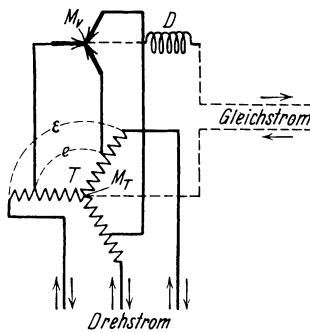


Fig. 2. Schaltschema eines Drehstromgleichrichters.

kleinere Glasarme heraus, die als Zündanoden und Hilfsanoden dienen. Das einfachste Schaltschema eines Drehstromgleichrichters zeigt Fig. 2. Die drei Pfeile bei M_0 bedeuten die drei Anodenarme des Gleichrichters, der Punkt M_0 stellt die Kathode dar. Der gleichzurichtende Strom geht stets von derjenigen Anode, die momentan das höchste positive Potential hat, zur Kathode. Er befindet sich also bei Mehrphasen-Gleichrichtern in dauernder Rotation wie ein rotierender Schalter, dessen Kontaktflächen die Anoden sind. Die Ventilwirkung beruht darauf, daß ein Lichtbogen nur dann bestehen kann, wenn sich auf der Kathode eine Stelle so hoher Temperatur befindet, daß große Mengen Elektronen ausgesandt werden. Ein solcher Kathodenfleck wird auf der Quecksilberkathode durch die Zündung hergestellt und bleibt dann dauernd bestehen, weil der Lichtbogen an der Kathode nie unterbrochen wird, da durch besondere Vorkehrungen für eine Überlappung der von den Anoden kommenden Ströme an der Kathode gesorgt wird. An einer Anode könnte sich in der entgegengesetzten Stromrichtung, in der sie Kathode ist, nur dann ein Kathodenfleck ausbilden, wenn die Spannung so stark erhöht würde, daß die bei 500 V einsetzende Glimmentladung in einen Lichtbogen umschlüge, wozu viele tausend Volt nötig sind. Doch ist diese Spannung um so niedriger, je höher der Quecksilberdampfdruck im Gefäß ist, je mehr Fremdgas es enthält und je gefährlichere Verunreinigungen sich auf der Kathode befinden. Beim Zusammentreffen dieser Umstände kann eine solche Lichtbogenbildung, eine Rückzündung, vorkommen. Sie wirkt wie ein Kurzschluß. Der Spannungsverlust im Gleichrichter beträgt je nach der Länge der Anodenarme 13—20 V. Die kleinsten Gleichrichter werden für 5 Amp. gebaut. Unterhalb von 3 Amp. kann sich der Lichtbogen auf die Dauer nicht halten. Bei Gleichrichtern von 100 Amp. an lassen sich erträgliche Abmessungen der Glaskörper nur erzielen, wenn die Gleichrichter durch einen darunter gesetzten Ventilator kräftig gekühlt werden. Die Spannungen, die gleichgerichtet werden können, sind um so höher, je schwächer die Gleichrichter

im Vergleich zu ihrer Größe belastet sind. Im technischen Betriebe sind Spannungen bis zu 3000 V, im Laboratorium bis 10000 V erreicht. Eine Abart der Quecksilbergleichrichter sind die Argonalggleichrichter (s. d.).

Bei den Großgleichrichtern sind die die Anoden tragenden Seitenarme gewissermaßen in das den großen Kathodenraum bildende Eisengefäß hineingesetzt. Die Dichtung der großen Gefäße, die von Zeit zu Zeit zu Revisionszwecken geöffnet werden mußten, bot anfangs große Schwierigkeiten, die z. Z. überwunden sind. Die Fabrikation ist jetzt zu Typen für Stromstärken bis 16000 Amp. und Spannungen von mehreren tausend Volt gelangt.

Durch die Eigenart der in den einzelnen Teilen des Speisetransformators, der Zuleitungen und des Gleichrichters selbst fließenden pulsierenden und intermittierenden Ströme treten bei der Berechnung von Gleichrichteranlagen viele interessante und schwierige Probleme auf. Infolge zunehmender Verwendung von Wechselstrom zur Fernleitung und der Unentbehrlichkeit des Gleichstromes für viele Zwecke nimmt die Verwendung der Quecksilbergleichrichter dauernd zu. Güntherschulze. Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Julius Springer, Berlin 1929.

Quecksilberdampf Lampe. Besteht aus einer Eisenanode und einer Quecksilberkathode in einem längeren hochevakuierten Glasrohr. Durch vorübergehenden Kontakt zwischen den beiden Elektroden wird der Lichtbogen eingeleitet, dessen positive Säule als Lichtquelle dient. Die Abkühlungsverhältnisse der Lampe sind so gewählt, daß sie eine Temperatur erreicht, bei der der Dampfdruck des Quecksilbers Bruchteile eines mm beträgt. Der Energieverbrauch pro Kerzenstärke ist gering (bis 0,2 Watt/HK), das Licht wegen der großen Oberfläche sehr schonend für die Augen. Da es aber im wesentlichen nur aus einer gelben, einer grünen und einigen blauen Linien besteht, Rot also völlig fehlt, kommt die Lampe für Beleuchtung von Räumen, bei denen es auch auf ästhetische Wirkung ankommt, nicht in Frage.

Wesentlich höherer Dampfdruck wird in der Quarzquecksilberlampe erzielt, da die hohe Schmelztemperatur des Quarzes eine wesentlich höhere Brenntemperatur zuläßt. Infolgedessen hat der Lichtbogen, der sich von der Gefäßwand abschnürt und nur $\frac{2}{3}$ des Querschnittes des Quarzrohres ausfüllt, eine sehr große Flächenhelligkeit und neben dem Linienspektrum ein kräftiges kontinuierliches Spektrum. Vor allem aber sendet die Lampe eine intensive ultraviolette Strahlung aus, so daß sie in der Therapie unter dem Namen künstliche Höhensonne eine ausgedehnte Verwendung gefunden hat.

Die Quecksilberquarzlampe wird in zwei verschiedenen Typen hergestellt. Die Lampe von Heräus, Hanau, ist evakuiert, beim „Brennen“ entwickelt sich in ihr ein Dampfdruck des Quecksilbers von 60—100 mm. Die sog. offene Quecksilberlampe von Jaenicke brennt dagegen bei Atmosphärendruck des Quecksilbers. Sie besteht aus einem U-förmigen Quarzrohr mit hochgebogenen Anschlußrohren. In der Ruhe ist das U-Rohr vollständig mit Quecksilber gefüllt. Die Inbetriebnahme erfolgt dadurch, daß in dem Ansatzrohr A durch eine Heizwicklung das Quecksilber so stark erhitzt wird, daß es verdampft und das Quecksilber im U-Rohr verdrängt. Sobald

dadurch der Kontakt im U-Rohr unterbrochen wird, zündet die Lampe. Das verdrängte Quecksilber steigt in den Anschlußrohren, die oben offen und mit der Atmosphäre in Verbindung sind, in die Höhe. Der Vorteil dieser Konstruktion besteht darin, daß die schwierige luftdichte Einführung des Stromes in das hochoerhitzte Quarzgefäß vermieden ist.

Die Stromstärke der Quarzlampen beträgt 3—6 Amp., die Betriebsspannung 120 oder 220 Volt Gleichstrom. Bei Wechselstrom sind besondere Maßnahmen erforderlich. Die Lampen werden entweder als Gleichrichter ausgebildet oder mit besonderen Zündvorkehrungen versehen.

Güntherschulze.

Quecksilberdampfstrahlpumpen. Die Dampfstrahlpumpen — auch Ejektoren oder Injektoren genannt — arbeiten nach dem Stauprinzip. Bei ihnen wird der Dampf als Triebmittel zur Erzeugung eines Vakuums verwendet. Der Dampf tritt aus einer Düse — der Treibdüse — mit großer Geschwindigkeit aus, kommt mit der abzusaugenden Luft in Berührung, stürzt samt der mitgerissenen Luft in eine zweite Düse — die Staudüse — und wird hier gestaut. Die Stauung und Kompression des Dampfes und der mitgerissenen Luft wird um so größer, je größer die Wucht ist, mit der der Dampf in die zweite Düse eintritt. Hierdurch ist auch die Güte des Vakuums bedingt. Ein Endwert des niedrigen Druckes wird erreicht, sobald der Druck der Luft kleiner wird als der des Dampfes an der Stelle, an der die Luft mitgerissen werden soll, da sich der Dampf infolge seines Überdruckes gegen die Umgebung ausdehnt. Dabei werden die äußeren Teilchen des Dampfstrahles nach allen Richtungen ausgestoßen und drängen die Luft zurück, so daß diese nicht mehr vom Dampfstrahl erfaßt werden können.

Zur Erzielung eines wirksamen Fortschaffens der Gasmoleküle gab man den Düsen besondere Formen. Crawford zog Erfahrungen aus der Technik der Geschwindigkeitsturbinen heran. Als geeignetste Düse wird die erkannt, bei der die Flächen konstanten Druckes auf der Expansionsseite, deren Erzeugende bekanntlich die orthogonalen Trajektorien auf den Strömungslinien sind, zur Mündungsfläche parallele Ebenen sind. Es kommt daher auf das Lumen der Einschnürung und die Konozität der Düse an. Durch letztere wird ein allseitiges Anschmiegen an die Wände bedingt. Der Düsenwinkel hängt von der Strömungsgeschwindigkeit in dem Sinne ab, daß einer größeren Geschwindigkeit die kleinere Öffnung entspricht. Pumpen dieses Prinzips nennt man Parallelstrahlpumpen.

In der Anschauung über die Dampfstrahl- und Diffusionsluftpumpen bestehen zwei Richtungen: die eine behauptet, daß die Ejektorwirkung des Dampfstrahls — sei es durch den oben geschilderten Bau oder durch besondere Kondensation der Dampfmoлекуle an den Kühlflächen — zur Erzeugung eines Hochvakuums ausreiche; die andere dagegen betont, daß die Dampfstrahlpumpe nur bis zu einem gewissen niedrigen Druck arbeiten könne, Pumpen, die darüber hinaus ein Vakuum erzeugen, solches dagegen nur auf Grund der Diffusion erreichen könnten. Das Strömungsbild des Dampfstrahls beim Austritt aus der Düse sei bei Eintritt der Diffusion ein anderes als vorher. Molthan hat diesen Unterschied genauer festgelegt. Er kommt zu dem Schluß: Wird Dampf

einer Dampfstrahlpumpe Luft beigemischt, so saugt die Dampfstrahlpumpe die Luft besser ab, wie ein reiner Dampfstrahl. Die Diffusionsluftpumpe aber würde unter den gleichen Verhältnissen versagen.

H. Ebert.

Quecksilberfunkenstrecke. Funkenstrecke für Stoßerregung s. Löschfunken. Der Funkenübergang erfolgt in einem Glasgefäß zwischen zwei Quecksilberelektroden bei einer Spannung von 3000 bis 10000 Volt (Vakuum 0,003 mm, günstigste Kopplung 8—12%).

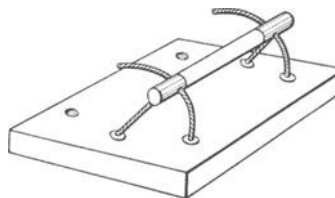
A. Meißner.

Quecksilberherz. Das Quecksilberherz ist eine Anordnung, mit der eine durch die Elektrokapillarität verursachte Bewegungserscheinung veranschaulicht werden kann. Der Gedanke dieses Experimentes stammt von Kühne-Heidelberg. Ein Quecksilbertropfen von etwa 2—3 cm Durchmesser wird auf einem Uhrglas mit verdünnter Schwefelsäure bedeckt. Der Säure werden einige Tropfen von sehr verdünntem Kaliumbichromat zugesetzt. Wenn man dann, am besten mit einer Platinspitze oder auch mit einer Nadel, den Tropfen gerade berührt, so wird er zur Kathode. Da seine Oberflächenspannung dann wächst, zuckt er zusammen, so daß die Verbindung unterbrochen wird und der Vorgang von vorne beginnen kann. Das Spiel kann etwa eine halbe Stunde lang dauern. Auch die Berührung des Tropfens mit einem Kristall von Kaliumbichromat kann genügen, um den Tropfen durch Änderung des Potentialsprungs in Bewegung zu versetzen.

R. Jaeger.

Quecksilberkohärer s. Kohärer.

Quecksilberkontakt. Bei Meßschaltungen im Laboratorium verwendet man vielfach zum Umschalten schwacher Ströme Quecksilberkontakte, bei denen der stromführende Metallbügel in einen Quecksilbernapf taucht. Einen doppelpoligen Umschalter mit Quecksilberkontakten zeigt die Figur. Um einen wirklich guten Kontakt zu



Quecksilberkontakt.

gewährleisten, müssen die Metallteile, die in das Quecksilber eintauchen, gut amalgamiert sein. Zu diesem Zweck wird das blanke Kupfer in eine angesäuerte Lösung von Merkurinitrat (HgNO_3) oder Sublimat eingetaucht, wobei es sich mit einer Quecksilberhaut überzieht. Nachdem das Metall abgespült ist, wird es mit einem trockenen Lappen abgewischt. Bei kleinen elektromotorischen Kräften muß auf die Thermokräfte am Quecksilber geachtet werden. Einen von Thermokräften völlig freien Quecksilberstromwender hat Des Coudres angegeben; (H. Hausrath, Ann. d. Phys. 9, 531, 1902), dabei wird das Kommutieren durch Umlegen von Hähnen ausgeführt. Um die Oxydation und das Verschmutzen des Quecksilbers an der freien Luft zu verhindern, hat man Quecksilberkontakte in kleine Vakuumröhrchen eingeschmolzen, die nach der einen oder andern Seite gekippt werden. Bezugsquelle A. Kühne, Berlin, Schillingstr. 16.

R. Jaeger.

Quecksilberlichtbogen. Der Quecksilberlichtbogen wird in einem von Fremdgasen völlig befreiten Gefäß zwischen einer Quecksilberkathode und einer Anode aus beliebigem Metall (in der Regel Eisen oder Graphit) erzeugt, indem entweder durch Neigen des Gefäßes beide Elektroden vorübergehend zur Berührung gebracht werden oder durch einen Hochspannungsstoß die Entladung eingeleitet wird. Der Lichtbogen brennt also in einer Atmosphäre von stark verdünntem Quecksilberdampf, dessen Druck je nach dem Zustande und der Art des Apparates zwischen 0,1 und 100 mm liegt und durch die Temperatur der Quecksilberkathode gegeben ist. Da verdünnter Quecksilberdampf den Strom außerordentlich viel besser leitet als die Gasstrecke eines gewöhnlichen Lichtbogens in Luft, lassen sich große Abstände zwischen Anode und Kathode bei verhältnismäßig niedriger Spannung überbrücken, und zwar sind die erforderlichen Spannungen um so geringer, je weiter das Gefäß ist. Denn die die Spannung in die Höhe treibenden Energieverluste treten fast nur durch Ionenadsorption an den Wänden auf. Damit verknüpft ist Lichtanregung des Quecksilberdampfes. Wird also ein Lichtbogen mit geringen Verlusten gewünscht (Quecksilbergleichrichter), so werden die Gefäße weite Rohre; wird Lichtwirkung erstrebt (Quecksilberdampflampe), so wird die Röhre relativ eng gewählt.

Auf der Quecksilberkathode des Lichtbogens irrt ein sehr heller und sehr kleiner Lichtfleck, der Kathodenfleck, mit großer Geschwindigkeit irrt er hin und her. Er ist die Existenzbedingung des Lichtbogens, da er die erforderlichen Elektronen aus der Kathode freimacht. Sobald er nur $\frac{1}{100000}$ Sekunde diese Lieferung unterbricht, erlischt der Lichtbogen. Der Kathodenfall beträgt 8–10 V, der Querschnitt des Fleckes $2,5 \cdot 10^{-4}$ cm²/Amp., die in der Sekunde verdampfende Quecksilbermenge $2,1 \cdot 10^{-3}$ g/Amp., der Spannungsverlust in der Gasstrecke bei mittleren Drucken und mittleren Röhrenweiten etwa 0,2 Volt/cm, der Anodenfall zwischen 0 und 10 Volt. Da das an der Kathode verdampfende Quecksilber sich an den Gefäßwänden kondensiert und immer wieder zur Kathode zurückrinnt und sich die Anode ebenfalls nicht verzehrt, hat der Quecksilberlichtbogen Lebensdauern von vielen tausend Brennstunden.

Seine wichtigsten technischen Anwendungen sind die Quecksilberbogenlampe, die Quecksilberquarzlampe oder künstliche Höhen Sonne, der Quecksilberdampfgleichrichter (s. d.). *Güntherschulze.*

Quecksilberluftpumpen. Die Quecksilberluftpumpen sind Saugpumpen, bei denen das Quecksilber nicht nur Dichtungsmaterial ist, sondern zugleich als Kolben dient. Diese Pumpen enthalten eine beträchtliche Menge von Quecksilber, das zwar gut abdichtet und somit einen hohen Grad der Verdünnung gewährleistet, aber gleichzeitig immer Gase absorbiert enthält, die bei Bewegung des Quecksilbers leicht wieder ins Vakuum zurücktreten können. Überdies werden Wasser- und andere Dämpfe mit diesen Pumpen nicht fortgeschafft; hierzu müssen gegebenenfalls besondere Vorrichtungen verwendet werden. Die Typen verlangen eine gute Wartung, ihre Handhabung wird z. T. umständlich und zeitraubend.

Quecksilberluftpumpen sind konstruiert worden von Geißler-Töpler, Sprengel und Gaede (s.

unter diesen Namen). Auch Kaufmann und Jones haben besondere Modelle gebaut.

H. Ebert.

Quecksilbermanometer s. Manometer.

Quecksilbernormale des Widerstandes. (Ohmnormale.) Die gesetzliche Einheit des Widerstandes wird durch die Quecksilbernormale gebildet (Deutsches Gesetz über die elektrischen Einheiten vom 1. Juni 1898). Sie bestehen aus Glasröhren von etwa 1 qmm Querschnitt, die mit Quecksilber gefüllt und mit kugelförmigen Endgefäßen zur Zuleitung des Stromes und Potentialabnahme versehen sind. Das Rohr muß kalibriert sein, um mittels des „Kaliberfaktors“ auf einen gleichmäßig zylindrischen Querschnitt reduziert werden zu können. Der mittlere Querschnitt wird durch Auswägen mit Quecksilber bei 0° bestimmt; die Länge des Rohres zwischen den plan geschliffenen Enden ebenfalls bei 0°. Auch die elektrische Messung des Rohres zum Anschluß sekundärer Einheiten (s. Drahtnormale) und zur Vergleichung verschiedener Rohre untereinander findet bei 0° statt. Bedeutet K den Kaliberfaktor, L die Länge des Rohres in Meter, G die Quecksilberfüllung bei 0° in Gramm, so ist der Widerstand nach der gesetzlichen Festsetzung $R = 12,78982 \text{ KL}^2/\text{G}$ internationale Ohm. Hierzu kommt noch der sog. „Ausbreitungswiderstand“ des Stromes in den Endgefäßen. Im praktischen Gebrauch werden an Stelle dieser Einheit die Normalwiderstände aus Manganin benutzt, welche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Charlottenburg, an die Widerstandseinheit angeschlossen werden.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl., Leipzig 1928.

Quecksilberquarzlampe s. Quecksilberdampflampe.

Quecksilberstrahlunterbrecher. Die Konstruktion der Quecksilberunterbrecher geht auf Nicola Tesla zurück (ETZ. 19, 671, 1898). Man unterscheidet zwei Klassen, die Quecksilberstrahlunterbrecher und die sog. Quecksilberzentrifugalunterbrecher; diese Einteilung ist nicht glücklich, da auch bei den Strahlunterbrechern die Zentrifugalkraft wirksam ist. Bei ihnen wird das Quecksilber aus einem Vorratsgefäß mit einer Turbine gehoben und aus einer rotierenden Düse in einem dünnen Strahl gegen einen eisernen Ring gespritzt, der mit Ausschnitten versehen ist. Die Schaltung des Unterbrechers ist so angeordnet, daß der Stromkreis geschlossen ist, wenn das Quecksilber gegen das Eisen trifft, daß aber Unterbrechung eintritt, wenn der Strahl gegen den Ausschnitt trifft. Zur Verminderung der Funkenbildung wird der Raum, in dem der Quecksilberstrahl rotiert, mit Petroleum, Alkohol oder einem Gas gefüllt. Daher rührt der Name Gasunterbrecher (Rotaxunterbrecher der „Sanitas“, Konstantunterbrecher der Siemens-Reiniger-Veifa-AG, Apexunterbrecher). Durch Wahl der Segmentbreite und der Rotationsgeschwindigkeit usw. hat man die Möglichkeit, den Unterbrechungsvorgang mannigfach zu variieren. Ein Nachteil des Apparates ist die allmähliche Verschlamung des Quecksilbers.

R. Jaeger.

Quecksilberthermometer. Quecksilberthermometer gehören zu den Flüssigkeitsthermometern (s. d.). Ihr Anwendungsgebiet liegt zunächst zwischen dem Erstarrungspunkt (–39°) und dem Siedepunkt (+356°) des Quecksilbers. In niederen Temperaturen, bis etwa 150°, pflegt man die Thermometer

luftleer zu füllen, d. h. oberhalb des Quecksilberfadens ist ein Vakuum; dadurch wird es möglich, Quecksilberfäden zwecks Kalibrierung der Kapillare abzutrennen. In höheren Temperaturen gibt man einen geringen ($\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ Atm.) Druck auf das Quecksilber, um das Abdestillieren desselben während der Beobachtung zu vermeiden. Um das Quecksilberthermometer in Temperaturen oberhalb 356° verwendbar zu machen, füllt man es oberhalb des Fadens mit einem komprimierten Gase von 30—50 Atm. Druck. Das Quecksilber bleibt dann auch oberhalb seines normalen Siedepunkts flüssig und das Instrument zeigt noch bei 400° , 500° und 600° die Temperatur in derselben Weise wie bei Zimmertemperatur an. Die Grenze der Benutzbarkeit in hohen Temperaturen wird durch das Erweichen des Glases bestimmt, das bei dem Jenaer „Supremax“-Glas erst bei 660° eintritt. Quarzglas-Quecksilberthermometer sind bis 750° brauchbar.

Quecksilberthermometer werden im allgemeinen dadurch geeicht, daß man sie mit Normalthermometern, d. h. solchen, deren Richtigkeit man voraussetzen darf oder deren Fehler man kennt, in Bädern konstanter Temperatur (s. d.) vergleicht. Findet man für das zu prüfende Thermometer Fehler, so kann man diese beim späteren Gebrauch berücksichtigen, und so das fehlerhafte Instrument wie ein richtig anzeigendes verwenden. Auf Antrag wird die Eichung des Thermometers gegen mäßige Gebühren von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt. Unzulässiger Gebrauch des Instruments, insbesondere Erhitzung auf zu hohe Temperaturen kann eine vollzogene Eichung zu schanden machen. Man kontrolliert die Unversehrtheit des Thermometers am einfachsten durch eine Beobachtung des Eispunktes (s. d.).

Es hat sich gezeigt, daß man für Quecksilberthermometer, welche aus derselben oder aus einer in ihren Eigenschaften bekannten Glasart (vgl. den Artikel: Glas für thermometrische Zwecke) geblasen sind, die Vergleichung mit dem Normalthermometer umgehen kann. Allerdings muß man dann zuvor das Thermometer seiner individuellen Eigentümlichkeiten entkleiden, d. h. man muß seine Fehler genau untersuchen und in Rechnung stellen. Das ist eine überaus langwierige Arbeit, die man deshalb auch nicht ohne Zwang auf sich nehmen wird. Tatsächlich hat man aber früher diese Arbeit für die Zwecke der Verkörperung der internationalen Wasserstoffskale und der Stickstoffskale vielfach geleistet, bevor man die thermodynamische Temperaturskale durch das Platinwiderstandsthermometer darstellen konnte (s. den Artikel: Temperaturskalen).

Die genannte Untersuchung des Thermometers setzt sich aus folgenden Einzeluntersuchungen zusammen:

1. Ermittlung der Teilungsfehler, sofern das Thermometer solche in störendem Betrage aufweist, was in der Regel nicht der Fall ist.

2. Kalibrierung des Thermometers, um die Angaben des Thermometers auf diejenigen eines Instrumentes von genau zylindrischer Innengestalt reduzieren zu können. Die Abweichung von der Zylindergestalt kann recht groß sein, selbst wenn man voraussetzt, daß der Verfertiger die für bessere Instrumente zu verwendenden Röhren bereits sorgfältig ausgesucht hat. Nach der Art der Herstellung der Röhren darf man indessen damit rechnen, daß

der Innenraum des Thermometers von langgestreckten Kegelflächen begrenzt wird und daß deshalb die Kaliberkorrekturen regelmäßig, ohne springende Änderungen verlaufen.

Man ermittelt die Kaliberkorrekturen, indem man einen Faden abtrennt und so durch die Röhre verschiebt, daß sich eine Lage stets an die vorherige anschließt; beispielsweise bringt man einen Faden von 2° in die ungefähren Stellungen 0—2, 2—4, 4—6 usw. Die Länge des Fadens wird jedesmal an der Teilung des Thermometers abgelesen; der Querschnitt des Rohres verhält sich dann umgekehrt wie die Länge des das Rohr ausfüllenden Fadens. Vollkommenere Methoden benutzen mehrere Fäden, die Vielfache des kleinsten sind; im Beispiel Fäden von 4° , 6° , 8° usw., die in den Lagen 0—4, 2—6, 4—8 . . . ; 0—6, 2—8 usw. beobachtet werden. Die Berechnung geschieht dann ähnlich wie bei der Durchschiebemethode (s. d.) bei der Ausmessung von Teilungen.

3. Ermittlung des Druckkoeffizienten. Der Stand des Thermometers ist bei sehr genauen Messungen zufolge elastischer Gestaltsänderungen des Quecksilbergefäßes nicht unabhängig von Veränderungen des äußeren und des inneren Druckes. Als äußerer Druck wirkt der bald höhere bald niedrigere Barometerstand sowie der Druck eines Flüssigkeitsbades, in welches das Instrument eintaucht. Als innerer Druck wirkt die Quecksilbersäule selbst; ein Thermometer wird also bei gleichbleibender Temperatur in horizontaler Lage höher zeigen als in vertikaler. Man ermittelt den Einfluß des Druckes, indem man ihn willkürlich verändert; erfahrungsgemäß betragen die Standänderungen etwa $0,0001^{\circ}$ für 1 mm Druckänderung. Dieser Betrag ist zwar klein; er kann aber bei feinen Thermometern $0,1^{\circ}$ und mehr erreichen, eine Größe, die, wenn man hundertel Grade mißt, keineswegs zu vernachlässigen ist.

4. Ermittlung des Eispunktes und des Wassersiedepunktes, d. h. der Angaben des Thermometers im schmelzenden Eise und im Dampfe des siedenden Wassers, welcher letzterer sich wiederum mit dem äußeren Luftdruck beträchtlich ändert. Eispunkt und Siedepunkt, sowie die Entfernung beider, der Fundamentala bstand sind veränderlich. Beide Fundamentalepunkte steigen bei Nichtgebrauch des Instrumentes im Laufe der Zeit zuerst schnell, später langsam an und nähern sich asymptotisch gewissen Endwerten, ein Prozeß, den man durch Altern, d. h. durch längeres Erwärmen des Thermometers auf höhere Temperaturen und langsames Abkühlen beschleunigen kann. Außerdem erleidet der Eispunkt nach jeder Erhitzung des Instrumentes auf eine höhere Temperatur eine Erniedrigung, die sog. Depression. Näheres hierüber s. im Artikel: Glas für thermometrische Zwecke. Immerhin ist der Abstand zwischen dem Wassersiedepunkt und dem unmittelbar danach beobachteten Eispunkt, dessen 100. Teil man als Gradwert bezeichnet, für ein Thermometer eine unveränderliche Größe; führt man diese in die Rechnung ein, so kann man verschiedene Thermometer in Übereinstimmung bringen.

5. Rechnet man auf Grund der vorstehend skizzierten Untersuchungen die Ablesungen an mehreren Thermometern aus derselben Glassorte auf einen Normalzustand (gleichmäßige Teilung, zylindrisches Kaliber, innerer Druck Null, äußerer Druck 760 mm, richtiger Fundamentala bstand) um, so erhält man

gleiche Angaben (die sog. Mutterteilungen), die aber noch vor Glassorte zu Glassorte wechseln. Um die verbesserten Angaben des Thermometers auf die thermodynamische Skale zu reduzieren, hat man also nur noch gewisse Korrekturen anzubringen, welche für jede Glassorte charakteristisch sind und durch besondere umfangreiche Untersuchung ein für alle Male festgestellt wurden. Wie groß diese Reduktionen auf die thermodynamische Skale sind, davon erhält man einen anschaulichen Begriff aus der folgenden Tabelle. Die Zahlen der Tabelle

t	Jenaer Gläser				
	Glas 16 ^{III}	Glas 59 ^{III}	Supre-maxglas	Glas 2954	Verbrennungs-röhren-glas
-30°	-30,28°	-30,13°	—	—	—
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
+50	50,12	50,03	50,05	50,05	—
100	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
150	149,99	150,23	150,04	150,20	—
200	200,29	200,84	200,90	200,8	201,13
250	251,1	252,2	252,1	251,9	252,6
300	302,7	304,4	303,9	303,8	305,1
400	—	412,6	410,5	411,2	413,5
500	—	526,9	523,1	524,3	528,4
600	—	—	644	—	—
700	—	—	775	—	—

bedeuten die Entfernungen zwischen den Teilstrichen 0 und t° eines Thermometers mit vollkommen zylindrischem Kaliber, wobei als Einheit der 100. Teil der Entfernung zwischen den Teilstrichen 0° (Eispunkt) und 100° (normaler Wassersiedepunkt) dient; bezüglich des äußeren und inneren Drucks sollen normale Verhältnisse herrschen. Die Zahlen gelten für Stabthermometer; Einschlußthermometer können ein etwas abweichendes Verhalten zeigen, das mit der Natur und der Befestigungsart des Teilungsträgers wechselt.

Scheel.
Näheres s. Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Bd. I. Berlin 1894.

Quecksilbervoltmeter. Das bei diesem Voltmeter (s. d.) durch die Elektrolyse ausgeschiedene Quecksilber sammelt sich in einem zylindrischen Rohr und wird dem Volumen nach durch Ablesung der Quecksilberhöhe bestimmt. Als Kathode dient Quecksilber oder Platin, als Anode Quecksilber, als Elektrolyt das Merkurisalz desselben. Dieses Voltmeter findet in der Technik Anwendung als Elektrizitätszähler (Stia-Zähler). *W. Jaeger.*

Quelle. In der theoretischen Elektrotechnik wird eine positive elektrische Ladung als Quelle, eine negative als Senke des elektrischen Feldes bezeichnet. *Güntherschulze.*

Quelle und Senke. Der Ursprungspunkt einer radial nach allen Seiten sich verteilenden Flüssigkeitsströmung ist eine Quelle, ein Punkt, nach dem hin von allen Seiten Flüssigkeit zusammenströmt, eine Senke. Eine Senke ist eine Quelle mit entgegengesetztem Vorzeichen. Für Quellen (Senken) sind die Stromlinien Strahlen durch den Quellpunkt, die Äquipotentiallinien konzentrische Kreise bzw. Kugeln um diesen. Das Potential einer Quelle (Senke) im zweidimensionalen Strömungsfeld ist

$$\Phi = \frac{E}{2\pi} \ln r,$$

die Geschwindigkeit

$$v = \frac{E}{2\pi r},$$

die Stromfunktion

$$\Psi = \frac{E}{2\pi} \cdot \varphi,$$

r ist in diesen Ausdrücken der Abstand der betrachteten Punkte von der Quelle, φ der Winkel zwischen einem beliebig gewählten Anfangsstrahl und dem Strahl r, E = Ergiebigkeit. Mit der Stromfunktion läßt sich bei Quellen, besonders im zweidimensionalen Fall, vielfach einfach rechnen. — Eine Quelle im Raum hat das Potential

$$\Phi = -\frac{E}{4\pi r},$$

die Geschwindigkeit

$$v = \frac{E}{4\pi r^2}$$

und die Stromfunktion

$$\Psi = \frac{E}{2} (1 - \cos \varphi),$$

r ist wiederum der Abstand von der Quelle, φ der Winkel zwischen einer beliebig zu wählenden Anfangsrichtung im Raum und dem Strahl r. Es besteht eine Ähnlichkeit zwischen dem Felde von Quellen in der zweidimensionalen Strömung und dem von unendlich langen, geraden Wirbelfäden (s. auch Wirbel). Sie gehen auseinander hervor durch Vertauschung von Potential- und Stromfunktion und von Äquipotential- und Stromlinien, d. h. in der komplexen Strömungsfunktion unterscheiden sie sich von einer belanglosen Vorzeichenänderung abgesehen, nur durch einen Faktor i. Für die Quelle ist

$$\Phi + i\Psi = \frac{E}{2\pi} \ln z.$$

Für den Wirbel

$$\Phi + i\Psi = i \frac{\Gamma}{2\pi} \ln z.$$

Potentialströmungen um viele Körperformen erhält man durch Überlagern geeigneter Quell- und Senkenströmung mit anderen Strömungen; die Funktionen Φ und Ψ werden dabei in ihren Beträgen, die Geschwindigkeiten vektoriell addiert. So z. B. gewinnt man die Oberfläche und das äußere Strömungsfeld von rotationsförmigen oder von unendlich langen, zylindrischen Halbkörpern nach Fig. 1 durch Überlagerung einer drei- oder zweidimensionalen einzelnen Quelle oder Senke mit einer Parallelströmung; die innere Strömung dient als Ersatz für den festen Körper. Das Strömungspotential ist im zweidimensionalen Fall

$$\Phi = v x + \frac{E}{2\pi} \ln \sqrt{x^2 + y^2},$$

im dreidimensionalen

$$\Phi = v \cdot x - \frac{E}{4\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}.$$

Die Abmessungen lassen sich in Abhängigkeit von E und der Geschwindigkeit v angeben. Ähnlich erhält man durch Überlagerung einer Quelle und einer Senke mit einer Parallelströmung Begrenzungen wie in Fig. 2. Mit kontinuierlichen Quell-Senkenanordnungen auf einer Linie, Fläche oder in einem räumlichen Gebiet lassen sich Körperumrisse der verschiedensten Art auffinden (vgl.

z. B. Fuhrmann, Diss. Göttingen 1912 und Jahrbuch der Motorluftstudien-gesellschaft 1911, 12), ferner v. Kármán, Abh. d. Aachener Aerodyn. Inst. Heft 6.

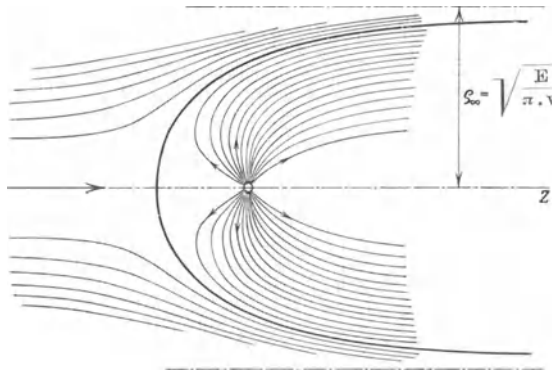


Fig. 1.

Strömung um einen Halbkörper (Quelle u. Parallelströmung).

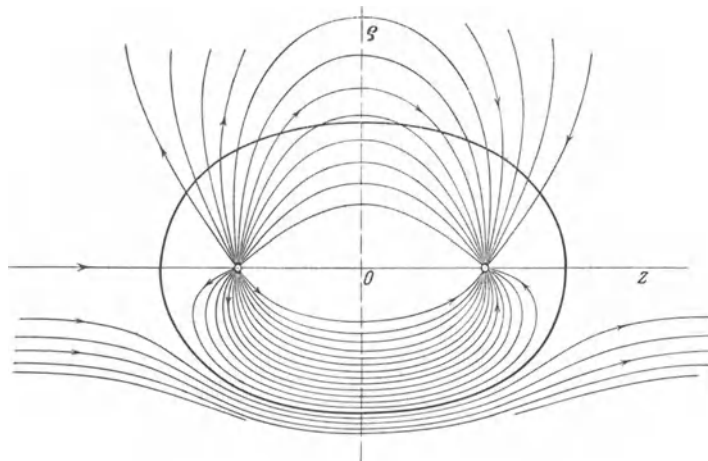


Fig. 2.

Strömung um eine ovale Rotationsfläche (Quelle u. Senke u. Parallelströmung).

Läßt man eine Quelle und eine Senke gleicher Stärke immer mehr in einen Punkt zusammenrücken, unter Konstanthaltung des Dipolmoments (= Abstand mal Quellstärke), so erhält man im Grenzfall einen „Dipol“ (Doppelquelle, Quellsenke). Überlagert man ihm eine Parallelströmung, so erhält man die symmetrische Umströmung der Kugel bzw. des Kreises. *Eisner — O. Schrenk.*

Quellen. Das Grundwasser (s. d.) tritt in Form von Quellen zutage, deren Erscheinungsform als Schicht-, Überfalls-, Verwerfungs-, Barrieren-, Spalt- oder artesische Quellen in hohem Maße abhängig ist von der Lagerung und Wasserdurchlässigkeit der Gesteinsschichten. Periodische Quellen, auch Hungerbrunnen genannt, fließen nur in Zeiten größeren Regenreichtums. Alle Quellen, deren Wassermenge von den Schwankungen der Niederschläge abhängt, deren Wasser also aus der Atmosphäre stammt, bezeichnet man als vados. Sie sind ihrem Ursprunge nach völlig verschieden von den juvenilen Quellen, deren Wasser dem Magma des Erdinneren entstammt und aus großen Tiefen emporsteigt. Namentlich die juvenilen

Quellen haben daher meist eine höhere Temperatur, die sich bis zur Siedehitze steigern kann. Als Thermen bezeichnet man in der Regel alle Quellen, die wärmer sind als die mittlere Lufttemperatur an der Ausflußstelle. In vulkanischen Gegenden treten die juvenilen Quellen mitunter als intermittierende Springquellen auf (s. Geiser).

Der Gehalt an gelösten Bestandteilen hängt von der Beschaffenheit des Muttergesteins ab. Nach dem vorherrschenden Anteil der Salze unterscheidet man Eisen-, Kalk-, Kiesel-, Natron-, Schwefelquellen usw. Vielfach enthalten die Quellen Kohlensäure in gelöstem Zustande (Säuerlinge), mitunter auch andere Gase.

Quellen, denen kein Wasser, sondern nur gasförmige Kohlensäure entströmt, nennt man Mofetten, wenn sie schwefelhaltige Gase liefern Solfataren, wenn sie Wasserdampf und andere Gase ausstoßen Fumarolen. Derartige Gasquellen kommen häufig in Gebieten vor, deren vulkanische Tätigkeit im Erlöschen begriffen ist, und sich im sog. Solfatarenstadium befindet (s. Vulkanismus).

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der Physischen Erdkunde, 7. Aufl. 1927—30.

Quellenfreiheit. Ein Raum, in dem sich keine elektrischen Ladungen befinden, heißt quellenfrei. Analog wird auch eine magnetische Krafttröhre außerhalb des sie erzeugenden Magneten quellenfrei genannt. *Güntherschulze.*

Quellsenke s. Quelle.

Quellung. Während die Wasseraufnahme nicht elastischer Gele ohne Volumänderung nur in den Kapillarräumen erfolgt, die sich beim Trocknen gebildet haben, erfolgt die Wasseraufnahme elastischer Gele direkt seitens der Teilchen, also unter Volumzunahme. Letzterer Fall wird Quellung genannt.

Zwischen Dampfdruck und aufgenommenen Flüssigkeit besteht eine Isotherme, die bei Drucken, die sich dem Sättigungsdruck des Dampfes nähern, nach oben steil umbiegt. Da die Adsorption von Dämpfen an benetzbaren Flächen in derselben Weise erfolgt, so kann man die Quellung auch als Adsorption der Flüssigkeit seitens der Teilchen auffassen, die Flüssigkeitsmolekeln vereinigen sich dann zur zweiten Phase.

Bei der Quellung übt das Gel einen dem osmotischen Druck analogen Druck aus, der in bestimmter Weise dem Quellungsgrad zugeordnet ist. Es besteht die Beziehung:

$$p = p_0 c^n$$

(p = Quellungsdruck, c = Konzentration an trockenem Gel des gequollenen Gels, p_0 , n Konstanten). n beträgt ungefähr 3, ist aber von Stoff zu Stoff veränderlich.

Zwischen Quellungsdruck und Dampfdruck besteht nach Katz folgender Zusammenhang

$$p = - \frac{RT}{v_m} \ln h$$

(v_m = Molvolum, h = Verhältnis des Dampfdrucks

zu dem bei Sättigung). Je größer h , also der Quellungsgrad, um so geringer der Quellungsdruck.

Bei der Quellung treten verschiedene mechanische Wirkungen auf, die durch die hierbei wirksamen Kräfte hervorgebracht werden. Engelmann hat versucht, auf dieser Grundlage eine Muskelkontraktionstheorie aufzubauen.

Bei der Quellung wird Wärme frei. Die einer bestimmten Mehraufnahme von Flüssigkeit entsprechende Wärme wird als differentielle, die der gesamten Menge entsprechende Wärme als integrale Wärme bezeichnet. Die differentiale Wärme nimmt mit zunehmendem Quellungsgrad ab, entsprechend der Adsorptionsnatur des Vorganges. Der Zusammenhang zwischen aufgenommener Flüssigkeit und integraler Wärme gehorcht einer Gleichung von der Form der Langmuirschen.

Die Quellung in Lösungen ist nicht so einfach, da als Komplikation die Adsorption des Gelösten hinzutritt. Außerdem wird der Zustand der Teilchen von gelösten Beimengungen vielfach verändert, so z. B. der Dissoziationszustand der Gelatineteilchen in Lösungen verschiedener Wasserstoffionenkonzentration. Die Quellung hat beim isoelektrischen Punkt ein Minimum.

Die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsaufnahme entspricht der einer monomolekularen Reaktion.

A. Gemant.

Querdehnung. Sowohl beim Zugversuch als auch beim Druckversuch mit einem prismatischen Stab treten außer der Dehnung ϵ_x in Richtung x der Stabachse noch Längenänderungen in den Querrichtungen y, z ein. Diese sog. *Querdehnung* oder *Querkontraktion* hat ein der Längsdehnung entgegengesetztes Vorzeichen und ihre Größe ist nur ein bestimmter Bruchteil von dieser.

Bei isotropen Stoffen ist die Querdehnung nach allen Querrichtungen hin gleich. Es gilt dann

$$\epsilon_y = \epsilon_z = -\frac{\epsilon_x}{m}$$

Das Verhältnis m von Längsdehnung zu Querdehnung heißt *Querkontraktionszahl* oder *Querdehnungszahl*. *Poissonsche Konstante* nennt man

den reziproken Wert $\frac{1}{m}$ der Querdehnungszahl.

Im folgenden sind die Querdehnungszahlen für einige Stoffe angegeben. Die Werte m ändern sich in gewissen Grenzen mit der Zusammensetzung der betreffenden Materialien. Die Abhängigkeit von der Temperatur ist im Intervall 0–100° im allgemeinen nicht bedeutend. Die Größe von m nimmt dabei mit steigender Temperatur etwas ab.

Stahl. Die Querdehnungszahl m beträgt je nach der chemischen Analyse und der Behandlung der Stahlsorten zwischen $m = 3,0$ und $4,1$, im Mittel etwa $m = 3,5$. Bei den technischen Anwendungen der Elastizitätstheorie wird für die Ermittlung der elastischen Formänderungen meist $m = 10/3$ gesetzt. Im Bereich der bildsamen Verformungen und für nicht zu große Formänderungen ist annähernd $m = 2$, so daß die plastischen Deformationen praktisch bei unverändertem Vo-

lumen erfolgen, da die Volumdehnung e (s. d.) für $m = 2$ verschwindet.

Aluminium	$m = 3,0$ (Mittelwerte)
Blei	$m = 2,4$
Kupfer	$m = 2,9$
Messing	$m = 2,8$
Nickel	$m = 3,2$
Silber	$m = 2,6$
Zinn	$m = 2,9$
Jenaer Glas, je nach der chemischen Analyse	$m = 3,1-5,1$.

Stoffe, die sich bei Deformation in großer Annäherung volumbeständig verhalten, sind Kautschuk und Gelatine, so daß dafür $m = 2$ gesetzt werden kann.

Bei den natürlichen und künstlichen Steinen werden stark mit den Verhältnissen wechselnde Werte m beobachtet. Die Zahlen ändern sich auch mit der Höhe der ausgeübten Spannungen.

Beton	$m = 6-12$, im Mittel etwa $m = 8$
Gneis	$m = 2,7-6,0$
Granit	m bis 12
Marmor	$m = 3,2-3,8$
Porzellan	$m = 4,8$
Zement	$m = 4-5$

Alle oben angegebenen Zahlen sind Mittelwerte. Die Querdehnungszahlen m werden öfter auch mit Werten beobachtet, die außerhalb der genannten Grenzen liegen.

F. Schleicher.

Weiteres Zahlenmaterial über neuere Versuche vergleiche man: Handbuch der Physik, Bd. 6, Mechanik der elastischen Körper, Berlin 1928, Anhang. Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik, Bd. 3, Leipzig 1927, Kap. Zug und Druck, S. 94 u. f.; ferner Roß und Eichinger, Versuche zur Klärung der Bruchgefahr. Diskussionsberichte der eidgen. Materialprüfungsanstalt Zürich, 1926/29.

Querdisparation s. Tiefenwahrnehmung.

Querkontraktion s. Querdehnung.

Querkraft s. Balken und Stäbe, Spannungsergebnisse und Spannungsmomente.

Quermoment ist das Moment, welches ein Flugzeug um seine Längsachse, also in einer Ebene etwa senkrecht zur Flugrichtung zu drehen sucht. Es wird durch die Querruder ausgeglichen (s. d.).

L. Hopf.

Querruder ist das Steuerorgan, mit dessen Hilfe ein Flugzeug richtig in eine Kurve hineingelegt werden kann, so daß die Resultierende der Schwere und der Zentrifugalkraft in seiner Symmetrieebene bleibt. Das Querruder besteht in der Regel aus zwei Klappen an den beiden Flügelenden, welche sich zwangsläufig in entgegengesetzter Richtung bewegen; es wird dann der Auftrieb auf den einen Flügel erhöht, der auf den anderen Flügel erniedrigt, und es entsteht ein Drehmoment, welches das Flugzeug zum seitlichen Neigen zwingt.

L. Hopf.

Querschnittsbelastung s. Luftwiderstand.

Querstabilität s. Stabilität des Flugzeuges.

Querwellen s. Schiffswellen.

Quinte s. Intervall.

Quintetts s. Serienspektren.

Quintieren s. Pfeifen.

Quirl = Rotor s. Dilatation und Rotation; Wirbelbewegungen.

R

R = Gaskonstante s. d. und Boyle-Charles'sches Gesetz.

R = Abkürzung für „Röntgen“. Einheit der Röntgenstrahlendosis, welche auf die Luftionisation gegründet ist. Nach einem Beschluß der Deutschen Röntgengesellschaft lautet die Definition der Einheit folgendermaßen: „Die absolute Einheit der Röntgenstrahlendosis wird von der Röntgenstrahlenenergiemenge geliefert, die bei der Bestrahlung von 1 cm³ Luft von 18° C Temperatur und 760 mm Quecksilberdruck bei voller Ausnützung der in der Luft gebildeten Elektronen und bei Ausschaltung von Wandwirkungen eine so starke Leitfähigkeit erzeugt, daß die bei Sättigungsstrom gemessene Elektrizitätsmenge eine elektrostatische Einheit beträgt. Diese Einheit wird 1 Röntgen genannt und mit dem Buchstaben R abgekürzt.“ Zur Bestimmung des R läßt sich die Holthusensche Kammer oder die Druckluftionisationskammer (s. d.) benutzen. Hiervon ist zu unterscheiden das sog. „französische R“ von Solomon, dessen Definition lautet: „Die Einheit der Röntgenstrahlenintensität (R/sec) verursacht in der Ionisationskammer eines Solomon-Ionometers die gleiche Ionisation wie 1 g Radiumelement in 2 cm Entfernung von der Kammer in gleicher Achse mit ihr bei einem Filter von 0,5 mm Platin.“ Das Ver-

hältnis $\frac{R \text{ deutsch}}{R \text{ franz.}}$ ist von der Strahlenqualität

abhängig und schwankt nach den Angaben verschiedener Autoren zwischen etwa 2,8 und 5,7.

Auf dem II. Internationalen Kongreß für Radiologie in Stockholm wurde anstatt dieser Einheiten eine der deutschen Einheit sehr ähnliche Einheit, ebenfalls mit dem Namen „Röntgen“ aber der Bezeichnung „r“, international angenommen. Dieses „r“ unterscheidet sich von dem ursprünglichen deutschen „R“ nur dadurch, daß in der Definition an die Stelle von „18° C Temperatur“ gesetzt ist, „0° C Temperatur“. Infolgedessen verhält sich das internationale „r“ zum deutschen „R“ wie 0,939:1. (Vgl. Strahlentherapie, Bd. 30, S. 604; 1928). S. auch den Artikel „Dosis der Röntgenstrahlen“.

Behnken.

Rademanit. Kohle, die unter Ausnützung ihres großen Adsorptionsvermögens mit Radium-Emanation gesättigt wird. Nach etwa 4 Stunden hat sich die Emanation mit ihren Zerfallsprodukten ins Gleichgewicht gesetzt; von da an nimmt die β - und γ -Strahlfähigkeit des Rademanites entsprechend der Abklingung der Emanation stetig ab und ist nach 3,85 Tagen auf die Hälfte gesunken. Will man aus Rademanit die Emanation selbst wieder herausbekommen, so geschieht dies durch Verbrennung der Kohle. *K. W. F. Kohlrusch.*

Radialgeschwindigkeiten der Sterne. Das Doppellersche Prinzip ergibt eine Verschiebung der Spektrallinien aus ihrer Normallage durch Relativgeschwindigkeit zwischen Lichtquelle und Beobachter. Diese Verschiebungen werden benutzt, um die Fixsternbewegungen im Visionsradius zu messen. Die Messung geschieht stets photographisch. Die

Normallage der Linien wird durch ein beiderseits des Sternspektrums aufgelegtes Metallspektrum, meist des Eisens, festgestellt. Naturgemäß wird die Radialgeschwindigkeit in km/sec gemessen. Wir nennen sie positiv, wenn der Stern sich von uns entfernt, und negativ, wenn er auf uns zukommt.

Die mittlere Radialgeschwindigkeit der Sterne ist von der Größenordnung von 10 km/sec und zeigt eine Abhängigkeit vom Spektraltypus, wie folgende Tabelle zeigt. Es gibt aber auch eine kleine Zahl von Sternen, meist ziemlich lichtschwache G-, K-, M-Typen, deren Radialgeschwindigkeiten mehrere hundert Kilometer betragen.

Spektrum	Radialgeschwindigkeit
B	6,5 km/sec
A	11,0 „
F	14,4 „
G	15,0 „
K	16,8 „
M	17,1 „
Planetarische Nebel . . .	25,3 „

Warum die Sterne vom B-Typus geringere durchschnittliche Radialgeschwindigkeiten zeigen, ist ziemlich ungeklärt. Jedenfalls hängt dies mit den größeren Massen der B-Sterne zusammen. Es ist aber wegen der fehlenden oder doch viel zu seltenen „Zusammenstöße“ nicht angängig, die Analogie mit den Molekülen eines Gasgemisches zu ziehen. Außerdem zeigen die B-Sterne eine durchschnittliche positive Radialgeschwindigkeit, deren Ursache auch noch ungeklärt ist. Jedenfalls kann die Einsteinsche Rotverschiebung nicht die Ursache sein. Auffallend sind die großen meist positiven Radialgeschwindigkeiten der Spiralnebel, die bis zu + 8000 km/sec gehen und für die eine plausible Erklärung fehlt.

Viele Sterne zeigen variable Radialgeschwindigkeiten. Die Variabilität ist meistens auf Bahnbewegung zurückzuführen; bei vielen spektroskopischen Doppelsternen sind die Bahnelemente bestimmt (s. Doppelsterne). Etwa ein Viertel aller Sterne erweisen sich als spektroskopische Doppelsterne. Aber es kann noch andere Ursachen der Veränderung der Radialgeschwindigkeit geben, wie Strömungen an der Oberfläche, Pulsationen der Himmelskörper, Explosionen von Gasmassen. *Bottlinger.*

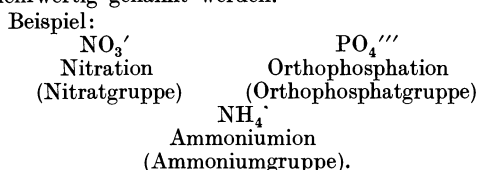
Radialturbine s. Turbine.

Radiant (Ausstrahlungspunkt), der perspektivische Divergenzpunkt paralleler Bewegungen, wie bei Sternschnuppenschwärmen oder Gruppen paralleler bewegter Fixsterne (vgl. Meteore). *Bottlinger.*

Radikale. Radikale, Gruppen oder Reste sind bestimmte, immer wieder erscheinende Atomgruppen, die für sich allein nur in Ausnahmefällen bestehen und die bei chemischen Reaktionen unverändert in eine neue Verbindung eingeführt werden können.

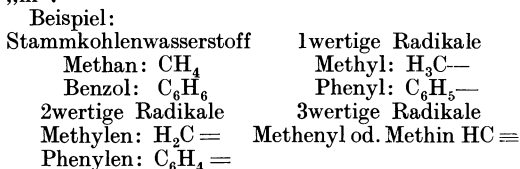
Die Radikale können sowohl anorganischer als auch organischer Natur sein. Unter anorganischen Radikalen versteht man z. B. die Reste von Säuren, Basen oder Salzen, die je nachdem, ob sie ein oder

mehrere ein- oder mehrwertige Atome oder Atomkomplexe zu binden imstande sind, oder in Ionenform ein- oder mehrfach geladen sind, ein- oder mehrwertig genannt werden.



Die organische Chemie arbeitet mit einer bedeutend größeren Zahl von Gruppen und unterscheidet daher zwischen den Radikalen der Stammkohlenwasserstoffe — abgeleitet von Methan und Benzol — und denen der übrigen organischen Verbindungen.

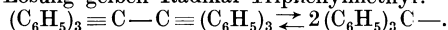
Denkt man sich aus einem Stammkohlenwasserstoff ein oder mehrere Wasserstoffatome eliminiert, so heißt der übrigbleibende Atomkomplex Radikal. Er ist so vielwertig, als man Wasserstoffatome aus dem Stammkohlenwasserstoff entfernt hat. Die einwertigen Radikale werden im allgemeinen durch die Endsilbe „yl“ gekennzeichnet, die zweiwertigen durch „ylen“, die dreiwertigen durch „enyl“ oder „in“.



Unter den Radikalen, die sich auf dieselbe Weise von Kohlenwasserstoffderivaten ableiten, sind etwa folgende zu nennen:

Von den Fettsäuren, z. B. aus der Essigsäure: CH_3COOH , erhält man den Azetatrest CH_3COO durch Eliminierung des sauren Wasserstoffatoms, den Azetylrest CH_3CO durch Ausschaltung der Hydroxylgruppe OH aus dem Karboxylrest $-\text{COOH}$. Die in diesem Reste auftretende Karbonylgruppe CO (nicht zu verwechseln mit der Verbindung Kohlenoxyd CO) ist charakteristisch für Ketone, z. B. für Azeton CH_3COCH_3 .

Gomberg ist es als erstem gelungen, freie ungeladene Radikale herzustellen. So zerfällt unter bestimmten Bedingungen das farblose Hexaphenyläthan zu einem gewissen Prozentsatz zu dem in Lösung gelben Radikal Triphenylmethyl:



Schlenck stellte das Tribiphenylmethyl $[(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{C}]_3$ als grünen Kristall und violette Lösung her. — Lecher und Wieland fanden freie Radikale bei hochmolekularen organischen Stickstoffverbindungen. Auch das Ammoniumradikal NH_4 ist als Amalgam, wenn auch nur sehr kurzlebig, herstellbar.

Aston gelang es bei seiner Kanalstrahlanalyse, unter den dort herrschenden Versuchsbedingungen, die Radikale: CH_3 , CH_2 , OH u. a., allerdings immer in geladenem Zustande, nachzuweisen.

Margarete Eggert.

Näheres s. Meyer-Jacobson, Organische Chemie.

Radioactinium s. Actinium.

Radioaktive Leuchtfarben s. Leuchterscheinungen durch radioaktive Bestrahlung.

Radioaktive Quantenvorgänge. Ebenso wie die Elektronenhülle der Atome (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell) sind auch die Atomkerne (s. d.) als nach Quantengesetzen aufgebaute Gebilde

anzusehen. Man muß also erwarten, daß jede Art von Atomkernen einen definierten, durch eine bestimmte Energie gekennzeichneten Normalzustand besitzt, und ebenso angeregte Zustände mit verschiedenen diskreten Energiestufen. Sichere Anzeichen für eine künstliche Anregung von Atomkernen durch Strahlungsabsorption zu Gammastrahl-Emission sind bisher nicht bekannt, wohl aber für Veränderungen der Atomkerne, welche bei der sog. Atomzertrümmerung durch Alphastrahl-Stöße eintreten (s. Atomkern).

Zeitweilig in höheren Quantenzuständen befindliche Atomkerne treten jedoch im Verlaufe des Zerfalles der Atomkerne radioaktiver Elemente auf, wie man aus den dabei zur Aussendung gelangenden, aus scharfen Linien bestehenden Gammastrahlspektren entnehmen kann, für welche das Ritzsche Kombinationsprinzip (s. d.) und damit auch die gleichwertige Bohrsche Frequenzbedingung (s. d.) der Quantentheorie gültig ist. Durch einen eigentümlichen Wechselwirkungsvorgang zwischen Kern und Elektronenhülle kann es dabei vorkommen, daß nicht alle durch Kernquantenübergänge freiwerdenden diskreten Energiebeträge als Gammastrahlquanten ausgesendet werden, sondern daß bei einem gewissen Bruchteil solcher Kernprozesse anstatt dessen aus der Elektronenhülle der Atome ein K-, L-, ...-Elektron abgetrennt und als „sekundärer“ Betastrahl ausgestoßen wird, mit einer Energie, welche gleich jener des sonst auftretenden Gammaquants, vermindert um die K-, L-, ...-Ablösungsarbeit ist. Die Aussendung solcher „sekundärer“ Betastrahlen erfolgt also ganz so, als wäre dennoch ein Gammaquant aufgetreten, welches aber in der Elektronenhülle des eigenen Atoms sogleich wieder absorbiert worden wäre und dabei auf lichtelektrischem Wege den Betastrahl erzeugen würde (s. Lichtelektrische Quantengleichung). Da der Absorptionskoeffizient für eine derartige „innere Absorption“ den für die gewöhnliche „äußere“ Absorption in Fremdatomen maßgebenden Wert um viele Größenordnungen übertrifft, hat man auch versucht, solche Prozesse als eine besondere Art von praktisch strahlungslosen Quantenvorgängen aufzufassen.

Die bisher genannten Kernquantenvorgänge treten unmittelbar nach dem „primären“ radioaktiven Zerfall des in der Zerfallsreihe vorangehenden Elementes auf, und zwar fast ausschließlich bei Betastrahlern. Der sie somit „anregende“ primäre Zerfall besteht bei den Betastrahlern in der Ausstoßung von Kernelektronen aus den Atomen. Wie die neuere experimentelle Forschung ergeben hat, haben die Energien dieser Primär-Betastrahlen aber keine bestimmten diskreten Beträge, das primäre Betaspektrum ist kontinuierlich. Die Annahme scharfer stationärer Quantenzustände im Kern führt dann zu der Folgerung, daß bei den Kernquantenvorgängen, mit welchen der eigentliche Primärzerfall verbunden wäre, stets derselbe Gesamtenergiebetrag frei wird, im allgemeinen aber nur ein veränderlicher Bruchteil davon als Betastrahlenergie auftritt, während der Restbetrag als Gammastrahlung in Erscheinung treten sollte. Die Möglichkeit spontaner Quantenvorgänge dieses Typus wird von der Quantentheorie zugelassen (s. Strahlungslose Quantenvorgänge). Die Berechtigung einer solchen Deutung ist aber fraglich, nachdem es bisher nicht möglich

gewesen ist, das nach ihr zu jedem kontinuierlichen Primär-Betaspektrum gehörige kontinuierliche Gammasppektrum aufzufinden. In diesem Falle müßte anscheinend gefolgert werden, daß die in den kontinuierlichen Betaspektren enthaltene Energie nicht aus den radioaktiven Atomkernen herrührt, sondern von einer äußeren Ursache des radioaktiven Zerfalles geliefert würde (z. B. lichtelektrische Wirkung einer sehr harten, nicht-monochromatischen äußeren Gammastrahlung an den radioaktiven Atomkernen, allenfalls auch Compton-Streuung an den Primär-Beteilchen). — Frei von derartigen, noch ungeklärten Schwierigkeiten ist die Deutung des Zerfallsvorganges der radioaktiven Alphastrahler. Den bestimmten Reichweiten der Alphastrahlen entsprechen ganz bestimmte, für die betreffenden radioaktiven Atomkerne charakteristische Energiebeträge, welche nach der Quantentheorie als Energiedifferenzen zwischen scharfen stationären Quantenzuständen der Atomkerne vor, bzw. nach dem Zerfallsvorgang aufzufassen sind.

Radioaktive Substanzen, Gleichgewichtsmenge. Ebenso wie das Niveau einer Wassermenge von der Menge des zuströmenden Wassers einerseits, von der Menge des abfließenden andererseits abhängt, ebenso ist die momentan vorhandene Atomzahl eines nicht von seiner Muttersubstanz getrennten Zerfallsproduktes von der pro Zeiteinheit nachgelieferten und von der infolge der eigenen Instabilität pro Zeiteinheit zerfallenden Zahl von Atomen abhängig. Um den Vergleich genau zu machen, muß man den Mechanismus des Wasserabflusses so konstruieren, daß die Ausflußmenge der Höhe des Niveaus proportional ist. Denn auch die pro Zeiteinheit zerfallenden Atome sind der gerade vorhandenen Atomzahl proportional. Wird dann der Zufluß konstant gehalten, so nimmt mit steigendem Niveau der Abfluß so lange zu, bis in der Zeiteinheit gleichviel Wasser zu- und abfließt. Dann hat das Niveau und damit die im Reservoir enthaltene Flüssigkeitsmenge einen konstanten Wert erreicht. Gleicherweise bei einer radioaktiven Substanz B, die aus einer Muttersubstanz A entstehend sich bis zur „Gleichgewichtsmenge“ anreichert. Wird die Muttersubstanz selbst künstlich konstant gehalten oder ist ihre prozentuelle zeitliche Abnahme eine so geringe, daß sie in den zur Beobachtung nötigen Zeiträumen vernachlässigt werden kann, dann entspricht der Fall genau dem Beispiele, man spricht von Dauergleichgewichtsmenge und es verhalten sich im Gleichgewichtsfall die Anzahl N_B der vorhandenen B-Atome zur Zahl N_A der A-Atome verkehrt wie die zugehörigen, die Zerfallsgeschwindigkeit messenden Zerfallskonstanten λ_A und λ_B , also $N_B : N_A = \lambda_A : \lambda_B$. Ist aber die Muttersubstanz selbst einem unersetzten und merkbaren Zerfall unterworfen, so ergibt die mathematische Behandlung des einfachsten Problems (nur zwei Substanzen), daß nach genügend langer Zeit $N_B : N_A = \lambda_A : (\lambda_B - \lambda_A)$; da $\lambda_B - \lambda_A < \lambda_B$, so ist cet. par. die Gleichgewichtsmenge N_B im zweiten Fall größer wie N_B im ersten Fall, und man spricht von „laufendem Gleichgewicht“. Es ist das Verhältnis $\frac{N_B}{N_A}$ zum Beispiel bei der Bildung von Ra A aus Ra Em 1,00055, bei Th B aus Th X 1,1375, bei Ra E aus Ra D = 1,00096.

Bei radioaktiven Substanzen, die man nicht in wägbarer Menge herstellen kann, wie dies mit

wenigen Ausnahmen fast immer der Fall ist, bedient man sich der Gleichgewichtsbedingung zur Definition der in Verwendung genommenen Mengen indem mit Hilfe der bekannten Zerfallskonstanten λ und der Atomgewichte die Masse berechnet wird. Und man spricht z. B. von einer Menge Ra C oder Ra B oder Ra A usw. „im Gleichgewicht mit 1 g Ra“. Speziell hat die mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehende Emanationsmenge den Namen „Curie“ erhalten (s. d.). *K. W. F. Kohlrusch.*

Radioaktive Substanzen in der Luft s. Induktionsgehalt und Emanationsgehalt der Luft.

Radioaktivität. Im folgenden wird eine Übersicht über die auf diesem Erscheinungsgebiet derzeit bekannten Tatsachen gegeben und bezüglich der Einzelheiten jeweils auf die ins Detail gehenden Spezialkapitel, die alphabetisch geordnet im Buche verteilt sind, hingewiesen werden. Als ausführliche Werke, aus denen die hier auf geringen Raum zusammengedrückte Darstellung zu ergänzen wäre, seien angeführt:

St. Meyer und E. v. Schweidler: Radioaktivität. Teubner, Leipzig 1916. 2. Aufl. 1926.

E. Rutherford: Radioaktive Substanzen. II. Bd. des Handbuches für Radiologie. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1914.

M. Curie: Radioaktivität. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1912.

F. Soddy: Chemie der Radioelemente. J. A. Barth, Leipzig 1914.

F. Henrich: Chemie und chemische Technologie der radioaktiven Stoffe. Springer, Berlin 1918.

K. W. F. Kohlrusch: Radioaktivität. Handbuch der Experimentalphysik Bd. XV, 1928.

Als historische Daten in diesem für die heutigen Anschauungen in Chemie und Physik so richtunggebenden Forschungsgebiet seien erwähnt:

1896. Henry Becquerel entdeckt die von Uransalzen spontan ausgesendete Strahlung an ihrer photographischen Wirksamkeit, welche Strahlungsfähigkeit er bereits als Atom-Eigenschaft erkennt.

1898. G. C. Schmidt und M. Curie entdeckten fast gleichzeitig dieselben Eigenschaften am Thorium. Letzterer gelangen quantitative Messungen der „Aktivität“ durch Ausnutzung der ionisierenden Strahlungswirkung.

1898. P. und M. Curie isolieren das Radium.

1899. Entdeckung des Actiniums.

1899/1900. Entdeckung der Emanationen von Ra, Th und Ac.

1902/1903. Systemisierung der Strahlungseigenschaften und Einteilung in α -, β -, und γ -Strahlung; Aufstellung der Zerfallshypothese durch E. Rutherford. Entdeckung der Wärme- und Szintillationswirkungen.

1919/1920. E. Rutherford entdeckt die Zertrümmerbarkeit der Materie bei Bestrahlung durch α -Teilchen.

Die Radioaktivität einer Substanz erkennen und beurteilen wir an ihrer Fähigkeit, spontan Energie abzugeben. Diese Fähigkeit haftet am Atom, denn in ihrer Stärke erweist sie sich in chemischen Verbindungen dieser Substanz immer proportional der jeweils vorhandenen Substanzmenge, gleichgültig welcher Art diese Verbindung ist; durch keinerlei physikalische oder chemische Einwirkungen ist man imstande, Art und Stärke dieser vom Atom ausgehenden Energie zu beeinflussen; es gelingt

dies weder durch Temperaturänderungen, noch durch magnetische, elektrische, mechanische oder Strahlungseinwirkungen. Die naheliegende Vermutung, daß Hand in Hand mit der Energieabgabe eine Verminderung im Gewicht der aktiven Materie eintreten muß, konnte bisher experimentell nicht erwiesen werden. Dagegen geht gleichzeitig eine wiederum spontane und unbeeinflussbare Änderung in den chemischen und physikalischen Eigenschaften des energiestrahrenden Atomes vor sich. Es entstehen neuartige Atome. Diese beiden Umstände, Energieabgabe einerseits, Verwandlung des Atomes andererseits zusammenhaltend suchen wir die Ursache dieser Erscheinungen in einer Instabilität des Atomes. Wir denken uns das Atom selbst als ein kompliziertes Gebilde, in dem die elektrischen Kräfte eine führende Rolle spielen. Um einen schweren geladenen Kern aus Elektronen, Helium- und Wasserstoff-Atomen, der eine positive Ladung $N \cdot e$ (N = Kernladungszahl, Atomnummer; e Elementarquantum der Elektrizität) trägt, kreisen in Bahnen mit verschiedenen Radien N Elektronen, deren jedes die negative Ladung e trägt, so daß das Atom als ganzes betrachtet elektrisch neutral ist. Bei den radioaktiven Atomen nun scheint diese Anordnung nicht stabil zu sein. Durch das Zusammenwirken irgendwelcher, uns unbekannter Ursachen wird ein Einsturz der bestehenden Ordnung bewirkt, wobei Atombestandteile, und zwar zunächst Bestandteile des Atomkernes abgestoßen werden und der Rest sich zu einer neuen, meist nur vorübergehend haltbaren Gleichgewichtslage gruppiert. Die bei einem solchen Zusammenbruch freiwerdenden Energiemengen zeigen durch ihre Größe, daß im Atominnern Energiemengen zu einer ungeheueren Dichte konzentriert sein müssen, und machen es begreiflich, daß die relativ dazu geringen äußeren Mittel, über die wir verfügen, nicht imstande sind, Einfluß auf die Vorgänge im Atominneren zu erlangen. Welche inneratomigen Vorgänge einen solchen Umsturz auslösen, ist uns, wie gesagt, unbekannt, eine Beeinflussung liegt außer unserer Möglichkeit, das Ereignis ist somit, zunächst subjektiv betrachtet, ein zufälliges, dessen Häufigkeit und zeitliche Verteilung nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung voraussehen sind, wenn diese Zufälligkeit auch eine objektive ist (vgl. den Artikel „Schwankungen der radioaktiven Umwandlung“). Nimmt man nun an, daß der Zerfall eines solchen Atomes innerhalb einer gewissen (gegenüber der mittleren Lebens-

dauer $\frac{1}{\lambda}$ kleinen) Zeit δ um so wahrscheinlicher ist,

je größer diese Zeit gewählt wird, daß die Wahrscheinlichkeit des Zerfalles also etwa gegeben ist durch $\lambda \delta$, wobei die Konstante λ ein verkehrtes Maß der Stabilität ist, so ergibt sich leicht die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom eine größere Zeitspanne t überlebe zu $e^{-\lambda t}$; nach dem Gesetz der großen Zahlen sind dann von N_0 zur Zeit $t = 0$ vorhandenen Atomen nach der Zeit t nur mehr $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ unverändert, die andern, $N_0 - N_t = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$ sind zerfallen (s. „Atomzerfall“). Die bei der Explosion des Atomes abgestoßenen Atombestandteile sind die Träger der außerhalb des Atomes beobachtbaren Energieentwicklung. Nun teilt sich das Objekt unserer Betrachtung einerseits in das Tatsachengebiet der das absterbende Atom mit großer Geschwindigkeit

verlassenden Teilchen, ihre Eigenschaften und Wirkungen (radioaktive Strahlung), andererseits in den Erscheinungskomplex, der das Schicksal des verbleibenden Atomrestes (Zerfallsproduktes), seine chemischen Eigenschaften, seine Stabilität und seine neuerliche Strahlungsfähigkeit umfaßt.

1. Die radioaktive Strahlung. Nach dem über die Zusammensetzung des Atomkernes Gesagten würden wir dreierlei Strahlungsarten erwarten: bewegte Wasserstoffatome, bewegte Heliumatome, bewegte Elektronen. Spontan in Erscheinung treten nach unseren jetzigen Kenntnissen nur die beiden letzteren und werden als α - und β -Strahlung bezeichnet. Doch gelingt es (vgl. „Atomzertrümmerung“) mit Hilfe der als Geschosse verwendeten α -Teilchen H-Atome aus den Kernen der Elemente gewaltsam herauszuschlagen. (Nicht zu verwechseln mit den sog. „natürlichen H-Strahlen“, das sind von α -Teilchen getroffene und durch Stoß in Bewegung gesetzte Atome des Wasserstoff-Gases.) Zugleich mit den α - und β -Strahlen und anscheinend irgendwie mit ihnen genetisch verknüpft wird meist eine dritte Strahlenart, die γ -Strahlung, beobachtet. Die handgreiflichste Unterscheidung dieser drei Typen von Strahlen ergibt sich aus ihrem Verhalten im Magnetfeld; ein Gemisch aller drei wird beim Passieren eines transversalen magnetischen Feldes genügend Stärke in drei Teile zerlegt. Die γ -Strahlen bleiben unabgelenkt und gehen geradlinig weiter, die α - und β -Strahlen werden nach entgegengesetzten Richtungen abgelenkt und auf Kreisbahnen mit je nach der Teilchen-Geschwindigkeit verschiedenen Radien zurückgebogen. In ihren Eigenschaften verhalten sich die α -Strahlen im wesentlichen wie Kanal-, die β -Strahlen wie Kathoden-, die γ -Strahlen wie Röntgenstrahlen. Und zwar sind: α) die α -Strahlen (s. d.) die bei dem spontanen Atomzerfall abgestoßenen Helium-Atome (Atomgewicht 4), von denen jedes einzelne eine Ladung von 2 Elementarquanten (d. i. $2,4 \cdot 77_4 = 9,55 \cdot 10^{-10}$ st. E.) mitführt. Größe und Vorzeichen ihrer Ladung, sowie ihre Masse werden daran erkannt, daß sie als bewegte Träger von Elektrizität im transversalen magnetischen und elektrischen Feld Ablenkungen erleiden, deren Richtung und Ausmaß von obigen Eigenschaften abhängen. Der Nachweis ihrer Heliumnatur glückte durch den experimentellen Befund über die He-Entwicklung α -strahlender Substanzen. Ihre Geschwindigkeit variiert mit der Natur des Strahlers und ist von der Größenordnung

$10^7 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$; diese enorme Geschwindigkeit befähigt

sie, Materie in verschiedenem Maße zu durchdringen. Speziell wird der Weg, den sie in Luft zurücklegen können, bis sie durch die Zusammenstöße mit den Luftmolekeln auf molekulare Geschwindigkeit abgebremst und damit ihres Strahlungscharakters entkleidet sind, die „Reichweite“ (s. d.) genannt; diese beträgt je nach der strahlenden Substanz bis zu 9 cm und ist, bezogen auf bestimmten Druck und bestimmte Temperatur, ein Maß für die Teilchen-Geschwindigkeit und damit ein Charakteristikum der strahlenden Substanz. Durchqueren solche α -Partikel auf ihrer Bahn fremde Atome, so erleiden sie in dem elektrischen Feld derselben Bahnablenkungen, die sich als eine „Zerstreuung“ (s. d.) eines ursprünglich parallelen Strahlenbündels äußern. Außerdem verlieren sie beim Anprall an die Moleküle an Energie und erleiden „Absorption“

(s. d.). Mit Hilfe dieser absorbierten Energie, die in mannigfacher Weise zur Wirkung kommt, werden die Intensitäten, d. i. die pro Sekunde emittierte Zahl der α -Teilchen multipliziert mit der Teilchenenergie, zweier gleichartiger Strahler miteinander verglichen. Die Energie äußert sich in Erwärmung des Absorbers (s. Wärmeentwicklung), in Verfärbung gewisser Substanzen (s. Färbung), in Leuchterscheinungen (s. d.), in Schwärzung der photographischen Platte, in Erregung von Sekundärstrahlung (H-Strahlen, δ -Strahlen), in der Zertrümmerung fremder Atomkerne (s. „Atomzertrümmerung“), vor allem aber in einer Ionisierung (s. d.) von Luft (und Flüssigkeiten), indem die vom hochgeschwindigen α -Teilchen getroffenen Luftmoleküle zertrümmert und in positiv und negativ geladene Bestandteile (Ionen) zerlegt werden, die kraft ihrer Ladung und ihrer leichten Beweglichkeit im elektrischen Feld den Kraftlinien folgen und eine elektrische Leitfähigkeit der sonst isolierenden Luft bewirken. Dies liefert die bequemste und gebräuchlichste Methode zur quantitativen Messung der Intensität. Steigert man den Meßeffect der absorbierten Energie so weit, daß schon ein einzelnes α -Teilchen eine beobachtbare Wirkung hervorruft (Ionenstoß, Spitzenentladung, Szintillation), so ermöglicht man dadurch die Zählung (s. d.) der ausgesendeten α -Teilchen. Stößt ein zerfallendes Atom immer eine bestimmte Zahl von α -Partikelchen ab — und zwar ergibt sich 1 α -Teilchen pro Atomzerfall — so liefert diese Zählung direkt die Zahl der in der Zeiteinheit sich verwandelnden Atome; und diese wiederum ist proportional der gerade vorhandenen Atomzahl, weil aus dem eingangs abgeleiteten Zerfallsgesetz durch Differentiation folgt $-\frac{dN}{dt} = \lambda N$.

β) Die β -Strahlen (s. d.) sind mit einem negativen Elementarquantum beladene Elektronen, deren Ladungsvorzeichen, Geschwindigkeit und Masse sich wieder aus den Ablenkungen in Kraftfeldern ergeben. Trotzdem sie sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist ihre Energie, da ihre Masse nur den 1842sten Teil des Wasserstoff- und den 7300sten Teil des Heliumatoms beträgt, geringer. Während den α -Strahlen, die von ein und derselben Substanz stammen, mit nur wenigen Ausnahmen eine einheitliche Reichweite und damit eine einheitliche Geschwindigkeit zukommt, weist die von ein und derselben Substanz herrührende β -Strahlung im allgemeinen verschiedene Geschwindigkeitsgruppen auf; im transversalen Magnetfeld, in welchem jeder Geschwindigkeitsvertreter eine andere Ablenkung erfährt, wird ein solches inhomogenes β -Bündel auseinandergezogen und liefert ein magnetisches Spektrum (s. d.), das ebenso charakteristisch für den β -Strahl ist, wie ein optisches Linienspektrum für einen leuchtenden Dampf. Bei Durchqueren von Materie tritt wieder Absorption und Zerstreuung auf, es wird Energie abgegeben und diese in Erwärmung, Fluoreszenzerregung, photographische Wirkung, Sekundärstrahlung, Ionisierung usw. umgesetzt. Das Durchdringungsvermögen (s. d.), d. i. die Fähigkeit, Materie zu durchdringen, ohne die ganze Geschwindigkeit einzubüßen, ist gemäß der Kleinheit des β -Teilchens und seiner hohen Anfangsgeschwindigkeit viel größer als bei α -Strahlen. Dafür ist die pro Wegeinheit abgegebene Energie geringer und dementsprechend unter sonst gleichen Umständen

die Wirkung pro Wegeinheit eine kleinere. Hervorzuheben wäre die Fähigkeit, analog wie die Kathodenstrahlen kräftige sekundäre Wellen (γ -) Strahlung hervorrufen zu können. — Sehr langsame β -Strahlen, die z. B. von α -Strahlen sekundär erregt werden, sind unter dem Namen δ -Strahlen (s. d.) bekannt.

γ) Die γ -Strahlen (s. d.) endlich sind dem Wesen nach eine Wellenstrahlung, die sich, prinzipiell genommen, nur quantitativ, durch die Kürze der Wellenlänge, von den Lichtstrahlen unterscheidet. Allerdings bewirkt diese quantitative Verschiedenheit gänzlich geänderte Erscheinungen. Die γ -Strahlen sind unsichtbar, vermögen undurchsichtiges Material bis zu beträchtlichen Schichtdicken zu durchdringen (erst 16 cm Eisen schwächen die γ -Strahlen auf 1/100 ihres Anfangswertes ab), sie erleiden keine regelmäßige Reflexion und Brechung usw. Wie bei jeder homogenen Wellenstrahlung erfolgt ihre Absorption exponentiell und die Gesetzmäßigkeit des Vorganges gestattet es, auf diese Weise die γ -Strahlung zu charakterisieren, also ein Maß für ihre Qualität zu gewinnen, da die Größe der Absorption *et. par.* von der Wellenlänge λ abhängt. Direkte Wellenlängenbestimmungen nach der Methode der Kristallinterferenzen (s. d.) ergaben Werte für λ bis herab zu 10^{-9} cm. Mit Hilfe des photoelektrischen Effektes gelingt es auch noch kürzere Wellen quantitativ zu bestimmen, wobei sich für die eigentliche Kern- γ -Strahlung Wellenlängen von der Ordnung 10^{-11} bis 10^{-10} cm ergaben. Ihre auf der Wegeinheit absorbierte Energie ist wiederum geringer als bei β -Strahlen und daher ihre Wirkung noch schwächer. Zum Beispiel verhalten sich die von α -, β - und γ -Strahlen in den ersten Zentimetern Luftweg erzeugten Ionenzahlen angenähert wie 10000:100:1. — Die von einem einheitlichen Strahler stammende γ -Strahlung ist, ebenso wie die β -Strahlung, meist komplex. Auch sie vermag Sekundärstrahlen (s. d.) zu erzeugen, verursacht eine schwache Erwärmung, Verfärbung usw., aber keine Szintillation. Ihre Entstehung wurde zuerst der Geschwindigkeitsänderung der beim Atomzerfall plötzlich auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigten und in der Atomhülle vielleicht schon wieder ruckweise verzögerten β -Strahlung zugeschrieben (Bremsstrahlung, s. d.).

Derzeit ist man vielfach der Meinung, daß mindestens die Kern- γ -Strahlung (in Analogie zu Strahlungsprozessen, die sich in der Atomhülle abspielen) einem im Kern auftretenden und die Abstoßung der Kern-Korpuskularstrahlung begleitenden Energieausgleich ihre Entstehung verdankt. Dafür spricht der Umstand, daß die Linien des γ -Spektrums ähnliche Kombinationsbeziehungen aufzuweisen scheinen, wie die Serienspektren der Atomhülle. Entsprechend ihrer extremen Stellung auf der Wellenlängenskala zeigt die γ -Strahlung bereits so extreme Eigenschaften, daß ihre Ähnlichkeit mit einer (neutralen) Korpuskularstrahlung weit größer ist als selbst mit einer degenerierten Wellenstrahlung („Nadelstrahlcharakter“).

2. Das Zerfallsprodukt. Der nach Abstoßung des α - oder β -Teilchens zurückbleibende Atomrest erleidet zunächst aus rein mechanischen Gründen einen Rückstoß (s. d.) derart, daß die Bewegungsgrößen $m v$ des fortfliegenden α - oder β -Teiles gleich ist der Bewegungsgröße des entgegengesetzt sich bewegenden Atomrestes. Bei der α -Umwandlung entsteht eine Rückstoßgeschwindigkeit von

der Größenordnung $10^7 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$, bei der β -Umwandlung wegen des größeren Massenunterschiedes eine solche von nur etwa $10^4 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$. Der Rückstoß kann,

besonders im Vakuum, das Atom von seinem ursprünglichen Ort wegtreiben und zur Ansammlung solcher „Restatome“ an einer anderen Stelle benützt werden. Weiters hat aber der Atomrest ganz neue chemische und physikalische Eigenschaften. Denn im Falle er ein α -Teilchen verloren hat, ist sein Atomgewicht um dessen Masse, also um 4 Einheiten, bezogen auf Wasserstoff, sowie seine elektrische Kernladung um zwei Elementarquanten vermindert. Im Falle er ein β -Teilchen verloren hat, ist seine Masse zwar nur unmerklich geändert, seine Ladung um ein Elementarquantum vermehrt. Wenn nun auch durch Abgabe oder Aufnahme von Elektronen aus oder in die Elektronenhülle die Gesamtladung des Atomes schnell neutralisiert wird, so ist doch jedenfalls der Energiegehalt vermindert und gleichzeitig eine neue Gruppierung der Elementarbausteine erreicht worden, der wiederum eine geänderte Stabilität, also Zeitpunkt und Art (α - oder β -Zerfall) des Zusammenbruches sowie ein geändertes chemisches Gebaren entspricht. Kurz der Atomrest repräsentiert ein neues chemisches Element. Je nach seiner Stabilität wird dasselbe in dieser neuen Gleichgewichtslage mehr oder weniger lang verharren, bis eine neuerliche von Strahlung begleitete Umgruppierung wieder andere Verhältnisse einleitet. Auf diese Weise durchläuft ein radioaktives Atom eine Reihe von chemisch und physikalisch unterscheidbaren Gleichgewichtslagen, bis es endlich eine völlig stabile, oder für unsere Beobachtungsverhältnisse nur mehr unmerklich instabile Lage erreicht und seine Aktivität damit verloren hat. Wir kennen nun derzeit drei Substanzen, die Anlaß zu solchem stufenförmig, von höherem zu niederem Atomgewicht verlaufenden Abbau komplizierter Atomgefüge geben. Die drei entsprechenden Reihen von aktiven Substanzen sind die Uran-Radiumreihe, die Uran-Actiniumreihe und die Thoriumreihe.

Das experimentelle Studium der einzelnen Zerfallsprodukte hat eine Anzahl von zunächst empirischen Regeln kennen gelehrt, mit deren Hilfe sich die anfangs verwirrende Fülle von neuen Tatsachen leichter überblicken und beherrschen läßt. In den überwiegend häufigsten Fällen wird der Zusammenbruch einer bestimmten Konfiguration nur von einer Art Strahlung, entweder α - oder β -Strahlung, begleitet. Zwei Fälle sind bekannt, wo die Umwandlung anscheinend ohne begleitende Strahlung vor sich geht (Ac und MTh₁); man hat anzunehmen, daß die Strahlung dieses (nach seinem Folgeprodukt beurteilten) β -Zerfalles zu schwach für meßbare Wirkung ist. Drei Fälle (die C-Produkte) wurden beobachtet, wo dieselbe Substanz sowohl α - als β -strahlend zerfällt, wo also ein Teil der Atome sich unter Abstoßung eines α -, ein anderer unter Abstoßung eines β -Teilchens umwandelt; infolge Verschiedenheit des Verlustes sind auch die Atomreste verschieden und es entstehen aus einer Substanz zwei neue Zerfallsprodukte: die Zerfallsreihe gabelt sich somit an dieser Stelle (s. „dualer Zerfall“). Welche Umstände es bewirken, daß ein und dasselbe Atomgefüge zwei verschiedene Explosionsmöglichkeiten besitzt und einmal die

eine, dann die andere bevorzugt, wissen wir nicht. Aus dem Mengenverhältnis der dabei entstehenden Substanzen können wir nur schließen, welche von beiden die häufigere und damit die wahrscheinlichere ist. — Weiters ist ein Fall bekannt (U_{II}), wo man eine solche Gabelung unter doppeltem α -Zerfall vermutet, wo also zwei α -Strahlungen mit verschiedener Reichweite und zwei zugehörige Zerfallsprodukte (Jo und UY) vorhanden sein sollen. Ferner ein Fall (UX₁) mit doppeltem β -Zerfall, also zwei isotope Folgeprodukte nach einer β -strahlenden Substanz. Und endlich gibt es noch drei Substanzen (Ra, Rd Ac, Rd Th), die mehrfache Strahlung aufweisen, wo aber nur das der α -Umwandlung entsprechende Folgeprodukt auffindbar ist, so daß die β -Strahlung als sekundär in der Atomhülle erregt, also nicht als aus dem Kern stammend anzusehen ist. Alle anderen von den bisher bekannten 38 instabilen Radioelementen, das sind also noch 28, zeigen nur α - oder β -Umwandlung, also einfachen Zerfall. — Die Stabilität der unter α -Zerfall absterbenden Atome wird im allgemeinen gegen das Ende der Reihen zu immer schlechter (Ausnahmen für die dual zerfallenden C-Produkte und für Ra F), ihre Lebensdauer kürzer, bis mit Abstoßung des letzten störenden Heliumatomes die stabile Gleichgewichtslage erreicht ist. Da zugleich mit der Entfernung der α -Teilchen das Atomgewicht abnimmt, so kann man sagen, daß im allgemeinen innerhalb der drei Reihen die Lebensdauer der α -Strahler mit dem Atomgewicht geringer wird. Das Experiment ergibt weiter, daß dieser fortschreitende Abbau eine Zunahme der freiwerdenden Energie, also eine Zunahme der Reichweite bedingt (Ausnahme: z. B. Ac X). So ergibt sich ein empirischer Zusammenhang zwischen Reichweite (s. d.) und Lebensdauer bzw. Zerfallskonstanten (s. d.), der sich durch eine Formel oder graphisch darstellen läßt und durch Interpolation aus der gemessenen Reichweite die angenäherte Bestimmung der Zerfallskonstanten ermöglicht. — Über die chemischen Eigenschaften der entstehenden Zerfallsprodukte orientiert bequem die sog. „Verschiebungsregel“ (s. d.), derzufolge das Umwandlungsprodukt nach einer α -Umwandlung um zwei Gruppen des periodischen Systems in der üblichen graphischen Darstellung nach links rückt bei gleichzeitigem Verlust von 4 Atomgewichtseinheiten, nach einer β -Umwandlung (oder strahllosen Umwandlung) die Stellung um eine Gruppe nach rechts verschoben wird bei ungeändertem Atomgewicht. — Die Menge einer jeweilig vorhandenen Substanz ist durch die Zerfallsgesetze (s. d.) gegeben. In jedem einzelnen Fall ist die Bilanz zu ziehen über die infolge des spontanen Zerfalles verschwindende Zahl der Atome und der durch den Zerfall der Muttersubstanz nachgelieferten. Halten Gewinn und Verlust einander die Waage, dann sind beide Substanzen im Gleichgewicht; diesem stationären (mit der Zeit nicht variablen) Zustand streben sich selbst überlassene Präparate immer zu. Die Menge des Folgeproduktes nennt man in diesem Fall die „Gleichgewichtsmenge“ (s. d.) zur betreffenden (es muß nicht die unmittelbar vorhergehende sein) Ausgangssubstanz. Je weniger haltbar das Folgeprodukt ist, um so schneller ist Gleichgewicht erreicht, um so geringer ist aber auch die Gleichgewichtsmenge. So daß bei kurzlebigen Substanzen wägbare Mengen mit den derzeit zur Verfügung stehenden Mengen des

Ausgangsmaterialien überhaupt nicht herstellbar sind, obwohl ihre Strahlung kräftige Meßeffecte hervorrufen kann; denn der Meßeffect ist in erster Linie proportional der Zahl der α - oder β -Partikel, das ist nach dem früheren die Zahl der sekundlich zerfallenden Atome. Diese aber ist nach Erreichung des Gleichgewichtes (das den erhältlichen Maximalwert darstellt) für alle Substanzen einer genetisch zusammenhängenden Reihe (von Gabelung, Emanationsverlust usw. abgesehen), ob sie nun lang- oder kurzlebig sind, der gleiche. Es wird sogar bei α -Strahlern die Gleichgewichtsmenge des kurzlebigen Produktes kräftiger ionisieren wegen der größeren Wirksamkeit des einzelnen α -Teilchens; denn kürzerer Lebensdauer entspricht, wie wir früher gesehen haben, eine längere Reichweite, also größere Energie der α -Strahlung. — Isoliert man eine Substanz von ihrem Erzeuger, so wird sie, da die Nachlieferung fehlt, allmählich in einem für sie charakteristischen Tempo verschwinden. Die Zeit, die nötig ist, um auf den halben Wert ihrer Anfangsintensität zu sinken, bis also die noch vorhandene Atomzahl gleich der halben ursprünglich gegebenen wird und daher auch die Zahl der sekundlich zerfallenden Atome (\sim Intensität) halb so groß ist, wie zu Beginn, nennt man die Halbwertszeit T . Nach genau dem gleichen Zeitgesetz wird aber auch in der vom Zerfallsprodukt befreiten Muttersubstanz dasselbe regeneriert. Die mathematische Form dieses Zeitgesetzes ist im ersten Fall $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$, im zweiten Fall $N_t = N_\infty (1 - e^{-\lambda t})$, worin die Materialkonstante λ als Zerfallskonstante (s. d.) bezeichnet wird.

In der folgenden Tabelle sind die Glieder der drei Zerfallsreihen in ihrem genetischen Zusammenhang dargestellt; die Einteilung der Tabelle soll den unter den drei Reihen herrschenden Parallelismus zu übersehen erleichtern. Zum Verständnis ist nur noch die Kenntnis des Isotopiebegriffes nötig. Obwohl jedes Folgeprodukt sich nach der Verschiebungsregel von seinem unmittelbar vorhergehenden chemisch deutlich unterscheiden muß, da es auf einen anderen Platz des periodischen Systems gerückt wird, so braucht dies bei weiter abstehenden Gliedern einer Reihe schon nicht mehr der Fall zu sein. Infolge des Umstandes, daß ein α -Zerfall zwei Schritte nach links, zwei β -Umwandlungen aber zwei Schritte nach rechts zur Folge haben, kann die Gesamtverschiebung in der dritten Generation Null werden und dieses dritte Zerfallsprodukt an dieselbe Stelle des periodischen Systemes gelangen, wo sich bereits das erste befindet. Dann ist es trotz geändertem Atomgewicht und geänderten radioaktiven Eigenschaften mit seinem Vorfahren chemisch identisch und kann daher auf chemisch analytischem Weg von diesem nicht getrennt werden (z. B.: U_I und U_{II} , Th und $RdTh$ usw.; vgl. auch die Figur im Artikel „Isotopie“ und „Verschiebungsregel“). Ebenso wie ein Folgeprodukt chemisch gleich werden kann einem Ausgangsprodukt, ebenso kann es aber auch an den Platz eines anderen bereits bekannten inaktiven Elementes gelangen; und dies muß wohl in den meisten Fällen statthaben, anders könnte man die nun bekannten 38 neuen radioaktiven Elemente im periodischen System, das nur wenig freie Plätze hatte, gar nicht unterbringen. So kommen nicht nur von einer, sondern von allen drei Familien Zerfallsprodukte, die sich nach Atomgewicht, Genesis und Radioaktivität deutlich

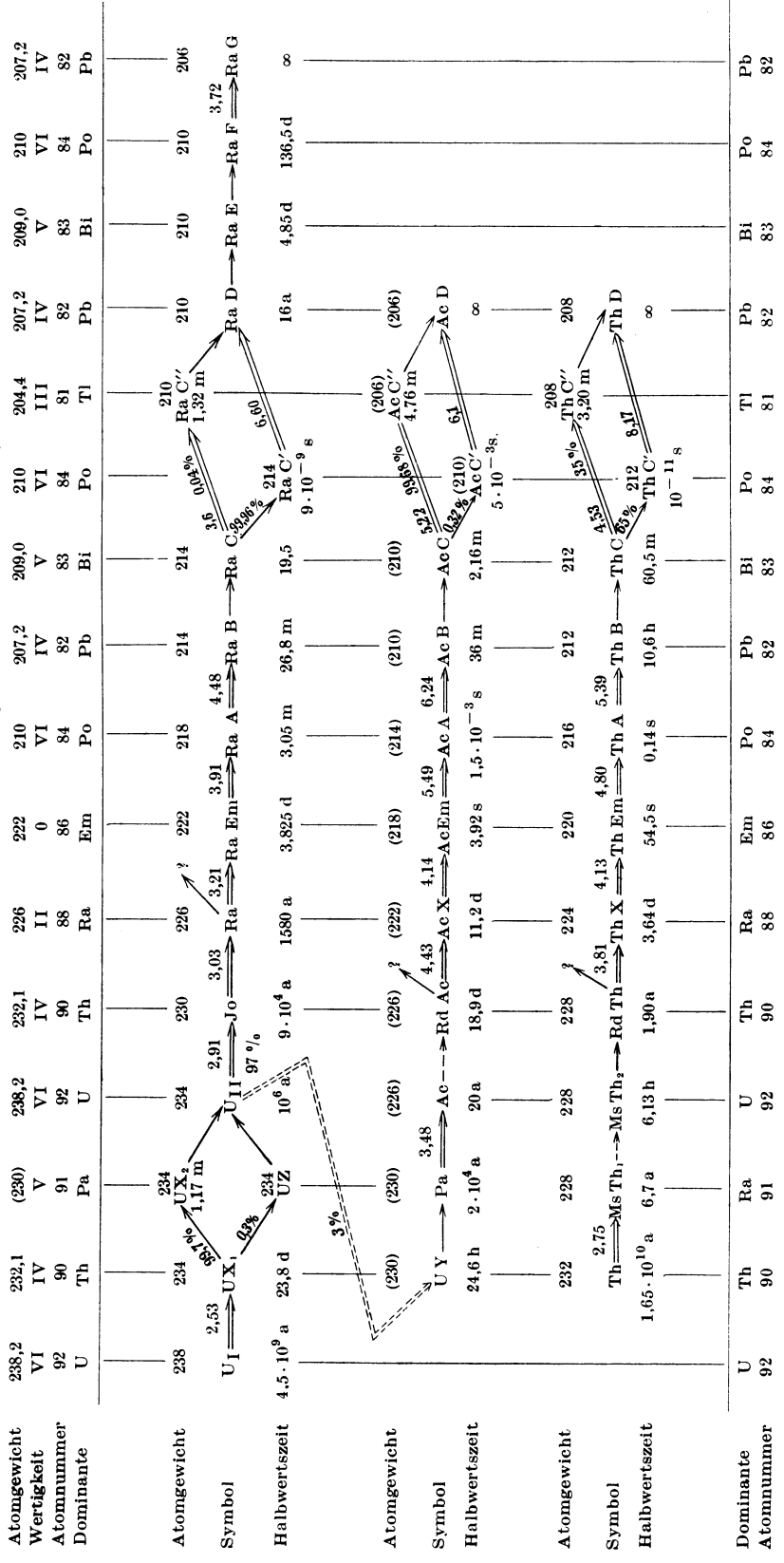
voneinander unterscheiden, auf einen bereits besetzten Platz des Systems zu liegen und bilden mitsammen eine „Plejade“ (s. d.). Die chemisch völlig gleichen Glieder einer solchen Plejade nennt man „Isotope“ (s. d.). Die Tatsache der Isotopie, die Möglichkeit, daß zwei und mehr Elemente trotz verschiedenen Atomgewichtes und verschiedener Stabilität einander chemisch bis in die letzten Einzelheiten gleichen können, wirft ein neues Licht auf unsere bisherigen Anschauungen über den Atombegriff, der schon durch die Erkenntnis, daß zum mindesten bei den radioaktiven Elementen ein genetischer Zusammenhang besteht und ein Element aus dem anderen entstehen kann, eine wesentliche Bereicherung erfahren hat. Man sieht nun, daß bei einer Ordnung der chemischen Elemente nicht das Atomgewicht das dominierende Merkmal sein darf, denn an ein und demselben Platz häufen sich die verschiedensten Atomgewichte. Charakteristisch für die chemische Gleichheit scheint vielmehr die Ladung des Kernes, die sog. Atomnummer zu sein, wie dies noch viel überzeugender aus den Beobachtungen an Fluoreszenzspektren und aus der Systemisierung der dabei gewonnenen Spektrallinien folgt.

In der Tabelle auf S. 983 sind nun die drei Reihen so untereinander geschrieben, daß isotope Zerfallsprodukte in einer durch Striche verbundenen Vertikalreihe stehen. Die Dominante der Plejade, zu der sie gehören, ist an Kopf und Fuß der betreffenden Kolonne angeschrieben, samt ihrer Wertigkeit, ihrer Atomnummer und ihrem Atomgewicht. Daß überhaupt eine nach diesem Prinzip durchgeführte Anordnung so regelmäßig und übersichtlich ausfällt, zeugt schon von einem weitgehenden Parallelismus in den Zerfallsreihen, der sich vielleicht mit dem Fortschreiten der experimentellen Forschung noch vervollkommen wird. Außer in chemischer Hinsicht kommt er, abgesehen von der bereits erwähnten gleichartigen Abnahme der Reichweiten am deutlichsten zum Ausdruck im Bereich der Vertikalkolonnen, vom Radium angefangen bis fast zum Ende. In allen Isotopen einer Kolonne erfolgt der Zerfall gleichartig; an denselben Stellen tritt in allen drei Reihen α -Zerfall ein, an denselben β -Zerfall, in derselben Kolonne (Emanationen) nehmen die Zerfallsprodukte Gasform an und in derselben Kolonne tritt die Gabelung ein. Nach der Aufspaltung ergibt sich allerdings ein Unterschied, indem die Th- und Ac-Produkte nur eine Station bis zum stabilen Endprodukt, Ra aber deren vier hat. Das Endprodukt selbst ist wieder in allen drei Fällen ein Blei-Isotop. Faßt man alle in ein und dieselbe Plejade gehörigen α -Strahler einerseits, β -Strahler andererseits zusammen, so ergibt sich, daß isotope α -Strahler ihre Lebensdauer verkleinern mit abnehmendem Atomgewicht, und daß die β -Strahler ihre Lebensdauer vergrößern mit sinkendem Atomgewicht (Ausnahmen bei Ac X, Ac B, Po).

Die Charakteristik der einzelnen Zerfallsprodukte ist eingehend in den Spezial-Kapiteln: Uran, Ionium, Radium, Actinium, Thorium besprochen. An dieser Stelle sollen nur die gemeinsamen Eigenschaften hervorgehoben werden, soweit sie nicht bereits in dem bisher Gesagten enthalten sind.

In bezug auf die allgemeine Chemie der Radioelemente ist das wesentlichste durch die Erkennung der Isotopie erledigt, also dadurch, daß man die

Die radioaktiven Substanzen und ihr genetischer Zusammenhang.



Zeichenerklärung: --- → strahlenlose Umwandlung
 → β-Umwandlung
 2,50 → α-Umwandlung; die α-Strahlung hat bei 0°C und 760 mm Druck eine Reichweite R = 2,50 cm in Luft

Das C-Produkt zerfällt „dual“, 99,85% der C-Produkte erleiden eine α-Umwandlung (R = 5,15. s. o.), 0,15% erleiden eine β-Umwandlung.
 An dem Zerfallsprodukt sind sowohl eine α-, als eine β-Strahlung merkbar; das Folgeprodukt aus der α-Umwandlung ist vorhanden (hier Ra Em); das der β-Strahlung entsprechende nicht.

meisten der Elemente identifizieren kann mit altbekannten stabilen Elementen. Ein neues Moment wird nur hereingetragen einerseits dadurch, daß man es hier meist mit unwägbar Mengen zu tun hat und andererseits durch die Aufgabe, ein radioaktives Element getrennt von seinen eventuell selbst wieder strahlenden Isotopen (z. B. ein langlebiges Folgeprodukt) darzustellen. Da das letztere definitionsgemäß auf chemischem Wege direkt nicht möglich ist, muß eine geeignete Muttersubstanz von dem störenden Isotop des darzustellenden Produktes befreit, die spontane Nach-erzeugung des jetzt isotop-reinen Elementes abgewartet und die Trennung desselben auf eventuell chemischem Wege von seinem Vorprodukt angestrebt werden. — Die chemischen Reaktionen der Radioelemente wurden in folgende Regeln zusammengefaßt: 1. Das reine Radioelement ist in wägbarer Menge vorhanden: Die Reagenzien, mit denen es einen Niederschlag bildet, sind nach den gewöhnlichen Methoden der Chemie feststellbar. (Thorium wird durch Oxalsäure, Uran durch Ammoniak, Radium durch Schwefelsäure gefällt; hierher gehören: U, Th, Jo, Ra, Ac, RaD, MTh¹, RdTh, Po, Pa, RaEm; letztere ist chemisch indifferent.) 2. Das Radioelement ist nur in unwägbarer, ein mit ihm isotopes in wägbarer Menge vorhanden: Die beiden Stoffe sind wegen der Identität ihrer Elektronensysteme chemisch untrennbar; ihr Mengenverhältnis ist nicht zu ändern, indem das Radioelement sich bei allen Abscheidungen im gleichen Verhältnis auf Niederschlag und Lösung verteilt, wie das mit ihm isotope Element. 3. Weder das Radioelement noch ein mit ihm isotopes ist in wägbarer Menge vorhanden. Ersteres fällt aus äußerst verdünnten Lösungen dann mit irgend einem Niederschlag aus, wenn der elektronegative Bestandteil des Niederschlages mit wägbar Mengen des Radioelementes eine in dem betreffenden Lösungsmittel schwer lösliche Verbindung gäbe. Beispiel: RaE ist isotop mit Bi; weil Wismutsulfid unlöslich, Wismutsulfat löslich ist, wird RaE aus seiner Lösung von Blei mitgerissen, wenn dieses durch H₂S gefällt wird, und von ihm nicht mitgerissen, wenn es durch H₂SO₄ gefällt wird.

Ferner können unter günstigen Bedingungen manche Radioelemente in den kolloidalen Zustand übergehen und zeigen dann alle charakteristischen Kolloideigenschaften. Nach ihrer großen Diffusionsgeschwindigkeit zu schließen stehen sie den echten Lösungen näher als andere Kolloide. Auch die Adsorptionseigenschaften können zur Trennung benützt werden; z. B. kann UX aus seinen Lösungen durch Tierkohle herausgeschüttelt werden. Ebenso werden die Verschiedenheiten in Flüchtigkeit und im elektrochemischen Verhalten sowie die Rückstoßerscheinung (s. d.) verwertet. Aus poloniumhaltigem Bi läßt sich z. B. Po durch Erhitzen teilweise abtrennen; der aktive Niederschlag (Zerfallsprodukte nach der Emanation) wird durch Erhitzen von seiner Unterlage entfernt und kondensiert wieder an kälteren Teilen der Umgebung. Da in diesem Falle die zum Niederschlag gehörigen Zerfallsprodukte verschiedene Flüchtigkeit besitzen, so wird meist das Sublimat eine andere Zerfallskonstante aufweisen, als der Rest auf dem nicht allzu lange erhitzten Blech; die A-, B-, C-Produkte werden also voneinander geschieden. Doch hängt die Flüchtigkeit sehr von dem chemischen Zustand ab und ist eine andere in Sauerstoff-

als in Wasserstoffatmosphäre. — Die Verschiedenheit im elektrochemischen Verhalten kann man qualitativ ausnützen, indem sich auf in die Lösung getauchte Metallstücke das Radioelement abscheidet, wenn es elektrochemisch edler ist, also eine geringere Elektroaffinität besitzt als das Metall. So läßt sich die Stellung des Radioelementes in der Spannungsreihe K, Na, Ra, Ba, Sr, Ca, Mg, Al, Zn, Cd, Fe, Co, Ni, Pb, Sn, H, Cu, Sb, Bi, Hg, Ag, Pt, Au, die von den weniger edeln zu den edleren Elementen fortschreitet, bestimmen. Quantitative Ergebnisse erhält man durch Bestimmung der Zersetzungsspannung. Da diese mit der Ionenart variiert, gelingt es durch Steigerung der elektromotorischen Kraft verschiedene Metalle aus einer Lösung nacheinander quantitativ abzuscheiden und so eine elektrolytische Trennung zweier Metalle in Lösung zu erzielen.

Vorkommen der radioaktiven Substanzen und ihre Verwendung. Außer den bisher erwähnten Radioelementen, die bezeichnenderweise alle zu den schwersten der uns bekannten Elemente gehören, gibt es noch zwei weitere, Kalium (s. d.) und Rubidium (s. d.), an denen eine schwache spontane, vom Atom ausgehende β - und γ -Strahlung gefunden wurde. Zerfallsprodukte konnten jedoch keine nachgewiesen werden. K, Rb und Cs haben die größten Atomvolumina unter den Elementen. Da Rb schon eine viel weichere und schwerer erkennbare β -Strahlung hat als K, so wäre es denkbar, daß Cs, an dem bisher entgegen naheliegenden Analogieschlüssen keine Aktivität bemerkt wurde, einen für unsere derzeitigen Meßmöglichkeiten bereits zu geringen Strahlungseffekt besitzt. — Anschließend erhebt sich die weitere Frage, inwieweit auch die anderen Elemente, etwa so wie Blei, eine radioaktive Entstehungsgeschichte haben und Endglieder von vielleicht schon lange abgestorbenen oder noch nicht entdeckten Zerfallsreihen sind. Erfahrungsgemäß wird man, von den Zwischenstufen absehend und nur in Hinblick auf Anfangs- und Endprodukt der Reihen, schließen, daß hohe Atomgewichte instabiler sind als niedere, also dem Aussterben mehr unterliegen müssen als diese. In der Tat ist dementsprechend auch die Häufigkeit des Vorkommens verteilt, indem die leichteren Elemente mit einem Atomgewicht unter dem des Eisens über 90% der in der Erdrinde auftretenden Elemente ausmachen. Da aber das Atomgewicht (vgl. z. B. das Ergebnis an K, Rb und Cs) nicht der allein ausschlaggebende Faktor ist, so wäre es wohl denkbar, daß mit Verfeinerung der Beobachtungsmittel auch an niedriger bezifferten Stellen des periodischen Systemes noch aktive Isotope gefunden werden. Sehr wahrscheinlich ist dies nicht, da auch die ungemain empfindliche Methode, die die Verfärbung von Glimmer durch radioaktive Substanzen bietet, hierfür keine Anhaltspunkte liefert (vgl. pleochroitische Höfe im Artikel „Färbung“). Dann würden die jetzigen Atomgewichte Mittelwerte sein und man würde eine Variation des Atomgewichtes mit Herkunft und Alter des zur Darstellung verwendeten Materiales erwarten. Ein derartiges Resultat hat sich wohl bei Blei, das je nachdem es das Endprodukt der Radiumreihe oder der Thoriumreihe ist, verschiedenes Atomgewicht aufweist, ergeben, doch sind analoge Untersuchungen an Cu, Ag, Fe, Na, Cl ergebnislos verlaufen. — Immerhin ist bereits das Vorkommen der bis jetzt bekannten radio-

aktiven Stoffe, abgesehen von den Uran- und Thorium-Erzlagern, die sich vorwiegend durch Nordamerika und Mitteleuropa sowie Schweden und Norwegen hinziehen, ein derart allgemeines und häufiges, daß ihre ionisierenden Wirkungen im Elektrizitätshaushalte der Atmosphäre (s. Luftelektrizität) und ihre Wärmewirkungen im Wärmehaushalte (s. d.) der Erde eine ungemein wichtige Rolle spielen. Im Ackerboden, im Meere, in Quellen, in der den Bodenkapillaren entströmenden Luft, in der freien Atmosphäre, überall wurden radioaktive Zerfallsprodukte nachgewiesen. Zwar in minimaler Konzentration, aber in genügender Menge, um sich in Anbetracht ihres gewaltigen Energievorrates bemerkbar machen zu können.

Wichtigere technische Verwendung haben die radioaktiven Substanzen, außer etwa ihre Verwertung in sog. Radium-Uhren (s. d.) noch nicht gefunden. Abgesehen von dem ungeheuren Erkenntnisgewinn, den sie der Wissenschaft gebracht haben, sind es wohl nur die physiologischen Wirkungen ihrer Strahlung, die in der Radiumtherapie (s. d.) der Allgemeinheit zum Nutzen verwertet wurden. Im folgenden seien daher noch kurz einige Ergebnisse über die Beeinflussung des pflanzlichen und tierischen Organismus angeführt (aus dem Handbuch für Radiumbiologie und Therapie. O. Lazarus; Bergmann, Wiesbaden¹⁾: „Aus allen an Bakterien, Pilzen, Samenkörnern, Keimlingen, Blumen und Blättern ausgeführten Versuchen geht hervor, daß die Bequerelstrahlen in gewissen starken Dosen nicht nur das Wachstum und die Entwicklung der Pflanzen aufhalten, sondern sogar ihr Gewebe so weit verändern, daß sie ihren Tod hervorrufen. Die Strahlen, die die kräftigsten Wirkungen hervorbringen, sind die α -Strahlen. Da die β - und γ -Strahlen meistens gebraucht werden, ohne daß man sie trennt, kennt man die ihnen speziell zukommende Rolle in der physiologischen Wirkung nur schlecht. Die stärker absorbierbaren β -Strahlen scheinen eine chemische Wirkung auf das Protoplasma auszuüben, ähnlich der der ultravioletten Strahlen von sehr kurzer Wellenlänge. Die durchdringendsten γ -Strahlen verhalten sich, wie die X-Strahlen, sehr träge. Vereint scheinen die β - und γ -Strahlen in gewissen genügenden Dosen den Zellen und besonders dem Zellkern eine Erregung mitzuteilen, die lange fortdauert, nachdem die Strahlen eingewirkt haben. Hier zeigen sich also einige Tage nach der Bestrahlung sehr wichtige Veränderungen im Innern der Zellen und folglich auch in der Entwicklung der Organe. In sehr großen Dosen lösen dieselben Strahlen das Protoplasma auf und zersetzen die Nährsubstanzen.“ Dagegen ergeben neuere Untersuchungen über die Wirkungen schwacher Dosen als physiologisches Reizmittel, daß eine Förderung des Wachstums, Beeinflussung des Vegetationspunktes und andere wichtige Veränderungen eintreten. — In bezug auf die Beeinflussung des tierischen Organismus wird zusammenfassend gesagt: „Sehr große Strahlendosen vermögen bis zu einer geringen Tiefe alle Gewebe zu nekrotisieren. Der Nekrose geht ein hypertrophisches Stadium voraus. Die Wirkung geht direkt auf die Zellen. Bei mittleren Dosen findet eine gewisse differenzierte Wirkung auf die verschiedenen Zellarten statt, so daß bei geeigneter Dosierung eine voraussehbare elektive Be-

¹⁾ Zweite Auflage: Handbuch der Strahlenheilkunde. München 1928—31.

einflussung möglich ist. Schwache Dosen bewirken vielfach nur eine Wachstumsanregung und hypertrophische Prozesse. Sie finden sich auch regelmäßig am Rande stärkerer Einwirkungsgebiete. Alle Wirkungen treten nach einer im umgekehrten Verhältnis zur Strahlendosis stehenden Latenzzeit auf. Die Wirkung ist in der Regel eine nahezu lokale. Zu den unmittelbar ausgelösten regressiven oder progressiven Zellveränderungen kommt eine teils primäre, teils sekundär exsudativ entzündliche hinzu seitens des gefäßführenden Bindegewebes. Die Gefäße reagieren oft am schnellsten, jedoch ist das nicht die Hauptsache der übrigen Veränderungen. Jüngere und zellreichere Gewebe, auch in Regeneration befindliche und entzündlich zellig infiltrierte, sind empfindlicher als ausgebildete normale, während hyperämische und ödematöse unempfindlicher sind.“ K. W. F. Kohlrausch.

Radioaktivität der Gesteine. Nachdem Elster und Geitel die Zerfallsprodukte der Radiumemanation in der Luft gefunden hatten (vgl. Induktionsgehalt der Atmosphäre), vermuteten sie, daß die Emanation nur aus dem Boden stammen könne und untersuchten daraufhin zuerst rein qualitativ eine Anzahl von Bodenproben, wobei es ihnen tatsächlich gelang, zu zeigen, daß gepulverte Gesteine oder Erdproben, in ein Ionisationsgefäß eingebracht, daselbst eine merkliche Erhöhung des normalen Ladungsverlustes hervorbrachten. Ihre sowie die zahlreichen nach ähnlicher Methode ausgeführten Beobachtungen über die Radioaktivität von Gesteinen und Bodenproben geben aber keinerlei Anhaltspunkt über den Radium- oder Thoriumgehalt dieser Proben: denn die gemessenen „Aktivitäten“ rühren erstens von einer ganz komplexen Strahlung, nämlich der α -Strahlung der oberflächennahen Schicht und der β - und γ -Strahlung auch der tieferen Schichten her, deren Anteile wieder von Korngröße und Absorptionsvermögen der Schicht abhängen, und zweitens verursacht die ganz verschiedene Abgabe von Emanation aus den gepulverten Proben Verschiedenheiten der gemessenen Aktivitäten, die mit dem Radiumgehalt der Proben keineswegs parallel gehen.

Quantitative Messungen des Radiumgehalts der Gesteine werden in der Weise ausgeführt, daß man aus einer gewogenen Menge des zu untersuchenden Gesteins die Emanation austreibt und in ein Ionisationsgefäß überführt, wo ihre Wirkung elektrometrisch gemessen und dann zu der Wirkung bekannter Emanationsmengen (Radiumnormallösung) in Beziehung gesetzt wird. Die Bestimmungen können nach zwei Methoden gemacht werden:

1. Lösungsmethode (R. J. Strutt, B. Boltwood, H. Mache, St. Meyer und E. v. Schweidler). Die zu untersuchende Gesteinsprobe wird möglichst fein gepulvert, durch Schmelzen mit Kalium-Natriumkarbonat chemisch aufgeschlossen und aus der möglichst rückstandsfreien Lösung die Emanation durch Kochen oder besser Durchquirlen von Luft vollständig entfernt. Dann läßt man die Lösung in einer verschlossenen Waschflasche eine gemessene Zeit lang (evtl. 1 Monat, d. h. bis zur Erreichung des radioaktiven Gleichgewichtszustandes) stehen. Dann führt man die in dieser Zeit nacherzeugte Emanation entweder durch einen Luft-Zirkulationsstrom oder durch Auskochen in ein vorher evakuiertes Ionisationsgefäß. Der dort hervorgerufene Ionisationsstrom ist der anwesenden Emanationsmenge proportional. Die Wirkung der

Radiuminduktionen (Ra A—Ra C) muß hierbei in Abzug gebracht werden, ähnlich wie bei der Messung des Emanationsgehaltes von Quellwässern (vgl. „Radioaktivität der Quellen“).

Wenn man den gemessenen Sättigungsstrom, den die reine Wirkung der Emanation der Aufschlußlösung einer gewogenen Gesteinsprobe hervorbringt, in elektrostatischen Einheiten ausdrückt und berücksichtigt, daß die Emanationsmenge, die mit 1 g Radium in Gleichgewicht steht (1 Curie), die Stromstärke $2,7 \cdot 10^6$ elektrostatische Einheiten liefert, so kann man den Radiumgehalt der untersuchten Probe direkt berechnen. Oder man kann auch, wie es Boltwood zuerst getan hat, den Apparat mittels einer Lösung aus einem Mineral von bekanntem Urangehalt eichen und dessen Radiumgehalt aus dem heute genügend genau bekannten Verhältnis Radium: Uran in alten Mineralien berechnen.

Die Lösungsmethode hat den Vorteil, daß man an der rückstandsfreien Lösung sofort erkennen kann, ob wirklich die ganze Probe in Lösung gebracht ist. Als Nachteil wird von einigen Beobachtern erwähnt, daß sich aus den Gesteinslösungen häufig mit der Zeit Niederschläge unbekannter Provenienz oder Kolloide abscheiden, die nun wohl einen Teil der nachgebildeten Emanation okkludieren können. Doch läßt sich dies bei sorgfältigem Aufschließen vermeiden.

2. Schmelzmethode (Joly, Ebler, Holt-husen, Fletcher). Diese zuerst von Joly angegebene Methode besteht darin, daß die gepulverte, abgewogene Gesteinsprobe unter Zusatz von Kalium-Natriumkarbonat und Borsäure in einem Platintiegel innerhalb eines elektrischen Ofens geschmolzen und die freiwerdende Emanation in ein vorher evakuiertes Elektroskop überführt wird. Letzteres wird durch Messung der Emanationsentwicklung von Uranmineralien von bekanntem Urangehalt, also auch bekanntem Radiumgehalt empirisch geeicht. Joly erhielt nach dieser Methode im allgemeinen höhere Werte des Radiumgehaltes, als nach der Lösungsmethode. Bei einzelnen Proben ergab die Schmelzmethode sogar dreifach größere Werte. Die Ursache dieser Diskrepanzen ist noch nicht aufgeklärt. Von vornherein erscheint die Methode, welche die höheren Werte ergibt, die vertrauenswürdiger. Denn die möglichen Fehlerquellen dieser Messungen können doch nur eine Unterschätzung, nicht aber eine Überschätzung des Radiumgehaltes zur Folge haben. Holthusen und Ebler haben eine Modifikation der Schmelzmethode angegeben, bei welcher die kostspielige Platinapparat vermieden wird. A. L. Fletcher schmilzt winzige Proben des zu untersuchenden Materials direkt im Lichtbogen und fängt die freiwerdende Emanation in einem evakuierten Elektroskop auf. Er findet, daß z. B. bei Pechblende schon bei einer Temperatur von 900° praktisch die ganze Emanation ausgetrieben wird. Bei der Untersuchung kleiner Gesteinsmengen muß man jedoch mit sehr starken Schwankungen des Radiumgehaltes von Probe zu Probe rechnen: denn Radium und Uran sind in Form winziger Einschlüsse von gewissen Mineralien, z. B. Zirkon, innerhalb des übrigen Gesteins enthalten und die Verteilung dieser eigentlich radioaktiven Einschlüsse ist nicht immer sehr gleichmäßig.

Der Thoriumgehalt wird nur nach der Lösungsmethode bestimmt: man stellt eine rückstandsfreie

Lösung der gewogenen Mineralprobe her, verjagt zuerst durch Kochen oder Durchquirlen mit Luft die anwesende Radiumemanation und saugt dann einen stetigen Luftstrom durch die Lösung und ein in Serie geschaltetes, in Form eines Zylinderkondensators gebautes Ionisierungsgefäß, das mit einem Elektroskop in Verbindung steht. Der beobachtete Ladungsverlust wird dann fast ausschließlich von der Wirkung der frisch nachgebildeten Thoriumemanation und Thorium A herrühren, während die Wirkung der in der Lösung pro Sekunde viel langsamer nachgebildeten Radiumemanation praktisch zu vernachlässigen ist. Zum Vergleich wird dann ein Luftstrom von gleicher Geschwindigkeit durch eine Thoriumlösung von bekanntem Thorium- bzw. Radiothorgehalt hindurchgeleitet. Das Verhältnis der Entladungsgeschwindigkeiten des Elektroskops in den beiden Fällen gibt dann direkt das Verhältnis des Thorgehalts der zu untersuchenden Probe zum bekannten Thorgehalt der Normallösung.

Resultate: a) Radiumgehalt von Gesteinen. Wenngleich der Radiumgehalt auch einer und derselben Gesteinsart von Probe zu Probe und je nach dem Fundort recht erheblich variieren kann, sind doch einige allgemeinere Zusammenhänge erkennbar. Vor allem sind die Eruptivgesteine im Mittel fast doppelt so stark radiumhaltig, wie die sedimentären Gesteine. Weiter besteht eine Beziehung zwischen Radiumgehalt und dem chemischen Charakter eruptiver (primärer) Gesteine: unter diesen haben die sauren Gesteine den höchsten, die basischen den kleinsten Radiumgehalt. Dies ist auch aus der folgenden kleinen Tabelle (nach Arthur Holmes) sehr deutlich erkennbar:

	Radiumgehalt pro 1 g Gestein
Saure Gesteine	$3,1 \cdot 10^{-12}$ g Ra
Zwischenformen	$2,1 \cdot 10^{-12}$ „ „
Basische Gesteine	$1,1 \cdot 10^{-12}$ „ „
Ultrabasische Gesteine	$0,5 \cdot 10^{-12}$ „ „

Doch besteht keine eigentliche strenge Proportionalität zwischen Kieselsäure- und Radiumgehalt, und man findet auch zuweilen recht kieselsäurearme Gesteine mit hohem Radiumgehalt. Unter den Eruptivgesteinen haben Granite und Syenite besonders großen Radiumgehalt (Mittel $5 \cdot 10^{-12}$ g Ra, aber auch mehrfach höhere Werte bis zu $6 \cdot 10^{-11}$ g). Daß die Sedimentärgesteine weniger Radium enthalten, dürfte durch Wirkung des Auslaugprozesses zu erklären sein. In diesem Zusammenhang ist es interessant, darauf hinzuweisen, daß die Tiefseesedimente nach Messungen Jolys vielmal mehr Radium enthalten als die Primärgesteine. Das durch die Flüsse dem Meere zugeführte Radium wird im Meere durch gewisse Einwirkungen chemischer Art, z. B. von seiten der zahllos anwesenden Schwefelbakterien ausgefällt und setzt sich am Meeresgrunde ab.

Ein Zusammenhang des Radiumgehaltes mit der Tiefe des Fundorts des Gesteins hat sich nicht feststellen lassen, doch ist dies bei der relativ geringen Tiefe der Bohrlöcher erklärlich (die Berechnungen über die Beteiligung der von radioaktiven Gesteinen gelieferten Wärmeentwicklung an dem gesamten Wärmehaushalt der Erde lassen es wahrscheinlich erscheinen, daß der Gehalt der Gesteine an radioaktiven Substanzen mit der Tiefe abnimmt, vgl. „Erdwärme“). In den meisten kann man an-

nehmen, daß Uran und Radium im Gleichgewicht vorhanden sind, d. h. zu je 10^{-12} g Radium sind etwa $3 \cdot 10^{-6}$ g Uran vorhanden.

b) Thoriumgehalt der Gesteine. Nach der oben angeführten Methode wurden insbesondere von Joly, Mache und Bamberger, Poole, H. Hirschi, sowie A. Holmes zahlreiche Gesteinsarten untersucht. Eruptivgesteine enthalten im Mittel etwa $3 \cdot 10^{-5}$ g Thorium pro Gramm Gestein. Bei Sedimentärgesteinen wurden viel kleinere Werte gefunden. Auch hinsichtlich des Thorgehalts sind wieder die sauren Gesteine reicher als die basischen. Thorium- und Radiumgehalt der Gesteine gehen wohl manchmal, aber durchaus nicht regelmäßig zueinander parallel. Die Idee eines genetischen Zusammenhanges ist abzulehnen (Holmes und Lawson). Der mittlere Gehalt der Gesteine der Erdrinde (pro Gramm) wird von Joly und Strutt (Lord Rayleigh) zu $1,5 \cdot 10^{-12}$ g Radium und $1,5 \cdot 10^{-5}$ g Thorium veranschlagt. Eine technische Gewinnung des Radiums usw. ist nur aus wenigen Mineralien wie Pechblende, Carnotit u. a. rentabel. Bei diesen beträgt der Gehalt an Radium 10^{-9} bis 10^{-7} g Radium pro Gramm Erz.

V. F. Hess.

Näheres s. A. Gockel, Die Radioaktivität des Bodens und der Quellen. Braunschweig 1914. St. Meyer und E. Schweidler, Radioaktivität. (B. G. Teubner, Leipzig, 2. Aufl. 1927).

Radioaktivität der Quellen. Natürliche Quellwässer können sowohl gasförmige radioaktive Substanzen (Radium-, Thoriumemanation) als auch feste Radioelemente (Radium, Radiothor, Mesothor und deren Zerfallsprodukte) gelöst enthalten. Meistens enthalten indes die Quellen nur Radiumemanation und deren Zerfallsprodukte, so daß man unter „aktiven Quellen“ gewöhnlich emanationshaltige Quellen versteht. Seitdem festgestellt ist, daß die Anwendung von Radiumemanation bei gewissen Krankheiten, z. B. rheumatischen Affektionen, recht günstige Erfolge bringt, ist die Radioaktivität bzw. der Emanationsgehalt ein wichtiger Faktor bei der Beurteilung der Wirkung der verschiedenen Heilquellen geworden, und es gibt heute kaum eine bedeutende Heilquelle mehr, deren Emanationsgehalt nicht genau bestimmt worden ist. Die Anwendung des emanationshaltigen Wassers erfolgt 1. bei gewöhnlichen Trinkkuren, 2. bei Badekuren (bei diesen spielt neben der Aufnahme der Emanation durch die Haut auch noch die Einatmung der unmittelbar über der Wasseroberfläche mit Emanation angereicherten Luft eine Rolle), 3. bei Inhalationskuren (Einatmen emanationshaltiger Luft, die etwa durch Zerstäubung des Quellwassers künstlich bereitet wird).

Die Messung des Emanationsgehaltes der Quellen erfolgt meist in der Weise, daß man aus einer gemessenen Wassermenge die Emanation durch Schütteln, Durchleiten von Luft („Quirlen“) oder Kochen austreibt und in ein mit Elektroskop verbundenes Meßgefäß (gewöhnlich ein Zylinderkondensator) überführt, wo die Ionisationswirkung aus dem Voltabfall bestimmt und mit der Wirkung bekannter Emanationsmengen (etwa von einer Radium-Normallösung) verglichen wird. Um die Quellen an Ort und Stelle untersuchen zu können, hat man verschiedene transportable, möglichst einfache Instrumentarien für diese Messungen angegeben (Fontaktoskope oder Fontaktometer). Von diesen sei hier nur eines, welches allgemeinere

Verbreitung gefunden hat, beschrieben, nämlich das Fontaktometer nach H. Mache und St. Meyer: dieses besteht aus einem 14 Liter fassenden zylindrischen Blechgefäß, in dessen Seitenfläche oben und unten je ein Metallhahn eingesetzt ist. Auf der oberen Grundfläche dieser „Fontaktometerkanne“ ist eine zentrale Öffnung angebracht, die durch einen leicht gefetteten Metallkonus dicht verschließbar ist. Der Konus trägt als Fortsetzung nach oben einen Stift, der federnd in den Blättchenträger des Elektroskops hineinpaßt, während die Fortsetzung des Konus nach unten durch einen etwa 20 cm langen zylindrischen Stab gebildet wird, der axial in die Fontaktometerkanne hineinragt und die innere Elektrode bildet. Die Messung kann auf zweierlei Weise erfolgen: 1. Schüttelverfahren. Man füllt etwa 1 Liter des zu untersuchenden Wassers durch Einhebern mittels Gummischlauches durch den unteren Hahn der Fontaktometerkanne ein, wobei jede Durchmischung des Wassers mit Luftblasen sorgfältig vermieden werden muß; der obere Hahn bleibt während des Einfließenlassens offen, um den Druckausgleich zu ermöglichen. Dann schließt man beide Hähne, schüttelt die Kanne samt Inhalt heftig, um die Verteilung der Emanation zwischen Wasser und Luft in der Fontaktometerkanne genau entsprechend dem Absorptionsvermögen des Wassers für Emanation zu gewährleisten; sodann wird die Arretierung des Konus gelöst, das Elektroskop aufgesetzt und der Konus mittels des in dem durchbohrten Blättchenträger gleitenden Stiftes gehoben, so daß die mit dem Blättchensystem verbundene Innenelektrode von dem Außengefäß isoliert ist. Hierauf wird das Elektroskop geladen und in der üblichen Weise der Voltabfall bestimmt. Beträgt dieser V Volt in t sec, so ist bei bekannter Kapazität des Systems C der Strom in elektrostatischen Einheiten

$$i = \frac{CV}{300 \cdot t}$$

Der Strom steigt in den ersten drei

Stunden nach der Einfüllung des emanationshaltigen Wassers wegen der Nachbildung der Induktionen Ra A-Ra B-Ra C auf fast den doppelten Betrag des Anfangswertes an. Wegen des raschen Ansteigens sind die Messungen sofort nach Einfüllung nie ganz zuverlässig. Es ist sicherer, den nach etwa vier Stunden eintretenden Gleichgewichtswert abzuwarten und von diesem die Wirkung der Induktionen abzuziehen, um die reine Stromwirkung der Emanation zu erhalten. Wenn man überdies berücksichtigt, daß die Reichweite der α -Strahlen in den wandnahen Partien nicht voll ausgenützt wird (Duane-Labordeische Korrektur), beträgt der Anteil der Emanation an der Gleichgewichts-Stromwirkung 49%. 2. Das Zirkulationsverfahren. Man verbindet die Fontaktometerkanne, ein Gummigebläse und eine das Quellwasser enthaltende Waschflasche mittels Schlauchstücken zu einem Zirkulationskreise und treibt die Luft durch den Quetschballen etwa $\frac{1}{4}$ Stunde lang im Kreisstrom durch die ganze Apparatur, so daß wieder die Emanation gleichmäßig verteilt wird. Die Messung erfolgt nachher in derselben Weise, wie bei 1. In beiden Fällen muß eine Korrektur angebracht werden, da ein kleiner Teil von Emanation im Wasser zurückbleibt. Bei 1 Liter Wasser im Gleichgewicht mit ca. 14 Liter Luft beträgt der Korrektionsfaktor bei Zimmer-temperatur 1,04.

Der Emanationsgehalt wird gewöhnlich im Strommaße ausgedrückt: da aber die Wirkungen meist nur kleine Bruchteile einer elektrostatischen Stromeinheit betragen, ist man nach dem Vorgang H. Maches übereingekommen, den tausendsten Teil dieser elektrostatischen Einheit als praktische Einheit zu benutzen: beträgt z. B. die Wirkung der Emanation allein (nach Anbringung aller Korrekturen), die in 1 Liter Wasser enthalten war, n tausendstel elektrostatische Stromeinheiten, so sagt man, die Quelle habe n Mache-Einheiten („M.-E.“). Die M.-E. sollte stets als Konzentrationseinheit, d. h. bezogen auf je 1 Liter Quellwasser oder Quellgas gebracht werden. Die internationale Einheit für Radiumemanation ist bekanntlich 1 Curie (d. h. die Emanationsmenge, die mit 1 g Radium im Gleichgewichte steht). Es ist leicht, die M.-E. in Curie pro Liter umzurechnen; da 1 Curie einen Sättigungsstrom von $2,7 \cdot 10^6$ elektrostatischen Einheiten liefert, so entspricht umgekehrt 1 Mache-Einheit $3,64 \cdot 10^{-10}$ Curie pro Liter. Eine andere, hauptsächlich in Frankreich gebräuchliche Einheit ist die „Milligramm-Sekunde“, d. h. die von 1 mg Radium in einer Sekunde entwickelte Emanationsmenge. Ein Emanationsquantum von 1 mg-sec pro Liter entspricht 5,76 M.-E.

Bei einer Radiologen-Tagung in Freiberg (1921) wurde als praktisches Emanationsmaß für Quellwasser das „Eman“ vorgeschlagen, das 10^{-10} Curie pro Liter entspricht. 1 Eman entspricht 0,275 M.-E., d. h. 1 M.-E. ist gleich 3,64 Eman. Hoffentlich wird sich diese sehr zweckmäßige Einheit bald einbürgern.

Da die Radiumemanation mit einer Halbwertszeit von 3,86 Tagen zerfällt, so ist zu berücksichtigen, daß bei Versendung emanationshaltigen Quellwassers usw. der Gehalt sich in je ca. vier Tagen auf die Hälfte, pro Tag um je ca. 16% vermindert.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Emanationsgehalte einiger stark radioaktiver Quellen angeführt:

Brambach (Sachsen), Neue Quelle	1960 M.-E.
Baden-Baden, Büttquelle	82—125 „
Gastein (Salzburg), Grabenbäcker	155 „
„ Elisabethstollen	133 „
Plombières (Frankreich)	95 „
Disentis (Schweiz)	48 „
Ischia (Italien), altrömische Quelle	370 „
Joachimsthal (Böhmen), Gruben	2000 „

Gewöhnliches Quellwasser ist fast stets etwas emanationshaltig. In den Alpenländern weisen die meisten Brunnen Emanationsgehalt von 0,1 bis zu einigen M.-E. auf. Die Quellen erhalten ihren Emanationsgehalt aus den durchlaufenen Gesteins- bzw. Bodenschichten. Ein einfacher Zusammenhang zwischen Radiumgehalt der Gesteine und Emanationsgehalt der daraus entspringenden Quellen besteht nicht, ist auch nicht zu erwarten, da das Wasser häufig einen längeren Weg durch verschiedene Schichten nimmt, bevor es zutage tritt und hierbei seine Temperatur oft wesentlich ändert, überdies bei Durchmischung mit Luft einen großen Teil eines ursprünglich angenommenen Emanationsgehalts wieder verlieren kann. In der Regel weisen aber Quellen, die aus Eruptivgestein kommen, größeren Emanationsgehalt auf, wie solche, welche aus den radiumärmeren Sedimentär-gesteinen entspringen. Bei Quellen eines und

desselben Quellkomplexes zeigt sich häufig, daß die kältesten Quellen den größten Emanationsgehalt haben. Teilweise hängt dies wohl damit zusammen, daß das Absorptionsvermögen des Wassers für Emanation mit steigender Temperatur sich stark verringert (von ca. 0,5 bei 0° auf ca. 0,1 bei 80°). Nach Mache und Schweidler sind für den Emanationsgehalt der Tiefenquellen hauptsächlich die zuletzt durchlaufenen Schichten maßgebend. Die aus Quellen aufsteigenden Gase sind ebenfalls meistens emanationshaltig. In gasarmen Quellen kann man feststellen, daß gewöhnlich zwischen Quellwasser und Quellgas sich hinsichtlich des Emanationsgehaltes ein Gleichgewicht eingestellt hat, entsprechend dem Absorptionsvermögen des Wassers bei der betreffenden Temperatur.

Ob in einem Quellwasser Radium selbst gelöst enthalten ist, läßt sich leicht feststellen, wenn man aus dem Wasser die Emanation z. B. durch Kochen austreibt, dann das Wasser einige Tage in der verschlossenen Waschflasche stehen läßt und dann neuerlich fontaktometrisch untersucht: ist Radium selbst vorhanden, so muß sich daraus entsprechend der Ansammlungszeit wieder eine gewisse Emanationsmenge nachgebildet haben. Meist enthalten die Quellen viel mehr Emanation, als der Gleichgewichtsmenge des enthaltenen Radiums entspräche; z. B. enthalten die Gasteiner Quellen (nach Mache) etwa 10^{-10} g Radium pro Liter gelöst, während ihr Emanationsgehalt einer mehr als hundertmal so großen Radiummenge entspricht.

Die Quellablagerungen radioaktiver Quellen erweisen sich stets auch radioaktiv. So enthält der „Reissacherit“ eine Art Braunstein, der sich in den Gasteiner Thermen findet, etwa $7 \cdot 10^{-9}$ g Radium pro Gramm Mineral. Die Sedimente der Quellen von Baden-Baden und Nauheim enthalten Radiothor und dessen Zerfallsprodukte, ebenso die Sedimente von Salins-Moutiers (Savoyen). Im Quellschlamm von Dürkheim konnte Ra D, Ra E, Ra F nachgewiesen werden.

Offene Gewässer enthalten unvergleichlich viel weniger Emanation als die Quellen. Im Meerwasser fand Knoche einen Emanationsgehalt, der zwischen 0 und 0,3 M.-E. betrug. *V. F. Hess*. Näheres s. A. Gockel, Die Radioaktivität von Boden und Quellen. 1914. Vieweg, Braunschweig. St. Meyer und E. Schweidler, Radioaktivität. 2. Aufl. 1927 (B. G. Teubner, Leipzig).

Radioaktivität des Regens und des Schnees. Aus den überall in der freien Luft festgestellten kleinen Mengen von Radium- und Thorium-Emanation entwickeln sich durch radioaktiven Zerfall ständig die festen Folgeprodukte Radium A, Radium B, Radium C, sowie die entsprechenden Thoriumprodukte (vgl. „Induktionsgehalt“), welche zum größten Teile in der Luft schwebend verbleiben. Wenn nun Niederschläge fallen, ist es klar, daß durch diese rein mechanisch die festen radioaktiven Zerfallsprodukte aus der Luft mitgerissen werden. Niederschläge müssen also auch radioaktiv sein. Der Nachweis ist zuerst C. T. R. Wilson gelungen. Wenn man eine kleine Quantität Regenwasser oder Schnee rasch eindampft und den Rückstand in eine mit einem empfindlichen Elektroskop verbundene Ionisationskammer einbringt, beobachtet man eine geringe Aktivität, welche in etwa je einer halben Stunde auf die Hälfte abnimmt. Der Abfall erfolgte also beiläufig mit derselben Geschwindigkeit, wie bei den festen Zerfallspro-

dukten der Radiumemanation. Th. Wulf hat ein bequemes Instrumentarium zur Beobachtung der Radioaktivität der Niederschläge angegeben. Schnee ist (auf gleiche Wassermenge gerechnet) stets viel stärker aktiv als Regen. Dies ist wohl verständlich, wenn man bedenkt, daß die Schneeflocken bei ihrem Wege durch die Luft sehr viel größere Wege zurücklegen als Regentropfen, und vermöge ihrer Größe mehr radioaktive Kerne mitreißen. Kaufmann fand, daß der Effekt zu Beginn eines Regens am stärksten ist und allmählich abnimmt, offenbar in demselben Maße, als die Luft von den radioaktiven Bestandteilen gereinigt wird. Setzt nach einer Pause der Regen wieder ein, so zeigt er sofort wieder stärkere Aktivität. Merkbare Mengen von Thoriumprodukten wurden bisher bei Niederschlägen nicht konstatiert, was wohl daher rührt, daß die Zerfallsprodukte der Thoremanation sich nur in geringeren Höhen über dem Erdboden vorfinden. Da die Aktivität der Proben von Regen und dgl. in einigen Stunden vollständig verschwindet, kann man schließen, daß die Regentropfen nur die Zerfallsprodukte der Emanation, nicht aber Emanation selbst enthalten. Bei nicht frisch gefallenem Schnee dagegen ist es anders: der mit dem Erdboden (Bodenkapillaren) in Kontakt stehende Schnee kann infolge des gelegentlichen Empordringens von Radiumemanation aus dem Boden auch Emanation enthalten, was sich dann durch das bedeutend langsamere Abklingen seiner Aktivität verrät. Die Radioaktivität der Niederschläge braucht nicht ausschließlich durch den oben geschilderten Mitreißeffect bedingt zu sein: zum Teil mag sie auch daher stammen, daß z. B. die frisch gebildeten RaA-Atome in der Luft, wie aus Laboratoriumsversuchen hervorgeht, als Kondensationskerne fungieren. Daher ist z. B. auch Tau und Raureif radioaktiv befunden worden. V. F. Hess. Näheres s. V. F. Hess, Die elektr. Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Braunschweig 1926 (Sammlung Vieweg, Bd. 84).

Radioblei s. Radium D.

Radiogoniometer. Eine von Bellini und Tosi angegebene Anordnung für drahtlose Telegraphie, die einerseits ein gerichtetes Senden in einer beliebigen leicht veränderlichen Strahlungsrichtung

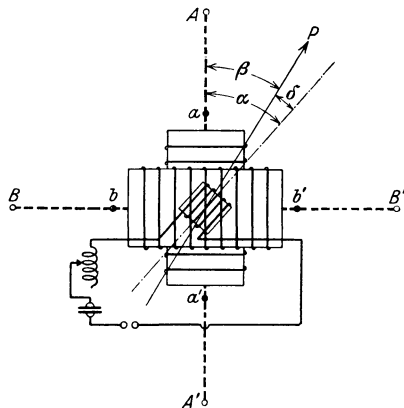


Fig. 1. Spulenordnung des Radiogoniometers.

gestattet, andererseits als Empfangsschaltung die Bestimmung der Richtung von ankommenden Wellen ermöglicht. Es werden zwei senkrecht zueinander angeordnete Antennenpaare oder Rahmen-

antennen benutzt, in deren Mitte je eine Kopplungsspule liegt (s. Fig 1). AA' und BB' bedeuten die

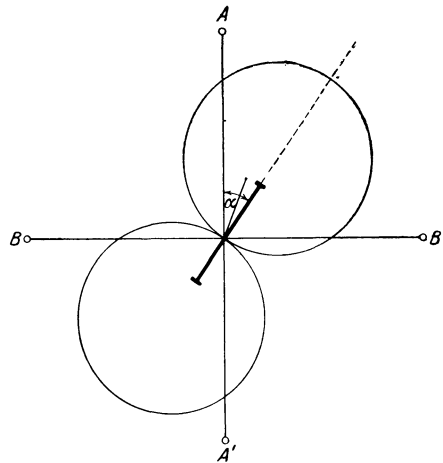


Fig. 2. Strahlungscharakteristik des Radiogoniometers.

Fußpunkte der vier Antennen. Innerhalb der beiden Kopplungsspulen befindet sich eine kleine drehbare Spule, die bei der Senderschaltung einen Teil der Selbstinduktion eines von gedämpften oder ungedämpften Schwingungen durchflossenen Schwingungskreises bildet.

Die Strahlungscharakteristik des Radiogoniometers besteht aus zwei sich im Mittelpunkt der Anordnung berührenden Kreisen (s. Fig. 2). Diese Charakteristik dreht sich beim Drehen der Erregerspule, die Hauptstrahlungsrichtung

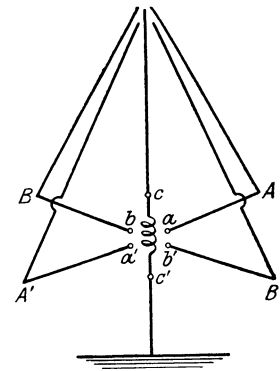


Fig. 3. Antennenanordnung des Radiogoniometers von Bellini und Tosi.

fällt stets in die Richtung der Achse der drehbaren Spule, zwei um 180° auseinanderliegende Richtungen ergeben dieselbe Strahlung. Die Anordnung ist also zweiseitig. Um sie einseitig zu gestalten, verwendet man noch eine weitere im Mittelpunkt der Anordnung senkrecht hochgeführte Antenne, die gleich stark wie die anderen erregt und auf die nämliche Welle abgestimmt werden muß (s. Fig. 3).

Bei der Benutzung des Radiogoniometers zur Richtungsbestimmung ankommender Wellen, wird in die Mitte der beiden Kopplungsspulen je ein Drehkondensator zur Abstimmung der Antennen geschaltet und die drehbare Spule über einen Detektor mit einem Meßinstrument verbunden. E. Alberti.

Näheres s. Rein, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Radiometer (Lichtmühle). Ein in einem evakuierten Gefäß an einem drehbaren Arm aufgehängtes Scheibchen, dessen Vorderseite geschwärzt ist, dreht sich bei Bestrahlung derselben in Richtung der Lichtstrahlen (Crookes'sche Lichtmühle). Die bestrahlte schwarze Fläche wird

wärmer als die nicht bestrahlte blanke Rückseite; deshalb werden die auf die Vorderfläche auftreffenden Gasmoleküle „erwärmt“, d. h. sie prallen mit größerer Geschwindigkeit, als sie angekommen sind, zurück. Der Rückstoß dieser Gasmoleküle erklärt qualitativ die Drehung, zur quantitativen Behandlung sind sehr komplizierte Vorgänge über Gasströmungen am Rande der Radiometerflügel zu beachten. Die Erscheinung hat nichts mit dem Impuls der Strahlung, dem Strahlungsdruck (s. d.) zu tun. Radiometer wurden zu quantitativen Strahlungsmessungen (s. d.) verwendet. (Über ein hochempfindliches Instrument, s. G. Hettner, Zeitschr. f. Phys. 47, 499, 1928.) Die zu messende Strahlung dreht das meist an einem Quarzfaden aufgehängte System (Balken mit Radiometerflügel) so lange, bis die rücktreibende Kraft des Fadens gleich der Radiometerkraft ist; diese ist proportional der Energie der Strahlung. Die Ablesung des Drehwinkels erfolgt mit Spiegel, Skala und Fernrohr (Poggendorfsche Spiegelablesung). Die Empfindlichkeit (Drehwinkel für konstante Bestrahlung) hat bei einem Luftdruck von etwa 0,02 mm Quecksilber ein Maximum (Fläche von der Größenordnung mm^2 bis cm^2), für sehr kleine Flächen liegt das Maximum der Radiometerkraft bei viel höheren Drucken. — Die Radiometerwirkung ist streng von dem Strahlungsdruck (s. d.) zu unterscheiden (s. auch Photophorese).

Gerlach.

Radiometermanometer s. Vakuummeter.

Radiometrische Temperaturskala s. Temperaturskalen. Zu ihrer Festlegung kann jedes Strahlungsgesetz dienen, das die Temperatur des Strahlers mit einer sonst meßbaren Eigenschaft des Strahlers (z. B. Energieabgabe) verbindet. In die Strahlungsgesetze wird die Temperatur mittels thermodynamischer Betrachtungen eingeführt, so daß die radiometrische und die thermodynamische Temperaturskala übereinstimmen. Zur praktischen Durchführung der Messungen müssen die Konstanten der Strahlungsgesetze bekannt sein. Sie sind nicht mit Hilfe der üblichen Fundamentalepunkte (Eispunkt und Wassersiedepunkt) zu bestimmen. Es bedarf dazu noch mindestens eines Temperaturpunktes, der mit dem Gasthermometer ermittelt ist und zweckmäßig möglichst hoch liegt.

Henning.

Radiomikrometer. In einem starken Hufeisenmagnetfeld hängt an einem Faden eine Drahtschleife, deren untere Enden ein dünnes Thermoelement tragen. Wird dieses bestrahlt, so erzeugt die infolge Erwärmung der Lötstelle auftretende thermoelektrische Kraft einen Strom in dem Bügel, welcher sich also senkrecht zum Magnetfeld zu stellen sucht. Gleichgewicht, d. h. konstanter Ausschlag ist erreicht, wenn die Biot-Savartsche Kraft gleich der rücktreibenden Kraft des Fadens ist. Ablesung des Drehwinkels mit Spiegel, Skala und Fernrohr. Das Instrument ist von Boys konstruiert und von Rubens auf hohe Empfindlichkeit gebracht worden: Die Strahlung einer Hefnerlampe in 5 m Abstand gibt (bei 1 m Skalenabstand) einen Ausschlag von 150 mm. Die Empfindlichkeit wird durch Evakuieren des Instrumentes noch erhöht. Hersteller: Institutsmechaniker O. Museum, Berlin NW 7, Reichstagsufer 7—8. *Gerlach.*

Radiophon s. Bestrahlungstöne.

Radiotellur s. Radium F.

Radiothorium s. Thorium.

Radium. Radium (Ra) wurde vom Ehepaar M. und P. Curie im Jahre 1898 aus Uran abgetrennt. Es erwies sich als neues Element mit eigenem, wohl ausgeprägtem Spektrum; es ist, wie auch aus Diffusion und Elektroendosmose bestätigt wurde, zweiwertig und erhielt seinen Platz mit der Ordnungszahl 88 im periodischen System der Elemente (vgl. die Tafel im Artikel „Isotopie“) als höheres Homolog zu Barium, von dem es trotz enger chemischer Verwandtschaft z. B. infolge der geringeren Löslichkeit seiner Halogenverbindungen durch fraktioniertes Kristallisieren relativ leicht zu trennen ist. Seine Salze sind zunächst weiß, färben sich aber, sei es durch Selbstzersetzung, sei es direkt durch die Eigenstrahlung, dunkel. Wässrige Lösungen von Ra-Salzen entwickeln ein Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff und zwar etwa 13 cm^3 pro Tag und g Ra. — RaCl_2 wurde paramagnetisch gefunden. Metallisches Ra wird durch Destillation eines elektrolytisch gewonnenen Ra-Amalgames gewonnen, ist eine weißglänzende, an Luft schnell schwarz werdende Masse, hat seinen Schmelzpunkt bei 700° , ist flüchtiger wie Barium und hat eine Dichte von etwa $\rho = 6,0$. Es zersetzt Wasser energisch, wobei es sich auflöst. Das Spektrum besteht wie bei den Erdalkalien aus kräftigen Linien und verwaschenen Banden; im Bogenspektrum finden sich bei 50 neue Linien, von denen die stärksten, mit $381,5$, $468,2$, $482,6 \mu\mu$ schon von Präparaten erhalten werden können, die nur 0,001% Ra enthalten. Die Bunsenflamme wird schön karminrot gefärbt, hat u. a. zwei rote Banden und eine sehr helle Linie im Blaugrün. — Das Atomgewicht wurde an einem sehr reinen Präparat, das höchstens 0,002% Barium enthielt, zu $225,97 + 0,012$, also rund zu 226 bestimmt, in Übereinstimmung mit dem Umstande, daß Ra durch α -Umwandlung aus Ionium (s. d.) entstanden (A.-G. = 230) zu denken ist (vgl. „Verschiebungsregel“), und daher als Atomgewicht 230—4 haben soll. Im Großbetrieb wird es aus Uranerzen gewonnen; die wichtigsten derselben nebst ihrem Uran- und Radiumgehalt gibt die nebenstehende Tabelle.

Rechnet man den Gehalt solcher Erze an U_3O_8 selbst zu 50%, also den Urangehalt zu 42% und benützt man die aus vielen solchen Stichproben gewonnene Erfahrung, daß in alten Uranerzen auf 1 g U im Mittel $3,3 \cdot 10^{-7}$ g Ra kommen, so ergibt sich für ein ideales Ausscheidungsverfahren, daß mindestens 7000 kg Uranerze verarbeitet werden müssen, um 1 g Ra zu erhalten. — In den gewöhnlichen Gesteinen findet sich das Radium in noch viel geringerer Konzentration. Als angenähertes Mittel der vielen untersuchten Proben kann man annehmen: für Eruptivgesteine $4,4 \cdot 10^{-12}$ g Ra, für Sedimentgesteine $3 \cdot 10^{-12}$ g Ra pro g Gestein. Dabei sind in der ersteren Gruppe deutlich getrennt die saueren Gesteine (Granit, Porphy, Syenit, Pegmatit) mit dem höchsten Ra-Gehalt, von den basischen (Plagioklas, Diabase, Andesite) mit dem geringsten Ra-Gehalt. — In den Tiefseesedimenten findet sich bis $53 \cdot 10^{-12}$ g Ra, in verschiedenen Meerwasserproben 6 bis $280 \cdot 10^{-12}$ g Ra/cm³ vor. — Bei den gewaltigen vorhandenen Massen gibt selbst diese minimale Konzentration schon enorme Endwerte für das auf der Erde vorhandene Radium (vgl. „Radioaktivität“).

Die weitaus wichtigste Eigenschaft des neu entdeckten Elementes ist seine Radioaktivität,

Mineral	Herkunft	Ra in %	U in %	$\frac{\text{Radium}}{\text{Uran}}$
Chalcolith	Sachsen	$0,714 \cdot 10^{-5}$	39,29	$1,82 \cdot 10^{-7}$
"	Deutschland	0,905 "	28,80	3,14 "
"	Portugal 1.	1,30 "	39,03	3,33 "
"	" 2.	1,21 "	36,20	3,33 "
"	" 3.	0,024 "	0,724	3,35 "
"	Cornouailles	1,70 "	48,66	3,49 "
Carnotit	Colorado	0,375 "	16,00	2,34 "
Gummit (lös. Teil)	Deutschland	0,31 "	12,20	2,54 "
" (roh. Min.)	"	0,58 "	17,37	3,34 "
Autunit	Autun	1,20 "	46,92	2,56 "
"	Tonkin	1,22 "	47,10	2,59 "
Pechblende	St. Joachimsthal	1,48 "	46,11	3,21 "
"	Norwegen	0,17 "	4,67	3,64 "
"	"	2,05 "	58,90	3,48 "
"	Cornouailles	1,07 "	28,70	3,74 "
Samarshit	Indien	0,295 "	8,80	3,35 "
Broeggerit	Norwegen	2,10 "	63,89	3,29 "
Cleveit	"	1,81 "	54,90	3,32 "
Uranothorid	"	0,16 "	4,83	3,31 "
Fergusonit	"	0,223 "	6,30	3,55 "
Thorianit	Ceylon	0,66 "	18,60	3,45 "

das ist, in Kürze, der Umstand, daß die Radiumatome instabile Gebilde sind und in neuartige Atomgefüge zerfallen (vgl. „Atomzerfall“). Man findet, daß Ra eine α - und eine β -Strahlung aussendet. Nach den bisherigen Erfahrungen der Radioaktivität wird man erwarten, daß hier entweder ein „dualer Zerfall“ (s. d.) vorliegt oder daß es sich um den Zerfall zweier verschiedener Atomarten handelt. Doch ist es bisher weder gelungen, mit Sicherheit ein dem β -Zerfall entsprechendes Folgeprodukt, d. i. ein Schwesterprodukt, zur Ra-Emanation, die durch den α -Zerfall des Ra entsteht, aufzuzeigen, noch ist es gelungen, den Träger des β -Zerfalls vom Träger des α -Zerfalls zu trennen, wie man es nach der zweiten Alternative als möglich ansehen könnte. Wahrscheinlich stammt also diese β -Strahlung nicht aus dem Kerne, sondern wird von der Kern- α -Strahlung sekundär aus der Atomhülle ausgelöst. — Die α -Strahlung von Ra hat eine Reichweite von 2,53 cm in Luft bei 0°C und 760 mm Druck. Die Anfangsgeschwindigkeit der Teilchen

rechnet sich daraus zu $v_0 = 1,40 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$. 1 g Ra,

befreit von seinen Folgeprodukten, sendet $3,72 \cdot 10^{10}$ (nach neueren Versuchen nur $3,5 \cdot 10^{10}$; eine Entscheidung steht noch aus) α -Teilchen pro Sekunde aus, die bei voller Ausnützung ihrer Energie einen Sättigungsstrom von $2,4 \cdot 10^6$ st. E. (einseitig gemessen $1,2 \cdot 10^6$ st. E.) zu unterhalten vermögen. Die β -Strahlung ist relativ weich und besteht aus zwei homogenen Gruppen, die Anfangsgeschwindigkeiten von $1,56 \cdot 10^{10}$ und $1,95 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ aufweisen

entsprechend einem Absorptionskoeffizienten in Al von $\mu = 312$, und die von Aluminiumschichten der Dicke $2,2 \cdot 10^{-3}$ cm auf die halbe Intensität geschwächt werden. Die Wärmeentwicklung von 1 g Ra durch Absorption seiner α -Strahlung beträgt $25,5 \frac{\text{cal}}{\text{Stunde}}$, oder während seiner gesamten Lebenszeit (2280 Jahre) $5,1 \cdot 10^8$ cal.

Die Zerfallskonstante kann aus der bekannten Zahl Z der pro Sekunde zerfallenden Atome (vgl. „Zählung“), sowie aus der berechenbaren Zahl N der in einem g Ra enthaltenen Atome mit Hilfe der Beziehung $Z = \lambda N$ (vgl. „Zerfallsgesetze“) gewonnen werden. Z wurde beobachtet zu $3,72 \cdot 10^{10}$ pro g und sec (bzw. 3,5, vgl. w. o.). N ergibt sich aus der Loschmidtschen Zahl und aus dem bekannten Atomgewicht (226) des Ra. Ein Mol

enthält $6,06 \cdot 10^{23}$ Atome, daher 1 g Ra: $\frac{6,06 \cdot 10^{23}}{226} =$

$2,68 \cdot 10^{21} = N$ Atome; daraus ergibt sich die Zerfallskonstante zu $\lambda = 1,39 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-1}$, die „mittlere Lebensdauer“ (s. d.) zu $\tau = 2290$ Jahre, die „Halbwertszeit“ (s. d.) $T = 1580$ Jahre. Aus der Radiumentwicklung des Ioniums sowie aus der Gleichgewichtsmenge (s. d.) zwischen Uran und Radium, für welchen Fall sich das Verhältnis $\text{Ra} = 3,3 \cdot 10^{-7}$ (vgl. obige Tabelle) ergibt, erhält man etwas andere Werte für die Umwandlungskonstanten.

Jedes Ra-Atom zerfällt unter Aussendung eines α -Partikels in ein neues Atom des Elementes:

Radium-Emanation, früher auch „Niton“ oder neuerdings „Radon (Rn)“ genannt. Entsprechend seiner Entstehung durch α -Zerfall, muß dieses Element ein gegen Radium um 4 Einheiten erniedrigtes Atomgewicht, also 222 haben. Es ist ein inertes schweres Gas und erhält nach der Verschiebungsregel (s. d.) seinen Platz in der Gruppe der Edelgase als höheres Homolog zu Xenon. Aus Dichtebestimmungen mit einer Mikrowaage (die noch ein millionstel Milligramm anzeigte) wurde im Mittel aus 5 Einzelmessungen das Atomgewicht zu 223 bestimmt, eine Übereinstimmung mit dem theoretisch geforderten Wert 222, die in Anbetracht der geringen zur Messung verwendeten Mengen (10^{-3} mg) befriedigend ist. Die mit einem Gramm Ra im Gleichgewicht befindliche Emanationsmenge — d. i. ein „Curie“ — erfüllt sonach bei 0°C und 760 mm Druck ein Volumen von $0,66 \text{ mm}^3$ und

wiegt $6,5 \cdot 10^{-6}$ g. Den Edelgasen in chemischer Beziehung vollkommen gleichend besitzt sie ein charakteristisches Spektrum, das von dem des Ranz verschieden ist und, ähnlich dem des Xenons, Liniengruppen in Grün und Violett zeigt. Unter Atmosphärendruck beginnt die Emanation bei -65° zu kondensieren; die Dampfdrucke der Emanation bei verschiedenen Temperaturen sind: 76 cm Hg für -65° , 25 cm für -78° , 5 cm für -101° , 0,9 cm für -127°C . Die Dichte der flüssigen Emanation beträgt 6–7, die der festen Em von -273° bei 8; die kritische Temperatur liegt bei $104,5^\circ$, der kritische Druck bei 62 Atmosphären. — Bei der Kondensation entsteht erst eine farblose Flüssigkeit, die die Glaswände grün fluoreszieren läßt. In festem Zustand ist sie undurchsichtig und bei tieferen Temperaturen leuchtend orangerot. — Sie wird von flüssigen und festen Körpern adsorbiert, in einigen derselben, z. B. in Kohlenwasserstoffen (Petroleum, Toluol) oder in Holzkohle, Kautschuk besonders stark, welche Eigenschaft man zum Anreichern der Emanation in

t = 0	6 h	12 h	18 h	24 h	30 h	36 h	42 h	48 h	54 h	60 h	66 h	72 h = 3 Tage = 3 d
J _t = 1,000	0,9557	0,9134	0,8729	0,8343	0,7973	0,7620	0,7282	0,6960	0,6651	0,6537	0,6075	0,5806
t = 4 d	5 d	6 d	7 d	8 d	usf.							
J _t = 0,4844	0,4041	0,3371	0,2812	0,2346								

solchen Körpern verwenden kann. Die Gültigkeit des Henry-Dalton'schen Absorptionsgesetzes (die Gase lösen sich in einem Absorptionsmittel ihrem Druck proportional) wurde nachgewiesen. Der Absorptionskoeffizient α , d. i. das Verhältnis der Konzentration in Flüssigkeit und Luft steigt mit abnehmender Temperatur. Für diese Temperaturabhängigkeit ergibt sich theoretisch die Formel

$\alpha = e^{-\frac{W}{R\vartheta}}$, worin R die Gaskonstante, ϑ die absolute Temperatur und W die Arbeit bedeutet, die bei der Überführung von 1 Mol aus der Flüssigkeit in den Dampf geleistet wird. Empirisch ergaben sich Ausdrücke der Form $\alpha = A + B e^{-v t}$, worin A und B mit dem Lösungsmittel variieren und v eine für viele Gase konstante Größe ist. Man erhält z. B. für Wasser

t ^o Celsius	0	20	40	60	80	100
α	0,51	0,26	0,16	0,13	0,11	0,11

Über die Variation des α mit dem Lösungsmittel gibt folgende Tabelle Aufschluß:

α für 18 ^o		α
Oliveneröl u. ähnl. Öle	28	Paraffinöl 9
Schwefelkohlenstoff	23	Äthylazetat 7,4
Cyclohexan	18	Aceton 6,3
Hexan	17	Äthylalkohol 6,2
Terpentin, Chloroform, Amylazetat	15	Anilin 3,8
Toluol, Xylol, Benzol	13	Glyzerin 1,7
Vaselinöl, Petroleum	10	Wasser 0,25

Der Absorptionskoeffizient in Blut von 37^o beträgt etwa 0,4, während er für Wasser dieser Temperatur nur 0,17 ist. — Aus solchen Lösungsmitteln kann die Emanation bei Kenntnis der Absorptionsgesetze durch Erwärmung, Durchquirlen, Schütteln usw. quantitativ entfernt werden. Auch die Radiumsalze selbst okkludieren 65 bis 99% der entwickelten Emanation, so daß man, um den Gehalt solcher Salze oder Ra-haltiger Erze an Emanation zu bestimmen, dieselben am besten zuerst quantitativ in klare Lösung bringt und den Emanationsgehalt der Lösung untersucht.

Der Zerfall der Emanation, deren Atome noch keineswegs stabil gebildet sind, ist direkt meßbar und die Auswertung nur eventuell dadurch kompliziert, daß nur im Augenblick der Abtrennung vom Ra Emanation allein gemessen wird, etwas später bereits die Wirkung der Emanation plus der aus ihr entstehenden Zerfallsprodukte. Erst bis sich die Emanation mit diesen ins Gleichgewicht gesetzt hat, erfolgt die zeitliche Abklingung einer von der Muttersubstanz (Ra) getrennten Emanationsmenge nach dem einfachen Exponentialgesetz $J_t = J_0 e^{-\lambda t}$. Die Zerfallskonstante (s. d.) λ wurde gefunden zu $\lambda = 2,097 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, woraus sich die mittlere Lebensdauer ergibt zu $\tau = 5,518$ Tage und die Halbwertszeit zu $T = 3,825$ Tage. Setzt man den Wert der Intensität (gemessen z. B. am Sättigungsstrom, den die beim Zerfall ausgesendeten α -Partikel durch Ionisierung des Luftraumes zwischen zwei Kondensatorplatten zu unterhalten vermögen) zu Beginn der Beobachtung ($t = 0$) gleich 1, so erhält man folgende Abklingungstabelle:

Ein von Emanation befreites Ra-Präparat regeneriert die Emanation nach dem inversen Zeitgesetz $J_t = J_\infty (1 - e^{-\lambda t})$, wobei J_∞ (d. i. der Wert von J für $t = \infty$) die Gleichgewichtsmenge der Emanation ist.

Ra-Emanation sendet nur α -Strahlen aus, deren Reichweite zu 3,91 cm für Luft von 10^o C und 760 mm Druck entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,61 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ bestimmt wurde. Die Gleichgewichtsmenge von 1 g Ra, d. i. ein Curie, sendet pro Sekunde $3,72 \cdot 10^{10}$ ($3,5 \cdot 10^{10}$?) α -Partikel aus, die einen Sättigungsstrom von $2,75 \cdot 10^6$ st. E = $9,17 \cdot 10^{-4}$ Amp. unterhalten können. Ihre gesamte Energie in Wärme verwandelt gibt in der Stunde 28,6 cal. Außer der Einheit „Curie“ wird noch, insbesondere in der luftelektrischen Praxis und in medizinischem Anwendungsgebiete, die „Mache-Einheit“ verwendet, die als Konzentrationseinheit diejenige in 1 Liter Lösungsmittel (Flüssigkeit oder Gas) enthaltene Emanationsmenge darstellt, die einen Sättigungsstrom von 10^{-3} st. E. zu unterhalten vermag. 1 Mache Einheit entspricht somit

$$\frac{1}{2,75 \cdot 10^9} = 3,64 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Curie}}{\text{Liter}} = 3,64 \text{ „Eman“}, \text{ da}$$

$$\text{neuerdings } 10^{-10} \frac{\text{Curie}}{\text{Liter}} \text{ „ein Eman“ genannt}$$

werden. Beim Zerfall verwandelt sich das Atom der Emanation durch Ausschleuderung eines α -Teilchens in ein neues Atom, dem 4 Einheiten an Atomgewicht und zwei positive Kernladungen fehlen. Es bildet ein wegen seiner großen Instabilität in nicht wägbarer Menge auftretendes neues Zerfallsprodukt mit der Bezeichnung:

Radium A. Dieses Element hat seiner Entstehung nach ein Atomgewicht von 218, und sendet beim Zerfall α -Strahlen aus, deren Reichweite zu 4,48 cm, entsprechend der Anfangsgeschwindigkeit von $1,69 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ bestimmt wurde. Es ist

sehr kurzlebig und besitzt eine Zerfallskonstante $\lambda = 3,78 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$, bzw. eine mittlere Lebensdauer $\tau = 4,40$ Minuten, zerfällt also in $T = 3,05$ Minuten auf die Hälfte seiner Anfangsaktivität. Die RaA-Atome sind unmittelbar nach ihrer Entstehung positiv geladen und werden teilweise durch Anlagerung an negativ geladene Ionen neutralisiert („Wiedervereinigung“), teils bilden sie durch Anlagerung an neutrale Partikel Aggregate, die wegen ihres Eigengewichtes langsam zu Boden sinken oder, soweit sie geladen sind, einem eventuell vorhandenen elektrischen Felde folgen. In einem Emanometer (s. d.), in dem bei der Messung des Emanationsgehaltes solche A-Atome gebildet werden, entsteht daher ein aus zwei Komponenten gebildeter aktiver Niederschlag, von denen die eine (neutralisierte A-Aggregate) nur von den Dimensionen des Gefäßes, die andere (geladene A-Aggregate) von Stärke und Richtung des im Emanometer angelegten Feldes abhängt. Dieser Niederschlag haftet im allgemeinen nur oberflächlich an den, wie man früher sagte, „induzierten“ Körpern und kann, soweit er nicht durch Rückstoß in das Unterlagsmaterial hineingehämmert ist (das tritt insbesondere bei jenen A-Atomen ein, die aus unmittelbar der Unterlage anliegenden Emanationsatomen entstanden sind), mechanisch abgerieben oder durch Erwärmung entfernt werden. RaA ist, da es gegenüber der Emanation zwei Valenzen verloren hat, sechswertig, homolog zu Tellur und isotop zu dem weiter unten besprochenen Polonium (RaF), von dem es sich nur durch sein um 8 Einheiten höheres Atomgewicht und durch sein radioaktives Verhalten unterscheidet. Nach den Regeln der Isotopie (s. d.) ist damit auch sein chemisches Verhalten charakterisiert, das sich in allem dem des Poloniums anschließt. — Die Reindarstellung des RaA gelingt durch sehr kurze (sekundenlange) Exposition eines elektrisch geladenen Drahtes in stark emanationshaltiger Atmosphäre; oder mit Hilfe des Rückstoßes (s. d.), indem eine Metallplatte gegenüber kondensierter Emanation kurz exponiert wird. In beiden Fällen wird man wegen der schnellen Verwandlung des RaA in RaB nur in den ersten Sekunden, unmittelbar nach sehr kurzer Exposition, angenähert reines RaA, sehr bald einen merklichen Prozentsatz RaB und RaC, auf dem exponierten Körper haben und nach kurzer Zeit nur mehr letztere allein.

Die gesamte Energie der stündlich ausgesendeten α -Teilchen einer mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehenden RaA-Menge — d. i. $3,72 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 10^{10}$ α -Teilchen — gibt (einschließlich der Rückstoßwärme) in Wärme verwandelt 30,5 cal. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\lambda_{\text{Ra}} \frac{1}{A_{\text{Ra}}} = \lambda_{\text{A}} \cdot \frac{G}{A_{\text{A}}}$ folgt, daß die mit 1 g Ra im Gleichgewicht befindliche Menge RaA das Gewicht $G = 3,5 \cdot 10^{-9}$ g hat, sich demnach unseren derzeitigen Wägungsmöglichkeiten entzieht.

Nach dem unter Abstoßung eines α -Teilchens zerfallenden RaA bleibt ein Atomrest, der ein neuerliches festes Zerfallsprodukt mit der Bezeichnung:

Radium B darstellt. Dieses um ein Heliumatom (α -Teilchen) und zwei positive Elementarquanten (ärmere Atom muß das Atomgewicht 214 und die Wertigkeit 4 besitzen. Es erweist sich als isotop mit Blei und unterscheidet sich in nichts von dessen chemischen Reaktionen. Es sendet eine

β -Strahlung aus, deren Absorptionsverhalten einerseits, deren Ablenkung im magnetischen Feld andererseits sie als komplex erscheinen läßt. Bei Absorptionsversuchen werden drei Strahlengruppen gefunden, deren Absorptionskoeffizienten in Aluminium gegeben sind durch 890, 77 und $13,1 \text{ cm}^{-1}$; die magnetische Ablenkung ergibt ein magnetisches Spektrum mit einer großen Anzahl von Linien entsprechend Anfangsgeschwindigkeiten der β -Partikel zwischen 1 und $2,4 \cdot 10^{10} \text{ cm/Sek.}$ Außer der β -Strahlung ist eine γ -Strahlung konstatierbar, die sich nach Absorptionsversuchen ebenfalls aus 3 Komponenten mit den bezüglichen Koeffizienten in Aluminium von 230,40 und $0,57 \text{ cm}^{-1}$ zusammensetzt. Die spektrale Untersuchung dieser γ -Strahlung nach der Methode der Kristall-Interferenzen ergab zunächst eine große Zahl von Linien, die fast durchwegs mit den Linien des Röntgenspektrums (s. d.) von Blei (L-Serie und K-Serie) in den Wellenlängen übereinstimmen und zwar im Wellenlängenbereich von $1,37 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ abwärts bis $0,14 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Neuere Messungen mit Hilfe des lichtelektrischen Effektes erstreckten den λ -Bereich bis 10^{-10} cm , das sind Wellenlängen, deren Entstehung in der Atomhülle nicht mehr erklärbar ist, die also als Kern- γ -Strahlung aufzufassen sind; auch diese zeigt Linienstruktur (derzeit 4 Linien). Die Wärmeentwicklung des RaB ist wegen der geringen Energie von β -Strahlungen klein, und zwar für die „Gleichgewichtsmenge“ zu 1 g Ra $1,7 \frac{\text{cal}}{\text{St.}}$ für die β -Strahlung

und 0,4 nach neueren Messungen $0,86 \frac{\text{cal}}{\text{St.}}$ für die γ -Strahlung. Die Zerfallskonstante wurde zu $\lambda = 4,31 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ bestimmt, woraus die mittlere Lebensdauer $\tau = 38,7$ Minuten und die Halbwertszeit $T = 26,8$ Minuten folgt.

RaB läßt sich von RaA durch physikalische und chemische Methoden trennen, wobei wiederum wegen des raschen Zerfalles schnell gearbeitet werden muß, wenn man RaB ohne allzu viel Beimengung seines Folgeproduktes RaC erhalten will. Die beim Zerfall eines RaA-Atomes erfolgende Ausschleuderung eines α -Teilchens erteilt dem Atomrest, d. i. dem RaB-Atom, einen Rückstoß (s. d.), der dasselbe im Vakuum nach dem auffangenden Gegenblech treibt, das man zur Verbesserung der Ausbeute — die RaB-Atome erweisen sich als anfänglich positiv geladen — negativ aufzuladen pflegt. — Die chemische Ablösung des RaB von einer mit aktivem Niederschlag, also zunächst mit RaA, bedeckten Unterlage hängt in ihrer Ergiebigkeit von der Natur und Beschaffenheit dieser Unterlage ab, da durch den Rückstoßvorgang ein Teil des RaB in dieselbe hineingetrieben ist. Bei Glas beträgt die Ergiebigkeit etwa 50%, bei Goldblech 60%, bei Pt 70% der maximal erhältlichen Menge. — Aus RaB entsteht durch β -Zerfall das Element

Radium C. Sein Atomgewicht ist fast das gleiche wie für RaB, da das Gewicht des verlorenen β -Teilchens nicht in Betracht kommt, und sein chemisches Verhalten ist durch die Isotopie mit Wismut, an dessen Platz es nach der Verschiebungsregel rückt, gegeben. Es sendet α -, β - und γ -Strahlen aus. Für die α -Strahlung wurde die Reichweite zu 6,94 cm in Luft bei 15° (also 6,60 bei 0°) gefunden, entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,92 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}}$. Ein α -Teilchen erzeugt in Luft

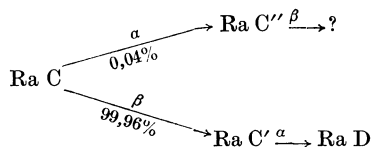
längs seiner ganzen Bahn $2,2 \cdot 10^5$ Ionenpaare. Die β -Strahlung zeigt bei magnetischer Zerlegung eine große Zahl von Geschwindigkeitsgruppen zwischen $1,10^{10}$ und $2,99 \cdot 10^{10}$ cm/sec, also in der oberen Grenze nahezu Lichtgeschwindigkeit. Im Gleichgewicht mit 1 g Ra erzeugt die β -Strahlung von RaC $0,64 \cdot 10^{15}$ Ionenpaare. Die γ -Strahlung erweist sich bei Absorptionsmessungen als aus zwei Komponenten bestehend mit dem Absorptionskoeffizienten in Al von 0,126 und $0,229 \text{ cm}^{-1}$. Die lichtelektrische Spektralanalyse liefert Linien im Bereich von 50 bis $5 \cdot 10^{-11}$ cm und zwar sind derzeit etwa 13 Linien sichergestellt. Sie erzeugt im Gleichgewichtsfalle $1,13 \cdot 10^{15}$ Ionenpaare. Die Wärmeentwicklung des RaC + RaB wurde gemessen zu:

$$39,4 \frac{\text{cal}}{\text{St.}} \text{ für die } \alpha\text{-Strahlung, } 5,6 \frac{\text{cal}}{\text{St.}}$$

β -Strahlung, $8,6 \frac{\text{cal}}{\text{St.}}$ für die γ -Strahlung, wovon die berechneten Werte für RaB (s. oben) abziehen sind, wenn die RaC-Wirkung allein erhalten werden soll.

Die Trennungsmöglichkeiten des RaC von RaB sind mannigfach. Wegen der verschiedenen Flüchtigkeit beider Substanzen (RaB bei 700° , RaC bei 1100°) kann von einem mit aktivem Niederschlag bedeckten Blech, das RaB durch Erwärmen entfernt werden, abgesehen von dem durch Rückstoß in das Material hineingehämmerten Anteil an RaB-Atomen. Übrigens hängt die Flüchtigkeit von den chemischen Verhältnissen bei der Verflüchtigung ab. In Wasserstoffatmosphäre verflüchtigen RaA, RaB und RaC schon unterhalb der Rotglut. — RaC ist chemisch edler als RaB, fällt daher auf (am besten in konzentrierte kochende Lösung) eingetauchten Ni oder Cu früher aus als RaB, und geht in der Elektrolyse schon bei geringerer Stromdichte an die blanke Pt-Kathode. Aus Lösungen, die alle drei Zerfallsprodukte A, B und C enthalten, kann nach Zusatz von Ba das RaB mit dem Ba z. B. als Sulfat ausgefällt werden. Ebenso reißt z. B. Cu mit Kalilauge gefällt das RaC mit usw., alles in Übereinstimmung damit, daß RaC mit Bi isotyp ist und RaB mit Pb. Auch einfaches Filtrieren einer schwach saueren oder neutralen Lösung genügt zur Trennung von B und C, da die basischen Salze der Bi-Isotope kolloidal werden.

Entsprechend dem im Kapitel Atomzerfall Gesagten liegt die Vermutung nahe, daß in Hinblick auf die gleichzeitige Aussendung von α - und β -Partikeln der Zerfall des RaC kein einfacher ist. Dafür spricht auch der Umstand, daß einer α -Reichweite von 6,94 cm nach dem Geigerschen Gesetz eine andere als die an RaC beobachtete Lebensdauer zukommen würde. In der Tat ist es gelungen, eine Substanz abzuspalten, die nach 1,32 Minuten auf die Hälfte ihres Anfangswertes abnimmt ($\lambda_{C''} = 8,7 \cdot 10^{-3}$) und β -strahlend ist. Verschiedene Umstände führen zur Aufstellung folgenden Zerfalls-Schemas:



Darnach geht der Hauptteil der RaC-Atome (99,96%) mit β -Zerfall zu einer hypothetischen

Substanz RaC' über, die von extrem kurzer Lebensdauer (λ etwa 10^{+8} sec^{-1} , also Halbwertszeit T ca. 10^{-8} sec) sich der direkten Beobachtung entzieht und mit α -Zerfall nach dem weiter unten besprochenen RaD führt. Ein minimaler Bruchteil (0,04%) bewirkt α -zerfallend die Entstehung des beobachteten und ebenfalls kurzlebigen RaC''; der α -Strahlung des RaC würde, wie sich aus rechnerischen Überlegungen ergibt, eine Reichweite von 3,6 cm zukommen. Die an RaC wirklich beobachtete Reichweite von 6,94 cm gehört zu der von RaC' nach RaD führenden α -Strahlung. Daß die kürzere Reichweite nicht beobachtet wurde, erklärt sich aus dem ungünstigen Mengenverhältnis (0,04 und 99,96%), indem auf 3300 zerfallende RaC'-Atome (α -Reichweite 6,94) nur 1 mit α -Zerfall verschwindendes RaC-Atom (Rw. 3,6 cm) kommt.

Die drei Substanzen A, B und C zusammen werden als „aktiver Niederschlag“ bzw. als „induzierte Aktivität“ bezeichnet, und zwar sind es die schnell veränderlichen „Induktionen“, während die folgenden, wohl auch unter dem Ausdruck „Restaktivität“ zusammengefaßten Zerfallsprodukte den langsam veränderlichen aktiven Niederschlag bilden.

Radium D muß als Zerfallsprodukt des α -strahlenden RaC' um zwei Wertigkeitsgruppen gegen dieses verschoben sein, da RaC' durch β -Zerfall aus RaC entstanden, in der Tellur-Poloniumgruppe stand, rückt RaD mit einem Atomgewicht von 210 in die Bleigruppe ein und ist mit einer Atomgewichtsdifferenz von drei Einheiten diesem isotyp. Die bei der Verarbeitung der Uranerze auf Ra abgetrennten Bleimengen enthalten daher auch das mit dem betreffenden Ra-Gehalt im Gleichgewicht stehende RaD. Derartige Blei ist also radioaktiv und wurde ursprünglich Radioblei genannt; Träger der beobachteten Aktivität sind RaD und seine aktiven Folgeprodukte RaE und RaF. — Läßt man Ra-Emanation wochenlang im geschlossenen Gefäße zerfallen, so kann man RaD aus dem mit Salpetersäure von den Wänden abgelösten Niederschlag durch Elektrolyse als Superoxyd oder als Metall in sichtbarer Menge abscheiden. An einer solchen Reindarstellung eines zu einem Elemente (Pb) isotypen Körpers ist es gelungen zu zeigen, daß sich isotope Elemente auch in ihrem elektrochemischen Verhalten vollständig ersetzen, daß die Zersetzungsspannung eines Elementes durch Zusatz seines Isotops nicht verändert wird. — Aus RaD-haltigen Präparaten kann das RaD stets nach Zusatz von etwas Pb zur Lösung zugleich mit diesem, z. B. durch Fällung mit Schwefelwasserstoff erhalten werden.

RaD sendet beim Zerfall eine weiche schwache β -Strahlung sowie eine sehr schwache γ -Strahlung aus. Seine Zerfallskonstante wurde zu $1,37 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$ bestimmt, entsprechend der Halbwertszeit von T = 16 Jahren und der mittleren Lebensdauer $\tau = 23,08$ Jahren. Sein nächstes Zerfallsprodukt ist:

Radium E, das wegen des vorangehenden β -Zerfalles um eine Valenzgruppe nach rechts rückend in die Wismutplejade eintritt. Es ist β -strahlend und hat seine Zerfallskonstante von $\lambda = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, Halbwertszeit T = 4,85 Tagen und mittlere Lebensdauer $\tau = 7,00$ Tagen. Isotop mit Bi kann es dieses in chemischer und elektrochemischer Beziehung ersetzen. Es kann aus einer (am besten heißen) Lösung von RaD +

Die Uran-Radiumreihe.

Symbol und Zerfallschema	Name	T Halbwertszeit	λ Zerfallskonstante in sec^{-1}	Strahlung	v Geschwindigkeit in cm/sec	Ro Reichweite	μ Absorptionskoeffizient in Al in cm^{-1}	Gleichgewichtsmenge	Plejade	Atomgewicht
U_I	Uran I	$4,5 \cdot 10^9$ a	$4,8 \cdot 10^{-18}$	α	$1,4 \cdot 10^9$	2,53		1,00	Nr. 92; U 238,2	238
\downarrow										
$99,7\%$ UX_1	Uran X_1	23,8 d	$3,37 \cdot 10^{-7}$	β	1,44 bis $1,77 \cdot 10^{10}$		460 24; 0,7	$1,5 \cdot 10^{-11}$	Nr. 90; Th 232,1	234
$0,3\%$ UX_2	Uran X_2 (Brevium)	1,17 m	$9,9 \cdot 10^{-3}$	β	2,46 bis $2,88 \cdot 10^{10}$		18 0,14	$5 \cdot 10^{-16}$	Nr. 91; Pa (230)	234
\downarrow										
UZ	Uran Z	6,7 h	$2,87 \cdot 10^{-5}$	β			170 bis 58	$6 \cdot 10^{-16}$	Nr. 91; Pa (230)	(234)
\downarrow										
3% U_{II}	Uran II	10^6 a	$2 \cdot 10^{-14}$	α	$1,46 \cdot 10^9$	2,91		$2,5 \cdot 10^{-4}$	Nr. 92; U 238,2	234
\downarrow										
97% UY	Uran Y	24,6 h	$7,81 \cdot 10^{-6}$	β			ca. 300	$2 \cdot 10^{-14}$	Nr. 90; Th 232,1	(230)
wahrscheinliche Abzweigungsstelle zur Actiniumreihe (s. d.)										
\downarrow										
Io	Ionium	$9 \cdot 10^4$ a	$2,4 \cdot 10^{-13}$	α	$1,48 \cdot 10^9$	3,03	1088; 22,7; 0,41	58	Nr. 90; Th 232,1	230
\downarrow										
Ra	Radium	1580 a	$1,39 \cdot 10^{-11}$	α	$1,51 \cdot 10^9$	3,21		1,00	Nr. 88; Ra 226	226
\downarrow										
$Ra Em$	Radium-Emanation (Radon, Rn)	3,825 d	$2,097 \cdot 10^{-6}$	α	$1,61 \cdot 10^9$	3,91		$6,5 \cdot 10^{-6}$	Nr. 86; Em 222	222
\downarrow										
$Ra A$	Radium A	3,05 m	$3,78 \cdot 10^{-3}$	α	$1,69 \cdot 10^9$	4,48		$3,54 \cdot 10^{-9}$	Nr. 84; Po 210	218
\downarrow										
$Ra B$	Radium B	26,8 m	$4,31 \cdot 10^{-4}$	β	1,08 bis $2,41 \cdot 10^{10}$		890; 77; 13,1 230; 40; 0,57	$3,05 \cdot 10^{-8}$	Nr. 82; Pb 207,2	214
\downarrow										
$Ra C$	Radium C	19,5 m	$5,93 \cdot 10^{-4}$	α	$(1,57 \cdot 10^9)$	(3,6)		$2,22 \cdot 10^{-8}$	Nr. 83; Bi 209	214
\downarrow										
$99,96\%$ $Ra C''$	Radium C''	1,32 m	$8,7 \cdot 10^{-3}$	β	$1,33$ bis $2,994 \cdot 10^{10}$		50; 13,5 0,23; 0,127	$6 \cdot 10^{-13}$	Nr. 81; Tl 204,4	210
$0,04\%$ $Ra C'$	Radium C'	$0,9 \cdot 10^{-8}$ s	$7,7 \cdot 10^7$	α	$1,922 \cdot 10^9$	6,60		$5 \cdot 10^{-18}$	Nr. 84; Po 210	214
\downarrow										
$Ra D$	Radium D (Radioblei)	16 a	$1,37 \cdot 10^{-9}$	β	$9,9 \cdot 10^9$; $1,21 \cdot 10^{10}$		5500 45; 0,99	$6 \cdot 10^{-13}$	Nr. 82; Pb 207,2	210
\downarrow										
$Ra E$	Radium E	4,85 d	$1,66 \cdot 10^{-6}$	β	$2,3 \cdot 10^{10}$		43 0,24	$7,8 \cdot 10^{-6}$	Nr. 83; Bi 209	210
\downarrow										
$Ra F$	Radium F (Polonium)	136,5 d	$5,88 \cdot 10^{-8}$	α	$1,59 \cdot 10^9$	3,72		$2,2 \cdot 10^{-4}$	Nr. 84; Po 210	210
\downarrow										
$Ra G$	Radium G	∞	$\frac{1}{\infty}$							

Erklärung: \downarrow α -Zerfall; ψ β -Zerfall. Bei mehrfachem Zerfall bedeuten die beigeschriebenen Zahlen denjenigen Prozentsatz der vorhandenen Atome, der nach der einen bzw. nach der anderen Richtung geht. — Bei den Zahlenangaben für die Halbwertszeit T bedeutet: a .. Jahre, d .. Tage, h .. Stunden, m .. Minuten, s .. Sekunden. — Die Reichweite R ist in Zentimetern für Luft bei 0° Celsius und 760 mm Hg Druck angegeben. — Die in Gramm ausgedrückte Gleichgewichtsmenge ist von U_1 bis UY auf das Gewicht des Uran I, von da ab auf das Gewicht des Radiums als Einheit bezogen. Die Zahlen sind abgerundet. — In der vorletzten Kolonne ist angegeben: Die Atomnummer (Kernladungszahl), das Atomgewicht und das Symbol der Dominante, die der Plejade den Namen gibt. Als neue Symbole wären zu erwähnen Pa (Proto-Actinium: vor kurzem wurde als Plejadenvertreter noch Brevium, Bv. geführt) und Po (Polonium).

Ra E + Ra F leicht auf eingetauchten Stücken von Ni, Pd, Ag-Platten abgeschieden werden. Auch elektrolytisch ist es von Ra D als die elektrochemisch edlere Substanz trennbar und verdampft bei höherer Temperatur (über 1000°) als dieses. Seine β -Strahlung hat einen Absorptionskoeffizienten von 43 cm^{-1} in Al. Die nach Abgabe des β -Teilchens verbleibenden Atomreste bilden das letzte instabile Produkt der Uran-Radium-Zerfallsreihe:

Radium F oder Polonium, ist mit dem in der älteren Literatur vorkommenden „Radiotellur“ identisch. Als höheres Homolog zu Tellur fällt es nach der Verschiebungsregel auf einen bisher unbesetzten Platz im periodischen System der Elemente. Seiner Entstehungsgeschichte nach ist sein Atomgewicht nahe gleich dem des Ra E und Ra D, und um vier Einheiten kleiner als das α -zerfallende Ra C', also 210. — Die zeitliche Abklingung ist gegeben durch die Zahlen: Zerfallskonstante $\lambda =$

$5,88 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$, Halbwertszeit $T = 136,5$ Tage und mittlere Lebensdauer $\tau = 196,9$ Tage. Sein Atomzerfall erfolgt unter Abstoßung von α -Partikeln, deren Reichweite in Luft von 760 mm Druck und 0° C 3,72 cm, entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,59 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ bestimmt wurde. Die

Gleichgewichtsmenge zu 1 g Ra ist $2,2 \cdot 10^{-4}$ g; 1 g Po würde bei allseitiger Ausnützung seiner α -Strahlung $1,22 \cdot 10^{10}$ st. E. Sättigungsstrom liefern; daher gibt unter der gleichen Bedingung die Gleichgewichtsmenge zu 1 g Ra den Sättigungsstrom $2,67 \cdot 10^6$ st. E., bei nur einseitiger Ausnützung (Po auf Unterlage) die Hälfte davon. Sein Spektrum mit angeblich neuen Linien bei 464, 417 (stark), 391, 365 μ kann noch nicht als einwandfrei sichergestellt gelten. — Wegen seiner Verwandtschaft mit Wismut und Tellur — von denen es aber, da es nicht isotop mit ihnen ist, getrennt werden kann, z. B. durch Hydrazin von Te, durch Reduktion mit Zinnchlorür von Bi — sind die chemischen Eigenschaften ungefähr gegeben. Po-Sulfid ist flüchtiger als Bi-Sulfid und weniger löslich als dieses. Aus salzsaurer Lösung setzt es sich auf eingetauchtem Cu, Ag, Bi-Blech ab. Aus Radioleiazetat kann es frei von RaE und RaD durch Elektrolyse bei geringer Stromdichte $\left(4,10^{-6} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}\right)$

auf der Platinkathode erhalten werden. Das Ablösen vom Pt-Blech gelingt durch Destillation bei etwa 1000° fast vollständig (zurückbleibender Rest 1%). Die Ablösung mit Säuren gelingt viel vollständiger bei Verwendung von Au-Kathoden, auf denen nur 0,07% zurückbleiben, während auf Pt-Kathoden bei 10% unlöslich haften. Po nimmt ähnlich wie Tellur gerne kolloidale Formen an. Die Salze werden durch Wasser leicht in basische Salze verwandelt. Mit Wasserstoff bildet es ein Po H_2 ; mit Pt und Pd eine Art Legierung (die eben das Ablösen erschwert).

Das durch α -Zerfall entstehende nächste Atom hat die Bezeichnung:

Radium G und muß bei einem Atomgewicht von 206 in die Valenzgruppe des Bleies gelangen. Es erweist sich als stabil, die Aktivität des Poloniums geht nicht in eine andere Strahlungsform über, sondern verschwindet restlos. Ra G ist somit vom isotopen gewöhnlichen Blei auch nicht mehr durch radioaktive Eigenschaften unterschieden und als einzige Unterscheidungsmöglichkeit bleiben Atomgewichtsbestimmungen. „Gewöhnliches“ Blei hat das Atomgewicht 207,18, während Ra G, das stabile Endprodukt der Uran-Radiumreihe, ein Atomgewicht 206 aufweisen muß. In der Tat geben Präzisionsmessungen des Atomgewichtes verschiedener Bleisorten die erwarteten Differenzen. Blei, das aus der aus Morogoro stammenden kristallisierten Pechblende gewonnen wurde, ergab das Atomgewicht 206,05; Blei, das aus der immer in Gemeinschaft mit Bleierzen vorkommenden Pechblende aus St. Joachimsthal gewonnen wurde, ergab 206,7. Während im letzteren Fall jedenfalls gewöhnliches Blei beigemischt war, ist im ersteren Fall das untersuchte Blei wohl als (fast) reines Ra G anzusehen. Spektraluntersuchungen an reinem Ra G haben wieder den Beweis erbracht, daß nicht nur im optischen Teil des Spektrums, sondern auch auf dem Gebiete der kleinsten Röntgenstrahl-Wellen die Übereinstimmung der

erzielten Spektra für isotope Materialien (Ra G und Pb) eine vollständige ist. Nur in der Feinstruktur der in Kernnähe entstehenden Röntgenlinien wären Unterschiede denkbar.

Die vorstehende Tabelle gestattet einen raschen Überblick über die Glieder der Uran-Radium-Reihe, über ihren genetischen Zusammenhang und ihre radioaktiven Eigenschaften. *K.W.F. Kohlrusch.*

Radiumemanation s. Radium, s. auch Normallösung der Radium-Emanation.

Radiumtherapie. (S. Lazarus, Handbuch der gesamten Strahlenheilkunde, Biologie, Pathologie und Therapie, 2. Aufl. 1927—31. Bergmann, München.) Die spezielle Wirkung der Radiumstrahlung in biologischer und therapeutischer Hinsicht besteht 1. in der bakteriziden Wirkung größerer Mengen hochaktiver Präparate, insbesondere der α -Strahlen. 2. In der elektivzerstörenden Wirkung auf physiologisch weniger widerstandsfähige Zellen, insbesondere ekto-dermaler Herkunft, auf Geschwulstzellen, auf Gefäßgewebe, auf die Zellkerne. 3. In der entzündungserregenden bzw. gewebsschädigenden Wirkung, insbesondere auf das Knochenmark. 4. In der Beeinflussung der Körperfermente (Autolyse, Pepsin, Trypsin, Diastase, Milchsäure).

Man nimmt an, daß durch Zerstörung der Fermentträger, Gewebszellen und Leukozyten die intrazellulären Fermente in Freiheit gesetzt werden; diese können alsdann die labilen Zellen der chronischen Entzündungsprodukte auflösen. Als Zeichen deren Resorption ist die Steigerung der Temperatur sowie der Gesamtstickstoff-, Harnsäure und Purinbasenausscheidung im Urin anzusehen. Die wegen ihrer raschen und totalen Absorption das Gewebe besonders irritierenden α -Strahlen üben einen Entzündungsreiz aus, der, wie bei der Hautbestrahlung zu sehen ist, je nach ihrer Intensität alle Stadien vom leichten Erythem bis zur schwersten Nekrose herbeiführt. Ein einmal bestrahltes Gewebe wird für die nächste Bestrahlung empfindlicher, und so kann infolge Kumulation eine spätere schwächere Dosis lebhaftere Reizwirkungen auslösen. Auch durch andere Mittel (Injektion von Terpentinöl, Nukleinsäure) kann das Gewebe sensibilisiert werden, während es durch Imprägnierung mit Adrenalin desensibilisiert wird.

Die Methoden, um den Organismus möglichst dauernder und intensiver Bestrahlung zu unterziehen, sind: kutane Anwendung durch Auflegen von Kompressen geeigneter Form und Radioaktivität, Gebrauch von Bädern, die entweder direkt ein Radiumsalz oder nur dessen Emanation enthalten, Umschläge mit radioaktivem Schlamm usw. Subkutan: Injektion von radioaktiven Lösungen; Imprägnieren der Haut durch Kataphorese, indem mittels Elektrolyse (negative Elektrode Zink, positive Elektrode Kohle, umgeben von einer mit Radiumbromidwasser getränkten Kompressen; Stromstärke bis 30 Milliampere) das Radium durch die intakte Haut hindurch bis 9 cm tief, unabhängig vom Blutstrom, in das Gewebe getrieben wird. Trinkkuren mit emanationshaltigem Wasser, Inhalieren von mit Emanation angereicherter Luft. Das Anwendungsgebiet der Radiotherapie ist insbesondere: Gicht, Rheumatismus, Leukämie; bei Hautkrankheiten: Hauttuberkulose, Lupus vulgaris, Pigmentgeschwülste der Haut, Pruritus, oberflächliche Hautneuralgien, chronische Ekzeme usw. Ferner Hauteitheliome, Angiome, Keloide, Gebär-

mutterkrebs, Fibrome, Metritiden, Karzinome, Sarkome. Die Herabsetzung der Sensibilität bewirkt eine schmerzstillende Wirkung, die bei Trigeminusneuralgien, Ischias, Interkostalneuralgie, Hauthyperästhesie usw. verwertet wird (vgl. auch die in „Radioaktivität“ erwähnten physiologischen Wirkungen). *K. W. F. Kohlrausch.*

Radium-Uhr. Ein zum Nachweis der spontanen und dauernden Elektrizitäts-Entwicklung des Radiums dienender Demonstrationsapparat. Ein isoliertes System ist Träger einer kleinen Menge eines Ra-Salzes und eines Elektroskopblättchens. Diesem gegenüber befindet sich ein geerdeter Metallteil und das Ganze ist in ein luftdichtschließendes Glasgefäß gefüllt, das hoch evakuiert und dann zugeschmolzen wird. Infolge des Austretens von β -Strahlen aus der Radiumkapsel — die α -Strahlen werden von den Kapselwänden absorbiert — laden sich Kapsel und Blättchenträger positiv auf, das Blättchen wird abgestoßen, bis es an den geerdeten Metallteil anschlägt und dabei sich und das System entladet; dann beginnt das Spiel von neuem. Durch Verkleinern der Kapazität kann man die Periode auf etwa 12 Sekunden herabdrücken, ohne zu kostspieligen Präparatstärken greifen zu müssen. Wenn die Goldblättchen sich nicht abnutzen würden, würde diese „Uhr“ Jahrhunderte lang gehen, ohne aufgezo-gen werden zu müssen.

In sehr übertragenem Sinn werden unter „Radium-Uhren“ auch solche Uhren verstanden, bei denen Zifferblatt und Zeiger durch Auftragen von kristallinischem Schwefelzink (Sidoblende) unter spurenweiser Beimischung von Radium oder Mesothorium leuchtend gemacht werden und auch im Dunkeln eine Ablesung gestatten. *K. W. F. Kohlrausch.*

Radon s. Radium-Emanation.

Radpropeller = Schaufelrad s. Propulsion.

Räumliche Lichtstärke s. Lichtstärken-Mittelwerte.

Raffinationswert, Raffinosegehalt s. Saccharimetrie.

Rahmenantenne. Eine vertikal aufgestellte Flachspule großer Windungsfläche, welche mit einem Kondensator zu einem geschlossenen Schwingungskreis vereinigt, in der drahtlosen Telegraphie den Empfang ferner Sendestationen ohne jede Antenne und ohne Erde ermöglicht. Ihre Einführung ist hauptsächlich durch Braun erfolgt, doch hat sie größere Bedeutung erst seit Verwendung der Elektronenröhren und insbesondere durch die Hochfrequenzverstärkung erzielt. Meistens gibt man der Rahmenantenne die Form eines Quadrates, stellt sie auf eine Ecke und macht sie um die vertikale Diagonale drehbar.

Die Rahmenantenne besitzt einen ausgesprochenen Richtungseffekt und ergibt maximale Empfangslautstärke, wenn ihre Vertikalebene nach der aufzunehmenden Station weist, während in den hierzu senkrechten Stellungen ein intensives Minimum herrscht. Sie ist deswegen besonders geeignet zur Richtungsbestimmung unbekannter Stationen und zur Störfreiung. Durch Drehung des Rahmens kann man fremde Stationen, auch wenn sie dieselbe Wellenlänge haben wie die aufzunehmende Station, in der Lautstärke so schwächen, daß sie praktisch nicht mehr stören. *E. Alberti.*

Ramaneffekt. 1. Wesen des Effektes. Entwirft man, wie es Fig. 1 schematisch im Grundriß darstellt, vom leuchtenden Teil einer Quecksilber-Bogenlampe mit Hilfe einer Linse ein reelles Bild im Innern eines mit klarer Flüssigkeit gefüllten

Rundkolbens, so zeigt sich dem Auge auch bei Verwendung „optisch leerer“ Substanzen ein schwach leuchtender bläulicher Tyndall-Kegel (s. „Tyndallphänomen“). Wird dessen seitlich, z. B. unter 90° (also senkrecht zur Papierebene), ausgestrahltes Licht im Spektrographen spektral zerlegt und photographiert, so erhält man bei hinreichend (8—100 Std.) langer Exposition das folgende Ergebnis: Außer den schon bei relativ kurzer Belichtung erhältlichen (bei langer Belichtung stark überexponierten) bekannten Linien, aus denen sich das Hg-Dampflicht zusammensetzt, finden sich neue Linien, die meist viel weniger intensiv sind. Die Analyse des Spektrums lehrt, daß jede (genügend intensive) Hg-Linie von einer Anzahl von Trabanten begleitet ist, die gegen sie von bestimmte, bei jeder Erregerlinie wiederkehrende Frequenzbeträge verschoben sind, manchmal nach kürzeren (antistokesche oder blauverschobene Linien), meist nach längeren Wellen (stokesche oder rotverschobene Linien). Die Größe der „Verschiebung“ ν' , die gefunden wird aus $\nu_0' - \nu_1' = \nu'$, wenn ν_0' und ν_1' die Wellenzahlen der erregenden Hg-Linie bzw. des Trabanten sind, definiert die Lage der „Ramanlinie“. (Wellenzahl $\nu' = \frac{1}{\lambda}$ in

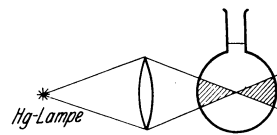


Fig. 1. Entstehung des Tyndallkegels.

cm^{-1} , wenn λ die Wellenlänge in cm ist; $\nu = c \nu'$ ist die „Frequenz“ in sec^{-1} , wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.) Die Gesamtheit der Ramanlinien, das Ramanspektrum mit bestimmter Zahl, Anordnung und dem meist nur schätzungsweise bestimmten Intensitätsverhältnis der Linien, ist typisch für die streuende Molekelart.

Wären also aus dem primären Hg-Licht alle Linien mit Ausnahme der starken violetten Linie a ($\nu_0' = 1/\lambda = 24705 \text{ cm}^{-1}$) weggefiltert, so könnte im Streuspektrum z. B. des Benzols nur diese Linie als „unverschoben“ oder klassisch gestreute Hg-Linie erscheinen; neben dieser Linie a würden im Falle des Benzols auf der photographischen Platte noch die in Fig. 2, Nr. 1 eingezeichneten Trabanten auftreten. Wären alle Linien des Primärlichtes bis auf die blaue Linie b ($\nu_0' = 22938 \text{ cm}^{-1}$) aus-

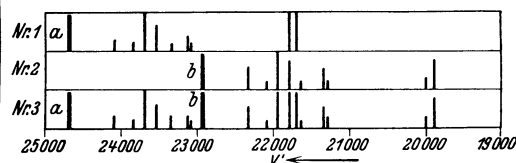


Fig. 2. Überlagerung der verschobenen Linien im Streuspektrum.

geblendet worden, dann entstände das mit Nr. 1 ganz gleich gebaute Spektrum Nr. 2, wäre aber entsprechend der Distanz von a bis b nach niedrigeren Wellenzahlen gerückt. Sind beide Linien a und b, und nur sie, im Primärlicht, dann entstände durch Überlagerung das Spektrum Nr. 3. In Wirklichkeit sind viel mehr Primärlinien da, und man erhält Spektren mit bis 60 verschobenen Linien, aus denen durch Rechnung die wiederholt auftretenden, jeweils um den gleichen Betrag verschobenen Linien

herausgesucht werden müssen. Diesen Vorgang nennt man „Zuordnung“; er ist nicht immer ganz zweifelsfrei durchführbar, was die häufigste Ursache für die im allgemeinen aber nur geringen Unterschiede in den Angaben der einzelnen Autoren bildet.

2. Gemeinsame Eigenschaften der Ramanspektren. An gemeinsamen grundsätzlichen Eigenschaften der Ramanspektren seien erwähnt:

α) Das Auftreten des Effektes ist nicht nur auf den flüssigen Zustand der streuenden Substanz beschränkt; auch feste und gasförmige Körper geben verschobene Linien.

β) Zahl und Lage der Ramanlinien ist im wesentlichen unabhängig vom Aggregatzustand und in Lösungen unabhängig von der Natur des Lösungsmittels. Nachbarmoleküle beeinflussen einander also im allgemeinen nicht in der Fähigkeit, Ramanlinien zu verursachen, es sei denn, daß Assoziation oder gar chemische Veränderungen eingetreten wären.

γ) Temperaturänderungen beeinflussen — sofern sie nicht Änderungen des Molekülaufbaues oder etwa der Modifikation eines Kristalles bewirken — nur die Intensitätsverhältnisse, nicht aber die Lage der Linien.

δ) Die Linien desselben Spektrums zeigen in den wenigen, bisher untersuchten Fällen häufig verschiedenen Polarisationszustand.

3. Der Mechanismus des Ramaneffektes. Experimentelles Faktum ist, nach dem vorhergehenden, daß bei der seit langem bekannten Streuung des Lichtes, die beim Durchlaufen durchsichtiger Medien eintritt, zwar der überwiegende Teil des gestreuten Lichtes dieselbe Wellenlänge hat, wie das primäre Licht („Tyndalleffekt“, „unverschoben“ gestreutes Licht), daß aber ein kleiner Teil andere Wellenlängen aufweist („Ramaneffekt“, „verschoben“ gestreutes Licht), wobei die Größe der auftretenden „Verschiebungen“ von der Natur des streuenden Moleküls abhängt. Multipliziert man die zur Berechnung der charakteristischen Verschiebung dienende Gleichung:

$$\nu_0 - \nu_1 = \nu$$

(in Worten: eingestrahelte Frequenz weniger verschoben gestreuter Frequenz ergibt die Frequenzdifferenz) links und rechts mit dem Planckschen Wirkungsquantum:

$$h\nu_0 - h\nu_1 = h\nu,$$

so erhält man eine Energiebilanz, die besagt: eingestrahelte Energie weniger gestreuter Energie gibt einen im Molekül gebliebenen Energierest; handelt es sich um eine Vermehrung der Molekelenergie, so muß $\nu_1 < \nu_0$ (nach rot verschobene Linien, der überwiegend vorkommende Fall), handelt es sich um eine Energieverminderung, dann muß ν_1 größer sein als ν_0 (nach blau verschobene, sog. „anti-stokesche“ Linien; der viel seltene, meist nur bei Halogenderivaten auftretende Fall). Da es sich hierbei um diskrete Energiemengen $h\nu$ (also um Linien) handelt, muß nach den Grundlagen der Quantentheorie dieses $h\nu$ auf die Veränderung der Energie einer periodischen Bewegung verwendet werden. Berücksichtigt man die absolute Größe dieser Energiebeträge, die das bestrahlte System aufnimmt oder abgibt, so sieht man, daß es sich im allgemeinen weder um die Molekülrotationen, noch um Elektronenschwingungen handeln kann; erstere liefern zu kleine, letztere zu große Energiebeträge.

Es bleiben also nur die Atomschwingungen oder die Schwingungen ganzer Atomgruppen im Inneren des Moleküls über, deren Frequenzen im ultraroten Spektralteil liegen und, soweit sie aus der Ultrarotforschung bekannt sind, in der Tat sehr häufig mit den beim Ramaneffekt gefundenen Frequenzdifferenzen $\nu_0 - \nu_1$ übereinstimmen.

So daß man zusammenfassend sagen kann: Die bei der Lichtstreuung manchmal auftretenden Frequenzverschiebungen rühren daher, daß ein Teil der Lichtenergie, nämlich der Betrag $h\nu_0 - h\nu_1 = h\nu$, auf Aktivierung von Schwingungen der Atome oder Gruppen im Inneren des streuenden Moleküles verwendet wird; ν nennt man die Ramanfrequenz. Die Möglichkeit einer solchen Erscheinung wurde schon im Jahre 1923 von A. Smekal auf Grund theoretischer Erwägungen vorausgesagt; die quanten-theoretische Formulierung wurde von Kramers-Heisenberg, die wellenmechanische von E. Schrödinger durchgeführt.

4. Ramanfrequenz und molekulare Konstitution. Die Aufnahme der Ramanspektren von etlichen 100 organischen und anorganischen Substanzen hat, wenn auch eine volle Ausdeutung der oft sehr komplizierten Spektren bisher noch nicht erreicht wurde, ergeben: Erstens, daß der Wellenzahlbereich über $\nu' = 2800 \text{ cm}^{-1}$ nur von Linien besetzt wird, wenn im Molekül die leichten H-Atome vorhanden sind. Zweitens, daß das Intervall von $1600-2800 \text{ cm}^{-1}$ nur von Linien besetzt wird, wenn das Molekül doppelte oder dreifache, also besonders feste Bindungen enthält. Aus diesen ersten zwei Feststellungen folgt bereits qualitativ, daß die Frequenz im allgemeinen mit zunehmender Festigkeit der Bindung und abnehmender Masse der schwingenden Teile wächst. Drittens, daß Linien vorkommen, die sich durch große Beständigkeit auszeichnen und trotz Verschiedenheit des Gesamtmoleküls nahezu an derselben Stelle auftreten, wenn nur das Molekül eine bestimmte Bindung, etwa die C=O- oder C=C-Bindung enthält (sog. „innere Schwingungen“). Eben ihre geringe Veränderlichkeit ermöglicht es, sie leicht zu erkennen und zu bestimmten Gruppen im Molekül zuzuordnen. Solche Frequenzzuordnungen konnten getroffen werden z. B. für die folgenden Atomgruppierungen: H—H (in H_2) 4150 cm^{-1} ; C—H (in aliphatischen Verbindungen) 2920 ; C—H (in aromatischen Verbindungen) 3050 ; O—H, 3420 ; N—H, 3330 ; Cl—H, 2890 ; C≡C, 1960 ; C≡O, 2160 ; C≡N, 2240 ; N≡N, 2330 ; C=C, 1620 ; C=O, 1700 ; O=O, 1550 ; C—C, 990 ; C—O, 1030 ; C—N, 860 usf., so daß z. B. im Spektrum des Moleküls $\text{CH}_3-\text{C}\equiv\text{N}$ (Acetonitril) die aliphatische C—H-Frequenz 2920 sowie die Nitrilfrequenz 2240 zu erwarten sind und auch auftreten. Außer anderen noch nicht geklärten Linien ist immer auch eine Linie zu finden, die als eine sog. Gruppen- oder „äußere Schwingung“ erklärt werden kann und z. B. in Acetonitril der Schwingung des Komplexes CH_3 als Ganzes gegen den Komplex CN als Ganzes entspricht.

Da die Frequenz zweier durch eine quasi-elastische Kraft (proportional der Elongation x , also $K = f \cdot x$) aneinandergelundene Körper der Masse m_1 und m_2 gegeben ist durch

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{f \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}}$$

so läßt sich, wenn ν bekannt und bestimmten gegeneinander schwingenden Atomen zugeordnet ist, aus deren bekannten Massen die Größe f , die offenbar ein unmittelbares Maß der chemischen Bindekraft liefern muß, berechnen. — In diesem Zusammenhang der Ramanfrequenzen mit der chemischen Bindekraft, für die bisher noch ein quantitatives Maß fehlte, liegt der große heuristische Wert, der diesem derzeit noch ganz jungen Forschungsgebiet für die Molekülforschung zuzusprechen ist. Sowohl der Aufbau des ganzen Moleküles, als die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen in ihm enthaltenen Atomgruppen äußern sich in der Lage, Intensität, Polarisation der

$$\frac{T}{T'} = \frac{T_0}{T'_0} + c (T' - T'_0) \text{ gelten.}$$

Der Faktor c ist meist sehr klein. Setzt man ihn 0, so erhält man nach einfacher Umformung $\frac{T_0 - T}{T'_0 - T'} = \frac{T_0}{T'_0} = \text{const.}$, d. h. also das Gesetz von Dühring (s. d.).

Henning.

Randkorrektur. Viele physikalische, im besonderen elektrostatische Probleme lassen sich nur für unendlich ausgedehnte Körper in einfacher Weise theoretisch behandeln. Für räumlich begrenzte Körper, mit denen man es in der Praxis zu tun hat, müssen Korrekturen für die Begrenzungs-

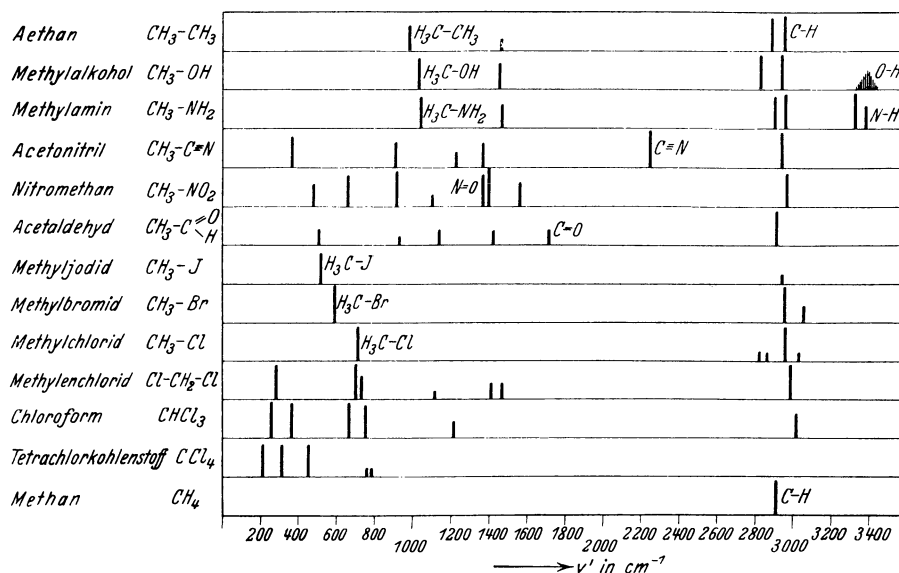


Fig. 3. Beispiele für Ramanspektren organischer Flüssigkeiten.

Ramanlinien; hat man erst einmal gelernt, alle Linien des Spektrums samt ihren Eigenschaften nach ihrer Entstehung zu deuten, so ist damit sicher ein tiefer Einblick in die Konstitution und den Kraftmechanismus der Moleküle verbunden. Da, wie die Erfahrung gezeigt hat, beim Raman-effekt im wesentlichen die Grundtöne (und keine Obertöne und Kombinationstöne) der atomaren Schwingungen erregt werden, so ist von der Kenntnis der Ramanspektren auch eine wesentliche Erleichterung in der Deutung der ultraroten, sichtbaren und ultravioletten Bandenspektren, bei denen die Entstehungsbedingungen viel komplizierter sind, zu erhoffen.

In Fig. 3 sind Beispiele für das Aussehen solcher Ramanspektren für organische Moleküle einfachen Baues (im flüssigen Zustand) angegeben. Entlang der Abszisse sind die Wellenzahlen aufgetragen; die Höhe der an der entsprechenden Stelle eingezeichneten Linie ist ein ungefähres Maß ihrer relativen (geschätzten) Intensität.

K. W. F. Kohlrusch.

Ramsauereffekt s. Elektronenstrahlung.

Ramsay und Youngs Gesetz. Das Gesetz bezieht sich auf den Vergleich der Dampfdruckkurven zweier Substanzen. Sind ihre Siedetemperaturen in der absoluten Skala beim Druck p_0 durch die Werte T_0 und T'_0 , ferner beim Druck p durch die Werte T und T' gegeben, so soll die Beziehung

zone angebracht werden. Ein bekanntes Beispiel dieser Art ist die Kapazität des Plattenkondensators. Ist F die Fläche der Platten, d ihr Abstand, ϵ die Dielektrizitätskonstante des Zwischenmediums, so wäre für praktisch unendlich große Platten die Kapazität $C = \epsilon \cdot \frac{F}{4\pi d}$. Für kleine Platten gilt diese Formel nicht, da die elektrischen Kraftlinien am Rande „streuen“. Aus diesem Grund hat Kirchhoff die „Randkorrektur“ angebracht, die für $\epsilon = 1$ und einen gegen den Radius R der Fläche F kleinen Abstand die obige Formel in folgende umändert:

$$C = \frac{F}{4\pi d} + \frac{R}{4\pi} \left(\frac{\ln \cdot 16\pi R}{d} - 1 \right),$$

wenn die Platten nicht geerdet sind. Der zweite Term rechts stellt also die „Randkorrektur“ dar. (Vgl. Schutzringkondensator.)

R. Jaeger.

Randschicht nennt man die laminare Schicht, welche bei turbulenten Strömungen (s. d.) und auch bei turbulenten Grenzschichten (s. d.) auftreten muß, weil sich die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Strömung (z. B. $u \sim y^{1/2}$) nicht bis zur Wand fortsetzen läßt; die Extrapolation hätte nämlich unendliche Schubspannungen (prop. $\frac{du}{dy}$) für $y = 0$ zur Folge. In der Randschicht ist u näherungsweise prop. y ; die Be-

wegung ist laminar (s. d.). Die Randschicht ist außerordentlich klein, so daß ihr experimenteller Nachweis bisher nur in einer Untersuchung von Stanton, der das Staurohr in die Wand selbst eingebaut hat, geglückt ist. *L. Hopf.*

Randverdunklung s. Bedeckungsveränderliche.

Randwiderstand. Bei der Bewegung von endlich langen Körpern in einer Flüssigkeit finden um die in der Strömungsrichtung verlaufenden d. h. Ablösung nicht bedingenden Ränder Ausgleichsströmungen statt, die wie beim endlich langen Tragflügel (s. Tragflügeltheorie) einen Widerstand bedingen, s. a. Kantenwiderstand. *Eisner.*

Randwinkel s. Oberflächenspannung.

Randwirkung s. Kondensator; Kirchhoffsche Formel für den Kreisplattenkondensator; Randkorrektur.

Range s. Reichweite.

Rankinescher Doppelwirbel s. Wirbelbewegungen.

Raoult'sches Gesetz s. Osmotischer Druck.

Rapsscher Kompensator s. Kompensator.

Rauchgeschöß s. Geschöß.

Rauchglas s. Reflexions-Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen.

Rauh frost. Eine Abart des Reifes (s. d.), der in einem rauhen Ansatz von feinen Eiskörperchen an allen Unebenheiten des Bodens, namentlich aber an zarten Pflanzenteilen, Zweigen, Blättern und Nadeln der Bäume besteht. Er kommt durch das Gefrieren von unterkühlten Nebeltröpfchen zustande und wächst daher dem Winde entgegen, so daß er an der Windseite der Gegenstände gewaltige Eisansätze hervorrufen kann, deren Gewicht z. B. an einer Telegraphenstange mitunter viele Zentner erreicht. Der Rauhreif entfaltet in der winterlichen Gebirgslandschaft oft eine märchenhafte Pracht. *O. Baschin.*

Rauhigkeit s. Wandrauhigkeit.

Rauhigkeit der Tonempfindung s. Schwebungen.

Raum, tragender. Gewisse aerodynamische Berechnungen kann man genügend genau durchführen, wenn man den Tragflügel durch einen „tragenden Faden“ (s. d.) ersetzt. Andere Aufgaben, für die diese Vereinfachung nicht erlaubt ist, können gelöst werden, indem man sich den ganzen Raum des Flügels durch ein System von Wirbeln ersetzt denkt, das in der äußeren Strömung dieselbe Wirkung hervorruft, wie der Flügel an ihrer Stelle. Diesen gedachten, von Wirbeln erfüllten Raum, nennt man tragenden Raum. *L. Hopf.*

Raumakustik. Sie behandelt alle Fragen, die sich auf das akustische Verhalten von (geschlossenen oder auch offenen) Räumen beziehen, soweit diese die mehr oder weniger deutliche und gute Hörbarkeit des in dem betreffenden Raume erzeugten Schalles (namentlich von Sprache und Musik) bedingt.

Der von irgendeiner Quelle ausgehende Schall kann sich in geschlossenen Räumen nicht frei ausbreiten, sondern erleidet vielfache Reflexionen, womit Schallkonzentrationen, Nachhall, in speziellen Fällen Echos, Interferenzerscheinungen (Maxima und Minima, evtl. „tote“ Stellen), Resonanzerscheinungen und Absorption verbunden sind. Schallwellen werden schon bei der Ausbreitung durch den Luftraum bis zu einem gewissen Grade absorbiert (s. Absorption des Schalles), aber so schwach, daß diese Absorption in raumakustischen Fragen kaum eine Rolle spielt. Hier handelt es sich vielmehr um die Absorption, die mit der

Reflexion an den Wänden oder an sonstigen in dem Raume befindlichen Gegenständen verbunden ist. Auch die von den Raumbegrenzungen nach außen durchgelassene Schallenergie wird dabei der Einfachheit halber oft zur absorbierten Energie hinzugezogen. In einem Raume, dessen Begrenzungen vollkommen absorbieren, würde nur der direkte (nicht reflektierte) Schall zur Empfindung beitragen. Nachhall, Echos, Interferenz- und Resonanzerscheinungen wären dann völlig vermieden, womit aber nicht gesagt ist, daß ein derartiger Raum gute „Akustik“ oder gute „Hörsamkeit“ besitzt. Es ist bekannt, daß in Räumen mit übermäßiger Absorption der Schall „leer“ klingt. Das ist ja auch im Freien der Fall, wo der Schall „verweht“, und es würde hier in noch höherem Maße der Fall sein, wenn nicht doch in der Regel noch gewisse Reflexionen (an Häuserwänden, am Erdboden usw.) und damit Nachhall mitwirkten.

Bei sehr geringem Nachhall ist also der Schall, beispielsweise Sprache, zu kurzdauernd und damit zu schwach, wenn auch deutlich, während bei zu langem Nachhall der Schall laut („hallend“) aber undeutlich wird. Die erste Gefahr liegt hauptsächlich im Freien (Naturbühne, Waldoper), die zweite in geschlossenen Räumen vor.

Die Reflexionen an der Umgrenzung des Raumes sollen so erfolgen, daß der Raum möglichst gleichmäßig von dem Schall durchflutet wird, ohne daß sich Schallkonzentrationen oder Brennlinsen ausbilden. Wie aus den Gesetzen der Reflexion (s. d.) ohne weiteres zu sehen ist, sind hierfür namentlich hohlgekrümmte Grenzflächen, z. B. tonnenförmige Deckengewölbe gefährlich. Durch weitgehende, tiefe Gliederung derartiger Grenzflächen und durch die dadurch hervorgerufene diffuse Reflexion oder auch, wie bei der Beseitigung von Echos, durch Absorption, läßt sich hier Abhilfe schaffen. Ähnliches gilt für störende Interferenzerscheinungen. Mitschwingen irgendwelcher Raumbegrenzungen (Podium, Holzverkleidungen, Fußböden) wirkt im allgemeinen günstig, zumal die Schallausbreitung in den in Betracht kommenden festen Körpern viel schneller erfolgt als in Luft und dadurch dem Hörer verstärkender Schall zugeleitet wird, ohne daß die Gefahr störenden Nachhalls vorliegt. Etwas ähnliches wird erreicht, wenn ein Raum mit einer größeren Zahl von Lautsprechern ausgerüstet wird.

Bei der Anlage einer Naturbühne muß nach dem Gesagten darauf geachtet werden, daß Nachhallmöglichkeiten gegeben sind. Vor allem sind passend gestaltete Abhänge aufzusuchen, der Art, daß sowohl die Akteure wie die Zuschauer reflektierende „Wände“ hinter sich haben. Ferner ist es bei Naturbühnen von grundlegender Wichtigkeit, daß der Hauptschallstrom in der rechten Richtung auf die Zuhörer hin ausgesandt wird, weil ja nicht, wie in geschlossenen Räumen, Decken und Wände vorhanden sind, die auch anders gerichteten Schall nutzbar machen. Reflektierende Wände von geeigneter Form und Größe, die unmittelbar hinter den Schallquellen angebracht werden, können verhindern, daß der Schall sich nach oben „verflüchtigt“ und können ihn in die richtigen Bahnen lenken. Wenn der Platz von Natur aus nicht besonders günstig ist, wird es oft noch nötig sein, auch von der anderen Seite her nachzuhelfen, indem die Zuhörersitze nach hinten zu ansteigend angeordnet werden.

Bekanntlich zeigten schon das griechische und das römische Theater die nach außen zunehmende Erhöhung der Zuschauerplätze, ihre bogenförmige Anordnung um die Bühne herum und eine Bühnenrückwand. Trotzdem mußten die Schauspieler Gesichtsmasken mit schalltrichterartigen Mundöffnungen zur Verstärkung der Sprache tragen.

Auch in geschlossenen Räumen ist die Verwendung von Reflektoren (Schalldeckel, Schallmuschel usw.) eine altbekannte Maßnahme zur Verbesserung der Hörsamkeit. Jedoch kann dieses Hilfsmittel, wenn es nicht richtig angewendet wird, die Hörsamkeit verschlechtern statt verbessern.

Für die Beurteilung der Hörsamkeit eines Raumes ist es wichtig, ein genaues Bild von dem Verlauf der von der Quelle ausgehenden Schallwellen zu haben. Man kann hierzu aus dem Reflexionsgesetz und aus der Größe der Schallgeschwindigkeit die Wellenflächen in bestimmten Zeitmomenten zeichnerisch konstruieren. Da das räumliche Bild zu kompliziert würde, beschränkt man sich auf die Betrachtung gewisser horizontaler und vertikaler Querschnitte. Neben dem zeichnerischen Verfahren haben W. Sabine u. a. noch ein direktes Verfahren zur Sichtbarmachung der Schallwellen benutzt. In Querschnittsmodellen des zu untersuchenden Raumes wird durch eine einzige Funkenentladung eine Welle sehr kurzer Wellenlänge erzeugt und nach der Töplerschen Schlierenmethode photographiert. E. Michel hat statt der Luftwellen Wasserwellen in Querschnittsmodellen erzeugt und kinematographisch aufgenommen. Ein großer Vorzug dieser Methode liegt in der Einfachheit der Handhabung und in der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wasserwellen.

Um ein Bild der infolge der Reflexionen und Interferenzen bei Dauerschall im stationären Zustande sich einstellenden Schallverteilung zu bekommen, muß die relative Intensität an zahlreichen Stellen des Raumes gemessen werden. In roher Weise können derartige Messungen etwa mit einer Orgelpfeife als Schallquelle und mit einem Mikrophon mit angeschlossenem Telephon als Empfänger ausgeführt werden. Dem Telephon liegt ein veränderlicher Widerstand parallel, der bei jeder Einstellung so weit geschwächt wird, bis der Ton im Telephon eben verschwindet. Auch das sorgfältige Abhören mit bloßem Ohr gibt schon einen brauchbaren Überblick. Werden Punkte gleicher Schallstärken mit einander verbunden, so erhält man ein Schema von Intensitätslinien nach Art der Höhenlinien einer Landkarte.

Die rechnerische und zeichnerische (sowie photographische) Verfolgung des Verlaufs der Schallwellen ist ein wichtiges Hilfsmittel für raumakustische Untersuchungen. Ihre Resultate müssen aber unbedingt ergänzt werden durch rein physikalische Untersuchungen über Absorption und Nachhall.

Die Nachhalldauer hängt von der Größe des Raumvolumens, der Raumbegrenzungen und von ihren Absorptions- oder Dämpfungskoeffizienten ab. Wird eine Schallquelle von gleichbleibender Intensität in Tätigkeit gesetzt, so stellt sich in ganz kurzer Zeit (deren Dauer von der Größe des Raumes abhängt) eine konstante Energiedichte E_0 ein. Bedeutet L die Leistung der Schallquelle, also die in einer Sekunde ausgestrahlte Schallenergie,

F die gesamte Flächengröße der Raumbegrenzung, a_m ihren mittleren Absorptionskoeffizienten und c die Schallgeschwindigkeit, so errechnet sich E_0 zu:

$$E_0 = \frac{4L}{a_m c F} \dots \dots \dots 1)$$

Wird nun in einem bestimmten Zeitmoment $t = 0$ die Schallquelle abgestellt, so ist die Energiedichte E zur Zeit t :

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{a_m c F}{4V} \cdot t} \dots \dots \dots 2)$$

wenn V das Luftraumvolumen bedeutet. Wird für die gesamte Absorption $a_m \cdot F$ noch der Buchstabe A eingesetzt, so gehen die Gleichungen 1) und 2) über in:

$$E_0 = \frac{4L}{Ac} \dots \dots \dots 1')$$

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot t} \dots \dots \dots 2')$$

Definieren wir mit W. C. Sabine die Nachhalldauer T als diejenige Zeit, innerhalb deren die ursprüngliche Schallintensität E_0 auf den 10^{ten} Teil

herabsinkt, so folgt aus 2'): $\frac{E}{E_0} = 10^{-6} = e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot T}$.

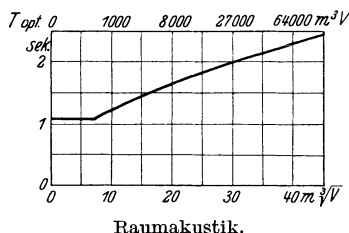
Hieraus errechnet sich die Nachhalldauer T für eine Temperatur von 15°C ($c \sim 340$ m/sec) zu:

$$T = 0,163 \cdot \frac{V}{A} \dots \dots \dots 3)$$

Die angegebenen Formeln gelten nur unter gewissen einschränkenden Voraussetzungen. Die Schallbewegung in dem Raum soll eine völlig ungeordnete sein, die Schallstrahlen (Schallbündel) sollen den Raum nach allen Richtungen hin gleichmäßig durchsetzen. Schallkonzentrationen (infolge hohlgekrümmter Flächen) oder sonstige Besonderheiten dürfen nicht auftreten. Die Energiedichte, die sich im stationären Zustande einstellt, ist gemäß 1) proportional der Leistung der Schallquelle und umgekehrt proportional der Gesamtabsorption, was durchaus einleuchtend erscheint. Gemäß Gleichung 2) klingt sie nach Ausschaltung der Schallquelle exponentiell ab. Die Nachhalldauer ist gemäß 3) proportional dem Volumen des Raumes und umgekehrt proportional der Gesamtabsorption; wiederum ein sehr einleuchtendes Ergebnis. Die Proportionalitätskonstante ist — in befriedigender Übereinstimmung mit der Theorie — auch empirisch bestimmt worden. Da sie nicht der Anfangsenergie direkt, sondern nur deren Logarithmus proportional ist, wirken Änderungen der Anfangsenergie auf die Konstante nur wenig ein.

Es ist also möglich, die Nachhalldauer für jeden Raum, dessen Volumen und dessen Gesamtabsorption bekannt sind, in einfacher Weise vorher zu berechnen. Zur Bestimmung der Absorption müssen die Absorptions- oder Dämpfungskoeffizienten der verschiedenen Materialien, aus denen die Raumbegrenzung besteht, bekannt sein. Für zahlreiche Materialien liegen die betreffenden Bestimmungen bereits vor. Es darf nicht vergessen werden, die Absorption durch das den Raum benutzende Publikum mit in die Rechnung einzusetzen. Da ein Raum vorgegebener Größe eine gewisse günstigste Nachhalldauer besitzen soll (etwa 1—2 Sekunden), so ist aus der Berechnung der wirklichen Nachhalldauer und aus ihrem Vergleich mit der (angenähert bekannten) optimalen Nachhalldauer zu ersehen, wie die Hörsamkeit des

geplanten Raumes ausfallen wird. Die Figur stellt die günstigste Nachhalldauer in Räumen verschiedener Größe (V) nach S. Lifschitz dar. Allerdings ist nicht anzunehmen, daß die bisherigen Ergebnisse schon endgültige sind.



In der folgenden Tabelle sind einige Werte von Dämpfungs-(Absorptions-)Koeffizienten zusammengestellt, wie sie W. Sabine für die Frequenz 512 bestimmt hat.

Material	Dämpfungs- koeffizient
Offenes Fenster	1,000
Bekleidung in Hartfichte	0,061
Putz von Ziegeln	0,025
Glas, übliche Dicke	0,027
Putz auf Holzlatten	0,034
Linoleum, lose auf Fußboden	0,12
Teppich	0,20
Besonders schwerer Teppich	0,29
Haarfilz 2,5 cm dick, 8 cm von der Wand entfernt	0,78
Zahlreiche Zuhörerschaft je Person	0,44
Einzelner Mann	0,48
Einzelne Frau	0,54

Die Angaben der Zahlen bis auf die zweite und dritte Dezimale darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß ihre Genauigkeit noch manches zu wünschen übrig läßt. Weitere Messungen der Absorptionskoeffizienten — und zwar in Abhängigkeit von der Frequenz — sind notwendig, zumal die Frequenzabhängigkeit einen starken Einfluß auf die Klangfarbe ausüben kann.

Vielfach ist empfohlen worden, zu langen Nachhall durch das Ausspannen von Fäden in dem betreffenden Raume abzukürzen. So wird immer wieder behauptet, daß die schädliche Wirkung von Kuppelräumen durch kreuz- und quergespannte Fäden beseitigt werden kann. Eine derartige Wirkung wäre nicht leicht zu verstehen und besonders erfahrene Raumakustiker geben an, niemals einen Fall beobachtet zu haben, in dem durch eingebrachte Fäden der erwünschte Erfolg mit Sicherheit erreicht worden wäre. Es soll aber nicht bestritten werden, daß gelegentlich, infolge besonders gearteter — aber noch nicht zu übersehender — Verhältnisse Erfolge erzielt werden können. Es wäre wohl denkbar, daß beispielsweise der Grad der Spannung der Fäden eine Rolle spielt. Bevor die Frage nicht näher geklärt ist, wird man aber gut tun, sich auf die Wirkung von Fäden nicht zu verlassen, sondern zur Verbesserung schlechter Hörsamkeit andere Maßnahmen (Stoffbekleidung zu stark reflektierender Flächen usw.) zu ergreifen.

E. Waetzmann.

Näheres s. W. C. Sabine, Collected papers on acoustics. 1923.

Raumdichte der Elektrizität. Man hat die räumlich verteilte Elektrizität von der flächenhaft verteilten Elektrizität zu unterscheiden. Ist die

Größe der dielektrischen Verschiebung ϑ , so hat man die räumliche Dichte der (wahren) Elektrizität definiert durch $k = \text{div } \vartheta$ oder $k = \text{div } \vartheta / 4\pi$, je nach der Festsetzung der Anzahl der von der Einheitsmasse ausgehenden Kraftlinien. Für die Abnahme der räumlichen Dichte in homogenen Körpern gilt das einfache Exponentialgesetz: $k = k_0 e^{-t/T}$, in dem k_0 den Wert der Raumdichte für die Zeit 0 angibt. Die Dichte nimmt geometrisch ab, ob der Körper leitend oder dielektrisch ist. Die Zeit T, nach welcher k auf den e^{-1} -ten Teil gesunken ist, heißt Relaxationszeit. Ist T groß, wie bei Isolatoren, so erfolgt die Abnahme langsam. Bei reinem Wasser hat T die Größenordnung meßbarer Zeiten. Für Metalle ist T unmeßbar klein. Unter der Annahme, daß jeder Körper einmal unelektrisch war und daß man es mit homogenen Körpern zu tun hat, wird k, mithin auch $\text{div } \vartheta = 0$.

R. Jaeger.

Raumgitter s. Kristallklassen.

Raumladung. Während bei festen und flüssigen Körpern praktisch sich die elektrischen Ladungen stets auf der Oberfläche befinden, kommen bei der Entladung in Gasen und bei der elektrischen Strömung durch das Vakuum durch das Überwiegen elektrischer Ladungen eines Vorzeichens vielfach räumlich verteilte Ladungen, sog. Raumladungen, vor. Am schärfsten ausgeprägt sind sie in den Elektronenröhren, in denen nur Elektronen, also nur negative Ladungen, strömen. Da sich Ladungen gleichen Vorzeichens gegenseitig abstoßen, so erfordert das Hineinpressen weiterer Elektronen in den die Kathode umgebenden Raum eine um so größere Kraft, d. h. um so mehr Spannung, je mehr Elektronen sich bereits in dem Raum befinden, während andererseits die im Raum bereits befindlichen Elektronen durch diese Spannung von der Kathode weg beschleunigt werden. Mit anderen Worten: Die in einem Raum vorhandenen Ladungen erzeugen im Raum ein elektrisches Raumladungsfeld, das durch ein äußeres Feld übertroffen werden muß, wenn der Strom aufrecht erhalten werden soll. Also besteht der wichtigste Effekt der Raumladung in einer starken Erhöhung der zu einer bestimmten Stromstärke erforderlichen Spannung.

Für reinen Strom negativer Elektronen oder positiver Ionen im Vakuum gelten angenähert die Gleichungen

1. zwischen planparallelen Elektroden

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{x^2}$$

2. zwischen konzentrischen Zylindern, wenn der Radius r_0 des inneren sehr klein gegen den Radius r_1 des äußeren ist (dünner Draht in der Achse eines Zylinders)

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r_1 \beta^2}$$

Dabei ist e die Ladung, m die Masse des Elektrons oder Ions, V die Spannung zwischen den Elektroden, x der Abstand der Elektroden, β^2 eine komplizierte

Funktion von $\frac{r_1}{r_0}$.

Überall wo bei mäßigen Spannungen in Gasentladungen größere Ströme fließen sollen, muß die Raumladung durch Erzeugung von Ionen

entgegengesetzten Vorzeichens beseitigt werden. Sowohl bei der Glimmentladung als auch der Lichtbogenentladung oder dem Funken erzeugen die Elektronen durch Stoß gegen die Moleküle selbst die erforderlichen positiven Ionen. Nur an den Grenzen der Entladung, an den Elektroden, müssen sich größere Raumladungen ausbilden, an der Kathode, um den zur Ionisierung wenig befähigten positiven Ionen die zum Ablösen von Elektronen von der Kathode erforderliche Energie zu geben, an der Anode, um die hier nötige konstante Erzeugung positiver Ionen durch Elektronenstoß zu ermöglichen (s. auch Glimmentladung und Lichtbogen).

Güntherschulze.

Raumladung (elektrische) der Atmosphäre. Daß in der Luft, wenigstens in der Nähe der Erdoberfläche freie elektrische Ladungen, d. h. Überschüsse von an Ionen gebundenen Ladungen des einen oder anderen Vorzeichens vorhanden sind, folgt schon daraus, daß die Messungen mittels des Ebertschen Ionenaspirators (s. „Ionenzähler“) meist einen Überschuß an positiven Ionen ergeben. Die an Ionen gebundene totale positive Ladung beträgt darnach pro ccm im Mittel etwa $0,35 \cdot 10^{-6}$ elektrostatische Einheiten, die totale negative etwa um 20 % weniger, so daß die Differenz $7 \cdot 10^{-8}$ elektrostatische Einheiten, die freie Raumladung pro ccm in der Nähe der Erdoberfläche ergäbe. Doch gibt dies nur einen Teil der Raumladungen, da bei den Messungen mittels des Ebertschen Ionenzählers die schwerbeweglichen Ionen (vgl. Langevin-Ionen) nicht mitgezählt werden und ein großer Teil der freien Ladung auch an solchen Ionen haften kann. Werte der freien Raumladung in der Luft erhält man nach folgenden drei Methoden:

1. Wenn wir annehmen, daß in der Atmosphäre nur in der Vertikalen ein Potentialgefälle dV/dh vorhanden ist (ungestörtes Erdfeld), so reduziert sich die Poissonsche Gleichung der Elektrostatik

auf die Form $\frac{d^2 V}{dh^2} = -4\pi\rho$, wobei ρ die freie

Raumladung bedeutet. Wenn man also die Änderung von dV/dh mit der Höhe experimentell ermittelt, kann man aus der Poissonschen Gleichung die Raumdichte direkt entnehmen. Solche Messungen sind bis jetzt in größerem Maßstabe von Daunderer in Bayern ausgeführt worden, vor allem aber von Norinder in Schweden. Der Erstgenannte beobachtete das Potentialgefälle mittels dreier übereinander in Null, 1 und 2 m über dem Erdboden angebrachten Kollektoren und berechnete aus dem Unterschied zwischen dem Potentialgefälle innerhalb des 2. Meters gegenüber dem 1. Meter in der angegebenen Weise die Raumdichte. Diese ergab sich im Winter negativ, im Sommer positiv, das Jahresmittel war $\rho = +1 \cdot 10^{-7}$ elektrostatische Einheiten pro ccm. Norinder erhielt zwischen 0 und 2 m Höhe $-5 \cdot 10^{-8}$ ESE/ccm, zwischen 1 und 3 m Höhe dagegen höhere Werte (im Winter $-1,1 \cdot 10^{-7}$, im Sommer $4,10^{-7}$ ESE/ccm). Auch aus der Änderung des Potentialgradienten mit der Höhe, welche man bei Ballonfahrten beobachtete, läßt sich in derselben Weise die Raumdichte berechnen: man erhält für die Höhe 0—1000 m, aber im Mittel nur $\rho = 1 \cdot 10^{-9}$ elektrostatische Einheiten, also einen hundertfach kleineren Wert, als bei den Messungen innerhalb der ersten Meter über dem Erdboden. Doch ist dies durchaus kein Widerspruch: die theoretische

Betrachtung der Ionenverteilung innerhalb des Erdfeldes (Schweidler, Swann) hat gezeigt, daß mit zunehmender Erhebung nicht nur das Potentialgefälle, sondern auch die Raumdichte abnimmt und die hohen Werte derselben auf die ersten paar Meter oberhalb der Erdoberfläche beschränkt bleiben müssen. Dies steht auch im Einklang mit der Ebertschen Theorie der Bodenatmung (s. d.).

2. Bestimmt man das Potential in der Mitte eines von geerdeten Wänden umgebenen Hohlraumes (z. B. Drahtkäfig), so erhält man von Null verschiedene Werte, falls die Luft innerhalb des Hohlraumes freie Ladungen enthält. Bezeichnet man die Raumladung pro cbm wieder mit ρ , so ergibt sie sich nach Daunderer für einen kugelförmigen Hohlraum, dessen Radius r und dessen Mittel-

punktpotential V ist, nach der Formel $\rho = \frac{3V}{2\pi r^2}$,

für einen würfelförmigen Käfig von der Seitenlänge a nach der Formel $\rho = \frac{V}{0,71 a^2}$. Nach dieser Methode

hat Mach die rasch wechselnden Raumladungen während eines Gewitters beobachtet. Das Mittelpunktpotential wurde mittels eines unempfindlich gemachten Quadrantenelektrometers gemessen. Durch gleichzeitige Messung des Erdfeldes muß man sich davon überzeugen, ob bei Änderungen desselben störende Influenzwirkungen auf das Mittelpunktpotential bestehen, und wenn das der Fall, nur die Messungen bei unverändertem Erdfeld berücksichtigen. Außerdem muß die Kontaktpotentialdifferenz zwischen dem Metall des Käfigs und der Elektrode berücksichtigt werden, sonst erhält man einseitig gefälschte Werte.

3. Saugt man Freiluft durch ein isoliertes, mit Watte gefülltes Rohr, welches mit einem Elektrometer verbunden ist, so geben sämtliche in der Luft enthaltenen Ionen ihre Ladung an die Watte ab und die Aufladung des Elektrometers entspricht dem Überschuß der Ionenladungen des einen oder anderen Vorzeichens. Wenn man also die erhaltene Ladung auf die Einheit des Luftvolumens umrechnet, ergibt sich direkt die gesuchte Raumladung (Obolensky 1925). Obolensky hat nach dieser einfachen Methode durch 13 Monate die Raumladung der Luft in St. Petersburg (Leningrad) verfolgt. Das Maximum beträgt (an normalen Tagen) im Dezember $+0,076$ ESE/cbm, das Minimum (September) $-0,23$ ESE/cbm. In den Monaten Juli bis September waren die Raumladungen negativ, in den übrigen Monaten positiv.

Nach Obolensky zeigen die Raumladungen auch einen täglichen Gang, und zwar im Winter eine doppelte, im Sommer eine einfache tägliche Periode. Das Hauptmaximum fällt auf die Abendstunden, das Minimum auf die Mittagszeit. *V. F. Hess.*

Näheres s. K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter. (Gebr. Borntraeger, 1924) und H. Benndorf und V. F. Heß, Luftelektrizität, (in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, V. Bd., 1. Hälfte, F. Vieweg, Braunschweig 1928).

Raumladungsgitter, besondere Elektrode bei einer Hochvakuum-Glühkathodenröhre, welche den schädlichen Einfluß der Raumladung (s. d.) zum großen Teile beseitigt (J. Langmuir). Sie besteht in einem Gitter, das die Glühkathode umgibt und eine positive Spannung, meist oberhalb der Sättigungsspannung, gegen sie hat. Bei einer Verstärkeröhre liegt das Raumladungsgitter also zwischen Kathode

und Steuergitter. Da infolge der hohen Raumladungsgitterspannung stets der Sättigungsstrom in der Röhre fließt, ist die Charakteristik des Anodenstromes nur eine Frage der Stromverteilung, für welche nur angenäherte (M. Abraham) Ausdrücke bekannt sind. Qualitativ verhält sie sich jedoch folgendermaßen: Ist bei hoher Raumladungsgitterspannung die resultierende Spannung von Steuergitter und Anode gleich Null (s. Verstärkeröhre), so geht kein Strom nach den beiden über, jedoch steigt der Strom bei positiv werdender resultierender Spannung sehr schnell, und zwar so, daß die Kombination Gitter-Anode schon bei einer Spannung, die etwa gleich der Summe von Geschwindigkeitsverteilung (ca. 2 Volt) plus Fadenheizspannung ist, den überwiegenden Teil, etwa drei Viertel des Gesamtstromes führt. Diese sog. Auf-ladungs- oder Übernahmekurve ist sehr steil, verglichen mit der $e^{\frac{3}{2}}$ -Kurve einer Eingitterröhre von etwa denselben Dimensionen, weil bei letzterer außer der Spannung der Geschwindigkeitsverteilung und der Fadenheizung noch eine Spannung zur Überwindung der Raumladung aufzuwenden ist. Daher wirkt eine Raumladungsgitterröhre zur Verstärkung etwa wie eine Eingitterröhre (s. Verstärkeröhre) mit sehr verbesserter (verkleinerter) Konstante K. Infolge dieser großen Steilheit kann bei derselben aufzuwendenden Anodenspannung auch die Konstante D verkleinert werden, so daß das Raumladungsgitter einen doppelten Vorteil bringt.

Bei kleinen Senderöhren hat das Raumladungsgitter ganz denselben Zweck, nämlich die Charakteristik zu versteilern, wodurch das Einsetzen der Schwingungen erleichtert, bei Audionrückkopplungs-röhren die Lautstärke verbessert wird. Die Raumladungsgitterstrecke einer Röhre, die außerdem ein Steuergitter besitzt, hat eine auffallende Eigenschaft, nämlich die einer negativen Charakteristik. Diese rührt daher, daß das Raumladungsgitterpotential das resultierende Potential in der Gitterfläche beeinflußt (eine Durchgrifferscheinung). Bei steigender Raumladungsgitterspannung steigt die resultierende Gitterspannung, und dadurch steigt der Strom nach der Anode. Da nun bei richtiger Einstellung Anodenstrom und Raumladungsgitterstrom in Summa konstant sind, nämlich gleich dem Sättigungsstrom, muß der Raumladungsgitterstrom sinken, zeigt also eine negative Charakteristik. Diese Erscheinung kann zur Schwingungserzeugung ohne Rückkoppelung verwendet werden. Sie findet gelegentlich Anwendung bei Rundfunkempfängern.

Andere Zwecke erfüllt das Raumladungsgitter meistens bei Ventil- bzw. Gleichrichterröhren. Hier wird es einerseits angewendet, um bei Ventilen sehr hoher Drosselspannung (über 50000 Volt) die großen elektrostatischen Kräfte vom Glühfaden abzuhalten, andererseits ist es bei Hochvakuum-Glühkathoden-Gleichrichtern (d. h. Ventilen mit zwei oder drei Anoden) notwendig, um am Glühfaden stets ein positives Feld zu erzeugen, insofern als ohne dieses Raumladungsgitter das sehr hohe negative Feld von der gerade in der Drosselphase befindlichen Anode das schwache positive von der in der Durchlaßphase befindlichen Anode herrührende Feld verdrängen und so den Strom durch den Gleichrichter herabsetzen, die Durchlaßspannung aber schädlich erhöhen würde.

H. Rukop.

Näheres s. W. Schottky, Archiv f. Elektr. 8, 299, 1919.

Raumladungsgitterröhre, eine Hochvakuum-Glühkathodenröhre, die ein Raumladungsgitter (s. d.) enthält, meist Verstärkeröhre, jedoch auch kleine Senderöhre sowie Ventil- bzw. Gleichrichterröhre.

H. Rukop.

Raummaße. Das Raummaß kann einmal aus dem Längenmaß abgeleitet und durch den Kubus der Längeneinheit ausgedrückt werden. Einheit des Raummaßes wird hiernach das Kubikmeter (m^3) = 1000 Kubikdezimeter (dm^3) = 1000000 Kubikzentimeter (cm^3) = 1000000000 Kubikmillimeter (mm^3).

Andererseits kann man aber auch einen Rauminhalt durch Auswägen mit einer Flüssigkeit, insbesondere mit Wasser bestimmen. Als Einheit des Raumes gilt in diesem Falle derjenige Raum, den 1 kg Wasser im Zustande seiner größten Dichte einnimmt. Diese Raumeinheit bezeichnet man als das Liter (l) = $\frac{1}{100}$ Hektoliter (hl) = 10 Deziliter (dl) = 1000 Milliliter (ml) = 1000000 Mikroliter (μl). Wäre die Masseneinheit, das Kilogramm, wirklich genau gleich der Masse eines Kubikdezimeters Wasser im Zustande seiner größten Dichte, so würden die Einheiten des Kubikdezimeters und des Liters identisch sein, und sie werden auch im praktischen Leben einander gleichgeachtet; bei wissenschaftlichen Arbeiten hat man aber zwischen folgenden Paaren von Maßeinheiten zu unterscheiden:

1 Kubikmeter	und 1000 Liter,
100 Kubikdezimeter	„ 1 Hektoliter,
1 „	„ 1 Liter,
100 Kubikzentimeter	„ 1 Deziliter,
1 „	„ 1 Milliliter,
1 Kubikmillimeter	„ 1 Mikroliter.

Nach den neuesten Messungen ist das Volumen von 1 kg Wasser bei 4° und unter dem Druck von 760 mm Quecksilber, das Liter, gleich 1,000027 dm^3 , mit anderen Worten: das Kilogramm ist die Masse, oder das Liter ist das Volumen eines Würfels reinen Wassers im Zustande größter Dichte, dessen Kantenlänge 1,000009 dm beträgt. Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig, 1911.

Raummessungen. Als einfachste Methode, den Rauminhalt eines Körpers zu bestimmen, bietet sich diejenige der Ausmessung seiner Begrenzungslinien. Das Verfahren ist jedoch nur anwendbar, wenn der Körper regelmäßig gestaltet ist, so daß es möglich ist, das Volumen des Körpers nach geometrischen Regeln aus den Längen der Begrenzungslinien zu berechnen. Die Methode ist keiner großen Genauigkeit fähig, weil bereits kleine Beobachtungsfehler in den Linearmessungen große Fehler für das Volumen bedingen. Nehmen wir z. B. an, die Kante a eines Würfels a^3 sei um $\pm 0,001$ mm falsch, so wird hierdurch das Volumen um $\pm 3a^2 da = \pm 3a^2 \cdot 0,001$ mm³ falsch. Das bedeutet für 1 dm^3 eine Unsicherheit von $\pm 3 \cdot 100^2 \cdot 0,001 = \pm 30$ mm³, bzw. eine Unsicherheit von $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ des auszumessenden Körpers. Das entspricht bei einem Körper von der Dichte 1 und der Masse 1 kg einem Fehler von ± 30 mg, eine Größe, die weit außerhalb der Wägungsunsicherheit liegt.

Hat ein Körper eine unregelmäßige Gestalt, so kann man sein Volumen dadurch finden, daß man ihn in ein von regelmäßig geformten Wänden begrenztes, mit Wasser oder mit einer anderen Flüssigkeit gefülltes Gefäß untertaucht. Der scheinbare

Volumenzuwachs der Flüssigkeit, der sich durch das Ansteigen der Flüssigkeit im Gefäß anzeigt und sich nach geometrischen Regeln berechnen läßt, ist gleich dem Volumen des zu untersuchenden Körpers. — Die Methode wird meist nur bei der Volumenmessung kleiner Körper angewendet. Benutzt wird dann ein Glasgefäß mit eingeriebenem Stopfen, in welchem ein geteiltes Kapillarrohr hochführt (Pyknometer; s. d.). Das Gefäß ist mit einer Flüssigkeit gefüllt, die beim Eindrücken des Stopfens bis zu einem bestimmten Teilstrich in der Kapillare hochsteigt. Nach Einbringen des Körpers wiederholt man das Verfahren und findet jetzt die Flüssigkeitsoberfläche an einer anderen Stelle der Kapillare stehen. Der Höhenunterschied, multipliziert mit dem anderweitig ermittelten Querschnitt der Kapillare gibt das gesuchte Volumen.

In weitaus den meisten Fällen ermittelt man das äußere Volumen eines Körpers nach der Methode der hydrostatischen Wägung (s. d.). Nach dem Archimedesschen Gesetz verliert ein Körper in einer Flüssigkeit so viel an Gewicht, wie die von ihm verdrängte Flüssigkeit wiegt. Wägt man also den Körper einmal in Luft (L) und sodann in Wasser (W), wobei L und W die auf den leeren Raum reduzierten Gewichte (s. d. Artikel Wägung) bedeuten, so ist der Gewichtsverlust $L - W$ des Körpers das Gewicht einer Wassermenge, die dasselbe Volumen hat wie der Körper. War die Flüssigkeit Wasser von 4°C und $L - W$ in kg ausgedrückt, so ist demnach das gesuchte Volumen des Körpers $L - W$ Milliliter. Hat das Wasser eine andere Temperatur als 4°, so ist das unmittelbare Wägungsergebnis noch durch eine leicht auszuführende Korrekturenrechnung zu verbessern.

Innenvolumina von Hohlgefäßen und Kapillaren ermittelt man durch Wägung. Nennt man das Volumen des Gefäßes bei 0° V_0 , so ist das Volumen bei t° , wenn a den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Gefäßmaterials bedeutet

$$V_t = V_0 (1 + a t).$$

Ist das Gefäß mit einer Flüssigkeit von der Dichte s_t gefüllt, so ist die Masse des Inhalts, die man durch Differenzwägung des leeren und des gefüllten Gefäßes bestimmt

$$M = V_0 (1 + a t) s_t,$$

woraus sich V_0 berechnen läßt. Als Flüssigkeiten zum Auswägen benutzt man Wasser und Quecksilber, ersteres wenn es sich um größere Volumina handelt und eine geringere Genauigkeit ausreichend ist; Quecksilber, das noch den Vorteil hat, Glasgefäße nicht zu benetzen, liefert mehr als zehnmals genauere Resultate. — Häufig hat das beschriebene Verfahren der Volumenmessung den Zweck, den inneren Querschnitt eines zylindrischen Rohres (Kapillare) zu ermitteln. Ist die Länge eines Quecksilberfadens h cm, so wird der Querschnitt

$$Q = \frac{V_0 \text{ ml}}{h \text{ cm}}.$$

Bei solchen Querschnittsmessungen ist die von der Zylindergestalt abweichende Form der Quecksilbermenisken zu berücksichtigen und die Länge des Quecksilberfadens entsprechend zu modifizieren; für Kapillarröhren und Röhren mäßiger Weite kann man die Menisken als Halbkugeln in Rechnung ziehen.

Volumenometer. Nicht immer sind die unbekanntes Volumina, die man dann auch wohl häufig als schädliche Volumina bezeichnet, der unmittelbaren Bestimmung durch Auswägen zu-

gänglich. In solchem Falle kann man sich oft mit Vorteil einer Methode bedienen, welche sich auf die Gültigkeit des Mariotteschen Gesetzes (s. d.) stützt, deren Genauigkeit aber derjenigen durch Auswägen ganz erheblich nachsteht. Betrachtet man eine abgeschlossene Gasmasse vom Volumen V , welches unter dem Druck p steht, so ändern sich bei Kompression und Dilatation Druck und Volumen innerhalb weiter Gültigkeitsgrenzen in der Weise, daß $p \cdot V = \text{const.}$, d. h. also, daß das Produkt aus Druck und zugehörigem Volumen konstant bleibt.

Wir denken uns jetzt ein auszumessendes unbekanntes Volumen V_x ; wir verbinden es mit einem zweiten bekannten, etwa durch Auswägen gefundenen Volumen V derart, daß die Verbindung etwa durch einen zwischengeschalteten Hahn oder einen Quecksilberabschluß unterbrochen werden kann. Außerdem besteht vom Volumen V eine Verbindung zu einem Manometer und zu einer Luftpumpe. — Das ganze System wird zunächst luftleer gepumpt; dann wird in V Luft eingelassen und der Druck p derselben am Manometer gemessen. Stellt man jetzt die Verbindung zwischen V und V_x her, so wird sich auch V_x von V her mit Luft füllen, und zwar wird V so lange an V_x Luft abgeben, bis der Druck in beiden Räumen gleich ist; dieser gleiche Druck sei am Manometer zu p' gemessen. Dann gilt nach dem Mariotteschen Gesetz

$$p V = p' (V + V_x) = \text{const.},$$

woraus folgt

$$V_x = V \frac{p - p'}{p'}.$$

Die Genauigkeit der Volumenmessung von V_x hängt in erster Linie natürlich von der Begrenzbarkeit des Volumens ab, dann aber auch von der Genauigkeit, mit der V selbst bekannt ist, und von der Druckmessung. Außerdem läßt sich V_x um so sicherer messen, je kleiner es im Verhältnis zu V ist. — Die Methode setzt konstante Temperatur während des Versuches voraus. Um Störungen durch die bei der Volumänderung des Gases auftretende Kompressionswärme möglichst zu verringern, arbeitet man mit sehr geringen Gasdrücken. Allerdings steigen dadurch die Anforderungen an die Genauigkeit der Messung dieser Drucke.

Das Volumenometer kann man auch zur Messung äußerer Körpervolumina benutzen. Das Verfahren beruht darauf, daß man das Volumen V_x einerseits, wie vorstehend beschrieben, seinem ganzen Betrage nach bestimmt, andererseits nachdem es durch Einbringen des unbekanntes Körpers verkleinert ist. Die Differenz beider Volumina ist dann gleich dem Volumen des unbekanntes Körpers. Das Verfahren dient zur Ermittlung des Volumens von Körpern, welche durch Wasser angegriffen werden und deshalb eine hydrostatische Wägung nicht aushalten. — Auch diese Methode ist nur einer geringen Genauigkeit fähig.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig, 1911.

Raumwerte der Netzhaut. Jede Gesichtsempfindung besitzt außer ihrer Farbe und Helligkeit als immanente Eigenschaft auch ihren Ort im subjektiven Sehraum (außerhalb des Körpers). Da ihr Ort unter sonst gleichen Bedingungen eine Funktion der sie vermittelnden Netzhautstelle ist, so ergibt sich, daß jeder Netzhautstelle eine bestimmte, von ihrer Lage in der Netzhaut abhängige „Sehrichtung“ zuerkannt werden muß (s. Druckphosphen).

Bei Primärstellung der Augen (s. Listingsches Gesetz) entspricht der Fovea centralis die Sehrichtung geradeaus nach vorne, während eine links von ihr gelegene Netzhautstelle einen Rechtswert, eine unter ihr gelegene einen Hochwert besitzt usw. Diese Verhältnisse sind in beiden Augen gleich. In der Lehre vom Binokularsehen werden die zwei mit gleicher Sehrichtung begabten Punkte beider Netzhäute je zu einem Paar identischer oder korrespondierender Netzhautpunkte zusammengefaßt. Man findet die zusammengehörigen Punkt-paare am einfachsten, wenn man sich die Netzhaut des einen Auges so in die Netzhaut des anderen gelegt denkt, daß die beiden mittleren Längs- und Querschnitte aufeinanderfallen: je zwei identische Netzhautpunkte kommen dann miteinander zur Deckung („Deckstellen“).

Da nach dem Gesetz von der Sehrichtungsgemeinschaft zwei identische Netzhautpunkte die gleiche Sehrichtung haben, so muß ein Außenpunkt, der sich beim Sehen mit zwei Augen auf einem Paar solcher Netzhautstellen abbildet, schlechthin einfach gesehen werden (binokulares Einfachsehen). Desgleichen müssen zwei verschiedene Außenpunkte, die bei entsprechend gewählter Augenstellung auf identischen Punkten zur Abbildung kommen, in derselben Richtung lokalisiert werden; sie fallen, ganz unabhängig von ihrer wirklichen Anordnung im Raum, zum mindesten der Richtung nach zusammen und überdecken sich (Einfachsehen des Doppelten). Die einem identischen Netzhautpunktpaar tatsächlich eigene gemeinsame Sehrichtung kann im groben ermittelt werden, indem man in der Mitte zwischen beiden Augen ein „Zyklopenauge“ annimmt und ihm die Einstellung auf den entsprechenden Außenpunkt gibt: die Richtungslinien dieses imaginären Ein- auges zeigen dann annähernd die Lage der Sehrichtungen an.

Zwei nicht identische Punkte beider Netzhäute werden als disparate Punkte bezeichnet. Da sie nicht mit gleichen Sehrichtungen ausgestattet sind, so muß ein Außenpunkt, der sich auf einem solchen Punktpaar abbildet, in zwei, in verschiedener Richtung gelegenen Bildern, also doppelt gesehen werden (Doppeltsehen des Einfachen). Diese binokularen Doppelbilder können von verschiedener Art sein, je nachdem das nach rechts gelegene Halb- bild dem rechten oder dem linken Auge zugehört (gleichnamige oder ungleichnamige bzw. unge- kreuzte oder gekreuzte Doppelbilder). Gekreuzte Doppelbilder treten auf, wenn der disparat abgebildete Außenpunkt dem Auge näher liegt als der Horopter (s. d.), ungekreuzte, wenn er sich jenseits desselben befindet (s. Tiefenwahrnehmung).

Dittler.

Näheres s. Hering, Lehre vom Raumsinn in Hermanns Handb. d. Physiol., Bd. III, 1, S. 343 ff.

Raumwinkel. Läßt man einen von einem Punkte A ausgehenden beweglichen Leitstrahl längs der Begrenzung einer beliebigen gestalteten Fläche S (Fig. 1) hingleiten, so erhält man eine kegelförmige Oberfläche.

Der von dieser eingeschlossene Raum wird *Raumwinkel* genannt und seine Größe definiert durch (1) $\omega = F/r^2 = F_1/l$.

Hierin bedeuten F und F_1 die Flächen, welche der

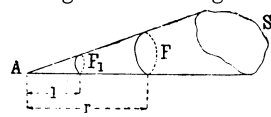


Fig. 1. Zur Definition des Raumwinkels.

Kegel aus zwei Kugelflächen ausscheidet, die mit den Radien r und l (Einheitskugel) um A beschrieben sind; oder anders ausgedrückt: F und F_1 sind die Zentralprojektionen von S auf die beiden Kugelflächen.

ω ist eine reine Zahl und kann durch die Fläche F_1 gemessen werden.

Wenn die kegelförmige Oberfläche eine Ebene ist, ist der räumliche Winkel die Hälfte des ganzen Raumes, und seine Größe ist $\omega = 2\pi$, da die zugehörige Fläche F_1 die auf dieser Ebene aufstehende Halbkugel ist.

Ein voller, d. i. ein den ganzen Raum ausfüllender Raumwinkel ist $\omega = 4\pi$.

In der praktischen Photometrie mißt man den Radius in Meter, demnach F und F_1 in Quadratmeter. Mithin ist $\omega = 1$, wenn $F_1 = 1$ qm ist. Ferner denkt man sich vielfach durch die Mitte der Lichtquelle eine horizontale Ebene gelegt und spricht dann von einem unteren und einem oberen Halbraum von je $\omega = 2\pi$ Raumwinkel, sowie von einer unteren und einer oberen Halbkugel (Hemisphäre).

Es sei speziell s (Fig. 2) eine sehr kleine ebene Fläche, r ihre Entfernung von A, i der Winkel, den r mit der Normale auf s bildet (Fig. 2 gibt einen durch r und die Normale gelegten Schnitt). Die Zentralprojektion F von s auf eine um A mit r beschriebene Kugel ist dann, da sie auch als rechtwinklige Projektion von s auf diese Kugel angesehen werden kann, $F = s \cos i$. Mithin erscheint s, von A aus gesehen, nach Gleichung 1) unter dem räumlichen Winkel

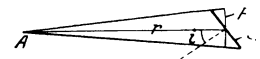


Fig. 2. Zur Berechnung des Raumwinkels.

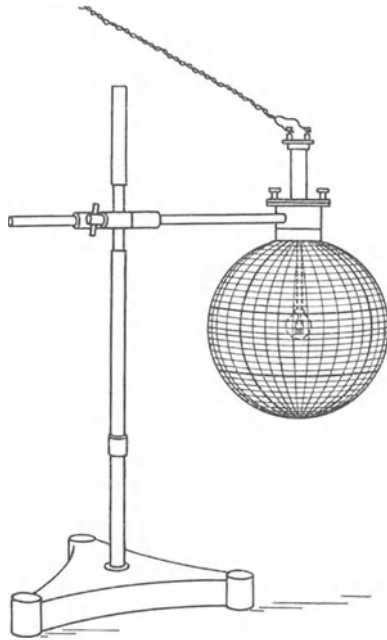
(2) $\omega = s \cos i / r^2$ Liebenthal. Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometrie, Braunschweig. Vieweg & Sohn, 1907.

Raumwinkel- und Lichtstromkugel nach Teichmüller. Das Meßgerät (s. umstehende Figur) besteht aus einer kugelförmigen Glashülle und aus einem kleinen, aber möglichst lichtstarken Spiraldrahtlämpchen, dessen Mitte mit dem Kugelmittelpunkt zusammenfällt. Die Kugel ist nach Ausschluß ihres obersten Teiles, durch welchen das Lämpchen eingeführt wird, durch 40 Meridiane, deren Pol im Nadir der Kugel liegt, und durch 30 Breitenkreise in 1200 gleiche Oberflächenstücke von je 0,01 r² Größe geteilt, wo r den Kugelradius bezeichnet. Jedes Flächenstück wird demnach vom Kugelmittelpunkte aus unter dem Raumwinkel 0,01 gesehen (s. „Raumwinkel“, Gleichung 1), d. h. es „überspannt“ — nach Teichmüllerscher Bezeichnungsweise — den 100. Teil der „theoretischen“ Raumwinkeleinheit.

Die Kugel wird über dem Plane der zu beleuchtenden Fläche, z. B. eines Platzes, so angebracht, daß sich ihre Mitte an derjenigen Stelle befindet, die im angewandten Maßstab der Anbringungsstelle der zur Beleuchtung bestimmten Lampe entspricht. Durch das Lämpchen werden die Meridiane als Gerade, die vom Fußpunkt der Lampe (dem senkrecht unterhalb der Lampe gelegenen Punkte des Planes) ausgehen, die Breitenkreise als konzentrische Kreise mit diesem Fußpunkt als gemeinsamem Mittelpunkt auf den Plan geworfen, und dieser wird durch die so entstehenden meist viereckartigen Schattenfiguren von selbst in Teile zerlegt, die je unter dem Raumwinkel 0,01 vom Kugelmittelpunkt erscheinen. Man zähle dann für jeden Kreisring die Anzahl der innerhalb des Planes liegenden Schattenvierecke ab, wobei man die am Rande des Planes liegenden in Bruchteilen abschätzt. Für den i-ten Ring (der erste liegt am Fußpunkte) sei diese Zahl n_i . Alsdann überspannt dieser Ring den Raumwinkel $\omega_i = 0,01 n_i$, und der gesamte Platz den Raumwinkel $\omega = 0,01 \Sigma n_i$,

wobei über sämtliche Ringe zu addieren ist.

Man denke sich jetzt an Stelle des Lämpchens im Kugelschnittpunkte eine der Beleuchtungslampe äquivalente punktförmige Lichtquelle, d. h. eine solche Lichtquelle angebracht, welche schon für sehr kleine endliche Entfernungen dieselbe Lichtstärkenverteilung (Licht-



Raumwinkel- und Lichtstromkugel nach Teichmüller.

verteilung) wie die Beleuchtungslampe für hinreichend große Entfernungen besitzt, und zwar soll die Beleuchtungslampe eine vertikale Symmetrieachse der Lichtverteilung besitzen. Ist J_i die aus der Kurve der räumlichen Lichtverteilung (s. „Lichtstärken-Mittelwerte“, Nr. 6) zu entnehmende Lichtstärke der Beleuchtungslampe in Richtung auf die Mitte des i -ten Kreisringes, so ist der von der äquivalenten Lichtquelle auf diesen Ring innerhalb des Planes ausgestrahlte Lichtstrom $J_i \omega_i = 0,01 J_i n_i$ (s. „Photometrische Gesetze und Formeln“, Gleichung 2), mithin der gesamte auf den Plan, also auch auf den Platz ausgestrahlte Lichtstrom

$$\Phi = 0,01 \sum J_i n_i$$

und die mittlere Beleuchtung des Platzes von der Größe S (s. „Photometrische Größen und Einheiten“, b)

$$E_m = \Phi/S.$$

Mittels der Kugel und neuerer Ausführungsformen, auf die hier nicht eingegangen werden kann, läßt sich das Entwerfen von Beleuchtungsanlagen wesentlich erleichtern. *Liebenthal.*

Näheres s. Teichmüller, Journ. f. Gasbel. Bd. 61, S. 229, 1918; Ztschr. f. Beleuchtung Bd. 26, S. 13 und 24, 1920.

Rayleigh-Jeansches Strahlungsgesetz s. Strahlungsgesetze. Jeans hat bewiesen, daß die klassische Strahlungstheorie nicht in der Lage ist, die Strahlung des schwarzen Körpers zu berechnen. Hierin liegt der erste theoretische Berechtigungsbeweis der Planckschen Quantentheorie. Da, wie (unter Strahlungsgesetze) gezeigt, das Rayleigh-Jeanssche Gesetz die Grenzform des Planckschen Gesetzes für lange Wellen darstellt und da es eine einfache Funktion der Temperatur ist, eignet es sich vorzüglich zur Kontrolle der Temperaturskala. *Gerlach.*

Näheres s. Rubens u. Michel, Berl. Akad. Ber. 1921.

Rayleighsche Scheibe. Sie ist eine dünne Kreisscheibe, die an einem dünnen Faden aufgehängt ist. In eine Schallwelle gebracht, sucht sie sich senk-

recht zur Bewegungsrichtung einzustellen. Die Größe der Drehung gibt ein Maß für die Schallintensität (s. d.), und zwar unabhängig von der Form der Schallwelle. Grimsehl hat mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe ein sehr einfaches Phonometer konstruiert. Theoretisch hat W. König ihr Verhalten geklärt, indem er davon ausging, die drehenden Kräfte zu berechnen, die eine strömende, reibungslose Flüssigkeit auf ein starres Rotationsellipsoid ausübt, dessen Rotationsachse einen gewissen Winkel mit der Strömungsrichtung bildet. Unter der Annahme, daß die Länge der Rotationsachse sehr klein gegen die andere Achse wird, erhält man als Spezialfall die Wirkung auf eine dünne Kreisscheibe. Ch. H. Skinner hat darauf aufmerksam gemacht, daß für Wellenlängen, die kleiner als der doppelte Durchmesser der Scheibe sind, eine in einem Resonator montierte Scheibe sich nicht mehr senkrecht zur Achse des Resonators, sondern parallel dazu einzustellen sucht, daß sich also die Richtung des Drehmoments für genügend kurze Wellen umkehrt. *E. Waetzmann.*

Näheres s. W. Zernov, Ann. d. Phys. 26, 1908.

Reaktanzspannung s. Wechselstromgrößen.

Reaktion. Chemische Reaktion wird eine Änderung der stofflichen Eigenschaften eines Systems genannt. Da alle stofflichen Eigenschaften auf die Eigenschaften der Molekeln zurückgehen, kann man schärfer (s. Chemie) Reaktion als eine Änderung der relativen Mengen der im System vorhandenen Molekelgattungen bezeichnen, soweit solche Änderungen nicht durch Molekelaustausch mit der Umgebung hervorgebracht werden. So zählt Dissoziation in Atome zu den Reaktionen, obgleich dabei bei Elementen ein Teil der stofflichen Eigenschaften erhalten bleibt, nicht aber Aggregatzustandsänderung. Für thermochemische Betrachtungen, die nur mit den Energieänderungen zu tun haben, werden aber oft auch physikalische Vorgänge als Reaktion bezeichnet (Verdampfungsreaktion). Bei manchen Vorgängen kann man im Zweifel sein, ob Reaktion vorliegt, so bei den weitgehenden Veränderungen der Molekeln durch Adsorption, durch Lösung usw. *Schwab.*

S. a. Doppelte Umsetzung.

Reaktionsdruck. Fließt aus einem zylindrischen Gefäß mit der Fläche F in der Tiefe h unter der (konstant gehaltenen) Oberfläche durch ein seitliches Loch Wasser aus, so ist der Reaktionsdruck nach Bernoulli gleich dem doppelten statischen Druck an dieser Stelle $P = 2\gamma F \cdot h$, wie aus dem Impulssatz leicht abgeleitet werden kann; bei Ausflußkontraktion (s. contractio venae) ist

$$P = \gamma/g \cdot \mu F \cdot \sqrt{2gh} \cdot \varphi \cdot \sqrt{2gh} = 2\gamma\varphi^2 F h.$$

Der Stoß (Stoßdruck s. d. Aktionsdruck) auf eine von einem Wasserstrahl getroffene Ebene oder gewölbte Platte (z. B. Peltonradschaufel) ist abhängig von der Anströmrichtung und der Plattengröße, in dem je nach den Abströmbedingungen von der ursprünglich im Strahl vorhandenen Energie noch mehr oder weniger im abströmenden Wasser (dessen Richtung von der des anströmenden im allgemeinen abweicht, sog. Strahlablendung bzw. Strahlumkehr) wieder fortgeführt wird. Dabei kommt es auch darauf an, ob die angeströmte Platte fest oder beweglich (z. B. elastisch) gelagert ist. Die zahlenmäßigen Verhältnisse können mit dem Impulssatz beherrscht werden, wobei (gegebenenfalls empirisch zu berücksichtigende) Reibungskräfte zumeist ver-

nachlässigbar kleinen Einfluß haben. Man hat experimentell und auch rechnerisch (potential-theoretische Ansätze) versucht, die Strahlform und die Form der „Hügel“ gleicher Geschwindigkeit bei einem auf eine Kreisplatte auftretenden zylindrischen Strahl zu ermitteln. *Eisner.*

Reaktionsgeschwindigkeit. Die Thermodynamik belehrt uns über die Affinität und Gleichgewichtslage und damit über die Richtung einer chemischen Reaktion bei gegebenen Anfangsbedingungen, sie liefert aber, da in ihren Gleichungen die Zeit nicht vorkommt, keine Aussagen über den zeitlichen Verlauf einer Reaktion. Die naheliegende Vermutung, daß eine Reaktion (Rk.) um so schneller vor sich geht, je größer ihre Affinität sei, ist offenbar irrig: Eine Rk. von so geringer Affinität wie $2\text{NO}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{O}_4$ verläuft bei Zimmertemperatur ungeheuer schnell, desgl. Ionenreaktionen mit ihrer meist sehr hohen Affinität; dagegen findet die Umsetzung von Knallgas oder Schießpulver trotz extrem hoher Affinität bei gewöhnlicher Temperatur praktisch überhaupt nicht statt. Wir suchen den Ablauf einer Rk. quantitativ zu fassen durch Aufstellung einer — nach Möglichkeit integrierbaren — Differentialgleichung, in der die Reaktionsgeschwindigkeit (RG), d. h. die zeitliche Änderung der Konzentration eines entstehenden ($+dc/dt$) oder verschwindenden ($-dc/dt$) Stoffes zur Zeit t , in Beziehung zu den bestimmenden Faktoren, bei homogenen Rkk. zu den in diesem Moment vorhandenen Konzentrationen (Konz.) $c, c' \dots$ der Reaktionsteilnehmer gesetzt wird. Ist die stöchiometrische Reaktionsgleichung bekannt, so sind mit der Konzentrationsänderung eines Teilnehmers auch die der übrigen gegeben. Die in den Differentialgleichungen auftretenden Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten k sind temperaturabhängig. Die für heterogene Systeme maßgebenden Gesetze sind wesentlich von den einfacheren, in homogener Phase geltenden verschieden. Die Grundlagen der Lehre von der RG oder chemischen Kinetik wurden von Guldberg und Waage (1867) und van t'Hoff (1884) geschaffen. Wichtig zum Verständnis der RG sind auch die Artikel Gasgleichgewichte, Explosion, Katalyse, Photochemie.

A. Homogene Systeme.

I. Konstante Temperatur.

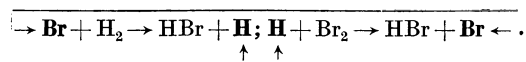
a) Einfache nichtumkehrbare Reaktionen. In einem homogenen System (Gas oder Lösung) hängt bei konstanter Temperatur die Geschwindigkeit einer einfachen, nicht umkehrbaren Rk. (s. unter b) nur von den Konz. der reagierenden Stoffe, nicht aber von denen der Reaktionsprodukte ab. Sie verläuft mono-, bi- oder höher-molekular (ist von der ersten, zweiten oder einer höheren Ordnung), je nachdem ob der Elementarprozeß der Rk. in der Umwandlung bzw. dem Zerfall eines einzelnen Moleküls oder in der Umsetzung zweier oder mehrerer Moleküle miteinander besteht. Bei einer bimolekularen Rk. $A + B \rightarrow \dots$ ist die RG proportional der Zahl der Zusammenstöße von A und B, die ihrerseits, solange die Partialgasdrucke oder die Konz. in Lösung nicht zu hoch sind, prop. dem Produkt der Konz. beider Stoffe ist. Sind zur Zeit 0 die Konz. von A und B gleich a und b und haben sie bis z. Z. t um x abgenommen, so gilt dem-

nach die leicht integrierbare Gleichung $+dx/dt = k_2 \cdot (a-x)(b-x)$ (I), die zuerst eingehend an der alkalischen Esterverseifung geprüft worden ist. Von den nach der kinetischen Theorie erfolgenden Zusammenstößen führt nur ein gewisser, meist äußerst kleiner Bruchteil zur Umsetzung. Trimolekulare Rkk. — für die in Gl. I noch der Faktor $(c-x)$ hinzukommt — sind sehr selten, weil die Wahrscheinlichkeit eines „gleichzeitigen“ Zusammenstoßes dreier reaktionsfähiger Moleküle sehr gering ist, höher-molekulare Rkk. sind bisher nicht nachgewiesen. Sind bei einer bi- oder höher-molekularen Rk. alle Bestandteile in hohem Überschuß gegen einen (A) vorhanden, so ist die Verminderung der ersteren durch die Rk. zu vernachlässigen und die Reaktionsgleichungen entarten zu einer Gleichung der ersten Ordnung $dx/dt = k_1 \cdot (a-x)$ (IIa) oder integriert $x = a(1 - e^{-k_1 t})$ (IIb). Das bekannteste Beispiel dieser häufigen Gattung scheinbar monomolekularer Rkk. ist die Inversion des Rohrzuckers. An wahren monomol. Rkk. sind bisher nur einige Gasrkk., z. B. der Zerfall von N_2O_5 und NO_2Cl sichergestellt. Ein streng monomol. Prozeß ist auch der radioaktive Zerfall.

b) Zusammengesetzte Reaktionen. Grundsätzlich ist jede Rk. umkehrbar. Die meßbare Bruttogeschwindigkeit ist die Differenz der RG in beiden Richtungen. Für die Rk. $A + B = D + E$ z. B. gilt $-dc_A/dt = k'c_A c_B - k''c_D c_E$ (IIIa). Im Gleichgewicht verläuft jede Rk. ebenso schnell wie ihre Gegenreaktion — das ist die kinetische Definition des Gleichgewichts. Im obigen Falle haben wir also $k''/k' = c_A c_B / c_D c_E = K$ (IIIb), wo die Größen c' Gleichgewichtskonz. und K (vgl. „Gasgleichgewichte“ Gl. IIIa) die Gleichgewichtskonstante bedeuten. Letztere ist somit gleich dem Quotienten aus den Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten der Gegen- und Hinreaktion. Ist k'' relativ sehr klein, so ist es auch K , das Gleichgewicht liegt weit auf Seiten von D und E, und die von A und B ausgehende Rk. ist als praktisch „nicht umkehrbar“ zu behandeln. Die Gl. III sind in Lösung besonders an der sogen. sauren Esterverseifung und -bildung, im Gasraum an der Bildung und dem Zerfall von HJ geprüft worden.

Bei sämtlichen Rkk., an denen stöchiometrisch mehr als drei Moleküle beteiligt sind, und bei vielen scheinbar einfacheren Rkk. entspricht der Reaktionsmechanismus nicht der Bruttoreaktionsgleichung; diese Rkk. spielen sich vielmehr als Stufenreaktionen in einzelnen aufeinanderfolgenden Schritten von höchstens der dritten Ordnung ab, derart, daß ein primär gebildetes Zwischenprodukt sich sekundär weiter umsetzt. Z. T. können solche Zwischenprodukte isoliert werden, so bei zahllosen Oxydationen und Chlorierungen von Elementen und organischen Substanzen, vielfach sind sie aber so labil, reagieren so rasch weiter, daß ihre Konz. stets ungeheuer klein bleiben und ihre Existenz nur aus dem Studium des Reaktionsverlaufs erschlossen werden kann. Z. B. verläuft der Prozeß $\text{H}_2\text{O}_2 + 2\text{HJ} \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + \text{J}_2$ in zwei gekoppelten bimolekularen Rkk. über das nicht isolierbare **HJO**. Für die Geschwindigkeit und Ordnung einer Gesamtreaktion ist die langsamste der Folgereaktionen bestimmend. Eine besondere Art

von Folgereaktionen, die (theoretisch) endlose Kettenreaktion, findet sich in dem stöchiometrisch bimolekularen Prozeß $\text{H}_2 + \text{Br}_2 \rightarrow 2\text{HBr}$, der in Wahrheit kompliziert über die Atome verläuft:



Vielfach stehen einer Rk. mehrere Wege zur Verfügung, die auch zu verschiedenen Endprodukten führen können. In dem letzteren Falle, der in der organischen Chemie die Regel bildet, gabeln sich solche Rkk. im allgemeinen, indem ein gemeinsames Zwischenprodukt mit verschiedenen Reaktionsteilnehmern weiterreagieren oder zerfallen oder sich — gegebenenfalls unter Stabilisierung — umlagern kann. Der unter den gegebenen Bedingungen schnellste der parallel laufenden Prozesse bestimmt die Hauptreaktion, die übrigen führen zu Nebenreaktionen. Die Gl. III gelten natürlich nur für jede Einzelreaktion, nicht summarisch für eine zusammengesetzte. Bei den meisten chemischen Prozessen treten Gegen-, Folge- und Nebenreaktionen zugleich auf, so daß die chemische Kinetik weit kompliziertere Probleme zu bewältigen hat als die chemische Statik.

II. Variable Temperatur.

Beim absoluten Nullpunkt ist jede chemische RG gleich Null. Mit steigender Temperatur nimmt jede einfache RG zu. Die Änderung des Quotienten k''/k' (Gl. III) mit der Temperatur ist thermodynamisch als die von K durch die Gleichung

$$k''/k' = C \cdot e^{-\frac{Q}{RT}} \quad (\text{IVa})$$

(vergl. „Gasgleichgewichte“ Gl. Va) bestimmt, wo Q die Wärmetönung der Rk., R die Gaskonstante ist und C näherungsweise eine Konstante darstellt. Gl. IVa ist dadurch erfüllt, daß für die einzelnen k -Werte gleichgebaute Formeln gelten, deren Glieder den Bedingungen $C''/C' = C$ und $Q'' - Q' = Q$ (IVb) unterliegen. Die Differenz der kritischen Energien Q'' und Q' , die den Temperaturanstieg der Gegen- und Hinreaktion bestimmen, ist also gleich der Reaktionswärme. Ihre Einzelwerte pflegen in der Größenordnung von Reaktionswärmen zu liegen. Eine besonders eingehende Prüfung dieser Beziehungen ist an der Rk. $\text{H}_2 + \text{J}_2 \rightleftharpoons 2\text{HJ}$ erfolgt. Entsprechend den Gl. IV nehmen die RGG im allgemeinen mit der Temperatur rapide, und zwar geometrisch bei arithmetischen Temperaturschritten, zu. Für mittlere Temperaturen gilt die erweiterte van t'Hoff'sche RGT-Regel, wonach bei einer Erhöhung der Temperatur um 10°C die RG um das 1,4- bis 7fache, meist um das 2- bis 3fache ansteigt. Auf der Reaktionsbeschleunigung durch die mit exothermen Rkk. verbundene Temperatursteigerung beruhen die Explosionen (s. d.).

III. Kinetische Theorie.

In der Gleichung für die Konstante der bimolekularen Rk. (s. Gl. IIIa) $k' = C e^{-\frac{Q}{RT}}$ (IVc) ist nach der kinetischen Theorie C' im Wesentlichen der Umrechnungsfaktor der Konz. von A und B in deren Stoßzahl. Da diese nur mit der Wurzel aus der Temperatur wächst, ergibt sich C' gegenüber der e -Funktion des Ausnutzungsfaktors in der Tat als nahezu temperaturkonstant. Die auf das Einzelmolekül umgerechnete kritische Energie Q' faßt man als die Mindest-

energie auf, die nötig ist, um das Reaktionsknäuel der zusammenstoßenden Moleküle zu aktivieren, d. h. aus dem trägen Normalzustande über die reaktionshemmende Energieschwelle hinweg in den Zustand zu heben, von dem aus die Rk. — sei sie als Ganzes exotherm oder endotherm — als exotherme freiwillig abrollen kann. Diese „Aktivierungswärme“ wird durch die Flugenergie und innere (Schwingungs- und Rotations-) Energie der zusammenstoßenden reaktionsfähigen Moleküle geliefert. (Über die Energiezufuhr und -abgabe durch Strahlung und Energiespeicherung durch Elektronen vgl. „Photochemie“.) Der starke Anstieg der RG mit der Temperatur beruht nun auf der Zunahme der Anzahl Moleküle, deren Relativenergie mindestens gleich der auf ein Molekül umgerechneten Aktivierungswärme ist. Nach dem Maxwell'schen Verteilungssatz ist die relative Zahl dieser in aktivem oder angeregtem Zustand befindlichen Moleküle gerade durch den

Ausnutzungsfaktor $e^{-\frac{Q'}{RT}}$ der Gl. IVc gegeben. Auch für monomolekulare Prozesse gilt Gl. IVc; nur bedeutet C' hier keine Stoßzahl, sondern eine innere Reaktionswahrscheinlichkeit, und die Aktivierungswärme wird dem reagierenden Einzelmolekül durch Stöße beliebiger Fremdmoleküle zugeführt. In der hohen Aktivierungswärme ist die Reaktionshemmung begründet, die bewirkt, daß z. B. Knallgas bei gewöhnlicher Temperatur, wo es thermodynamisch ganz instabil ist, praktisch doch unbegrenzt beständig oder, wie man sagt, metastabil ist. Meist beruht die Beschleunigung einer Rk. durch Katalyse (s. d.) auf einer Herabsetzung der Aktivierungswärme. Für Rkk. zwischen Ionen und Atomen und exotherme Rkk. zwischen Atomen und Molekülen ist die Aktivierungswärme sehr klein und folglich der Ausnutzungskoeffizient groß. Darauf beruht die Reaktionsfähigkeit von Elementen in statu nascendi, d. h. während des kurzdauernden Zustandes ihrer Entstehung in Form einzelner Atome.

Allerdings scheint selbst im Falle einer Aktivierungswärme Null der Ausnutzungskoeffizient nicht die Größe 1 ganz zu erreichen, vermutlich infolge eines sterischen Faktors, der dem Umstande Rechnung trägt, daß nur bei Berührung der „empfindlichen Bezirke“ im Stoß Rk. eintritt.

Treten mehrere Moleküle oder Atome zu einem einzigen Molekül zusammen, so entsteht zunächst ein Quasimolekül, das seinen aus Reaktions- und Flugenergie zusammengesetzten hohen Energieinhalt im allgemeinen aus quantentheoretischen Gründen weder abstrahlen noch speichern kann und daher in äußerst kurzer Zeit wieder auseinanderfliegen muß, wenn nicht im Dreierstoß ein rechtzeitig auftreffendes indifferentes Molekül den Energieüberschuß als kinetische Energie aufnimmt. Daher verlaufen solche Rk. im verdünnten Gaszustand langsamer als unter Umständen, die reichliche Gelegenheit zum Dreierstoß geben, also unter gewöhnlichem Druck, an der Oberfläche der Gefäßwände oder gar in Lösung (s. Katalyse). Entstehen bei einer Rk. mehrere Moleküle, so erübrigt sich ein Dreierstoß, weil beliebige Energiebeträge in deren relative Flugbewegung gesteckt werden können.

IV. Meßmethoden.

Die kinetische Aufklärung einer Rk. erfordert die Beobachtung ihres Verlaufs über einen möglichst breiten Bereich und eine weitgehende Variation aller bestimmenden Faktoren (Konz., Druck, Temperatur), besonders auch der möglicherweise katalytisch wirksamen Einflüsse (Fremdstoffe, Gefäßwände, Lösungsmittel). Häufig, besonders bei Gasen, muß man zur Erzielung einer gut meßbaren RG höhere Temperaturen anwenden.

Bei langsamen Rkk. in Lösung stellt man den Fortschritt der Rk. durch laufende Analysenproben fest; bei schnelleren bringt man vor der Analyse die Rk. zu bestimmter Zeit durch plötzliche Änderung des Lösungsmittels (etwa Ansäuern einer alkalischen Lösung) oder durch plötzliche Abkühlung zum Stillstand. Im Gasraum arbeitet man nach den unter „Gasgleichgewichte, Meßmethoden, Gruppe 1 und 2“ geschilderten Verfahren: Bei Rkk., die mit Änderung der Molekülzahl verlaufen, verfolgt man die zeitliche Druckänderung bei konstantem Volumen und Temperatur, sonst hält man das Reaktionsgemisch meist eine gemessene Zeitlang auf der Reaktionstemperatur und schreckt es zum Zweck der Analyse möglichst schnell auf Zimmertemperatur ab. Dabei ist zu erstreben, daß die Temperatur, bei der das Reaktionsgemisch einfriert, d. h. praktisch aufhört sich zu verändern, mit der Reaktionstemperatur zusammenfällt.

B. Heterogene Systeme.

Heterogene Rkk. sind dadurch gekennzeichnet, daß sie sich an Phasengrenzflächen abspielen und zu deren Zerstörung oder Vergrößerung bzw. Neubildung führen. Da das gleiche für physikalische Aggregatzustandsänderungen gilt, sind beide Arten von Vorgängen kinetisch einander oft sehr ähnlich, wie ja auch die Gleichgewichtslehre für beide eng verwandt ist. Aus der großen Zahl der Möglichkeiten können hier nur wenige herausgegriffen werden: Die Bildung eines Kondensats durch eine im Gasraum oder in Lösung stattfindende Rk. ebenso wie die chemische Umsetzung in einer festen Phase oder die Umwandlung einer festen Modifikation in eine andere werden wesentlich durch dieselben Gesetze der Kondensations- bzw. Kristallisationsgeschwindigkeit (s. d.) beherrscht, die die Abscheidung eines Kondensats aus seinem unterkühlten Dampf, seiner übersättigten Lösung, oder eines festen Körpers aus seiner Schmelze regeln. Nur geht bei chemischen Prozessen gegebenenfalls statt Druck oder Konz. das Produkt der Partialdrucke oder Einzelkonz. der reagierenden fluiden Stoffe gemäß der bestehenden Reaktionsordnung in die Gleichung der RG ein. Häufig tritt bei der Bildung eines festen Stoffes zunächst dessen labile Modifikation auf, die sich weiterhin, bald sehr rasch, bald unmeßbar langsam, in die stabile Form umwandelt. Bekannte Beispiele dieser „Ostwaldschen Stufenregel“ sind die Fällung von HgJ_2 , das zunächst gelb erscheint und schnell rot wird, und die Kondensation von Phosphordampf zu labilem farblosem anstatt zu stabilem violetter Phosphor. Auf die Zersetzung eines Kondensats unter Gasentwicklung ($\text{CaCO}_3 \rightarrow \text{CaO} + \text{CO}_2$) sind die Gesetze der Verdampfungsgeschwindigkeit (s. d.) anwendbar.

Bei der Vergasung oder Auflösung eines Kondensats durch Angriff eines Gases oder einer Flüssigkeit (Lösung) geht die Rk. an der Oberfläche des Kondensats in einer Grenzschicht vor sich, zu der hin der reagierende fluide Stoff mittels Diffusion durch das abdiffundierende Reaktionsprodukt hindurch gelangen muß. Die RG ist hier proportional der Größe der Grenzfläche und der Konz. des einwirkenden fluiden Stoffes. Im Reaktionsmechanismus wirken Diffusionsgeschwindigkeit (DG) und eigentlich chemische

Reaktionsgeschwindigkeit (RG') zusammen. Bei der Einwirkung von Gasen ($\text{C} + \text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO}$) ist die DG meist groß gegen die RG'; die RG' ist also für den Fortgang der Rk. bestimmend, und die RG der Gesamtreaktion hat den hohen Temperaturkoeffizienten homogener Rkk. Beim Angriff einer Flüssigkeit auf ein Kondensat ist meist die RG' sehr groß, die DG dagegen gering und daher maßgebend für den Reaktionsverlauf (Auflösung von Magnesia in Säure). Die RG solcher Prozesse ist analog der Auflösungs geschwindigkeit fester Körper in indifferenten Lösungsmitteln (s. d.) zu behandeln: Die Reaktionsgeschwindigkeitskonstante ist gleich dem Quotienten aus dem Diffusionskoeffizienten des reagierenden Stoffes und der Dicke der Grenzschicht, innerhalb deren die Konz. des angreifenden Stoffes durch die hohe RG' praktisch auf Null herabgesetzt ist. Die Gesamtreaktion hat den geringen Temperaturkoeffizienten der Diffusionsgeschwindigkeit. Durch Umrühren kann die Dicke der Grenzschicht herabgesetzt und somit die Rk. beschleunigt werden. *K. Wohl.*

Näheres s. Die Lehrbücher der physikalischen Chemie; Hinshelwood, Chemical change in gaseous reactions. Oxford 1929.

Reaktionsgeschwindigkeitskonstante, Reaktionshemmung s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Reaktionsisochore, Reaktionsisotherme s. Gasgleichgewichte.

Reaktionskraft s. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Reaktionsmotor s. Elektromotoren.

Reaktionsordnung s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Reaktionsturbine s. Turbine.

Reaktionsvorgänge, molekulare s. Quantenkinetik.

Réaumur'sche Skale s. Temperaturskalen. In dieser Skale wird das Fundamentalintervall eines Thermometers zwischen Eispunkt und Wassersiedepunkt in 80 Teile geteilt. Réaumur (1730), ein Pariser Zoologe, bediente sich eines Alkohol-Wassergemisches als Thermometerflüssigkeit und beabsichtigte, diejenige Temperaturdifferenz, bei der sich das Volumen der genannten Flüssigkeit um ein Tausendstel änderte, als ein Grad zu bezeichnen.

Henning.

Rechte Handregel. Sie dient dazu, in leicht merkbarer Form den Richtungssinn festzulegen, in welchem eine Magnetnadel durch einen elektrischen Strom abgelenkt wird und lautet: Durchfließt der Strom die rechte Hand vom Handgelenk in Richtung auf die Fingerspitzen, so bewegt sich der Nordpol der Magnetnadel in Richtung des ausgestreckten Daumens, wenn die innere Handfläche der Nadel zugekehrt ist. Vgl. auch Amperesche Schwimmerregel. *K. Pohlhausen.*

Rechtwendige Abbildung = Abbildung ohne Spiegelverkehrung.

Recken. Die plastische Formänderung von Metallen wird als Recken oder Kneten bezeichnet. Ihre Möglichkeit beruht auf der kristallographischen Gleitfähigkeit der Metallkristalle. Geometrisch ist sie deshalb als ein System von Biegleitungen aufzufassen.

Wenn das Recken unterhalb der Rekrystallisationstemperatur des Materials geschieht, führt es zu einer mechanischen Verfestigung des Materials und wird als Kaltreckung bezeichnet. Wenn es bei höheren Temperaturen durchgeführt wird, führt es nicht zu nennenswerten Verfestigungen und wird als Warmrecken bezeichnet.

Die Verfestigung äußert sich darin, daß die Härte bis um ca. 150%, die Festigkeit bis um ca. 100% und Elastizitätsgrenze bis um etwa 2000% erhöht werden, während die Dehnung und allgemeiner die Geschmeidigkeit sinken. Die Ursache der mechanischen Verfestigung liegt wesentlich in einer Erschwerung der Gleitung infolge einer Verwirrung der Gleitliniensysteme im Verlaufe des Rechnungsvorgangs. Bei dem Warmrecken tritt die Verfestigung nicht in Erscheinung, da sie durch die Rekristallisation (vgl. d.) beseitigt wird.

G. Masing.

Reckung s. Plattentheorie.

Recorder s. Siphonrecorder und Drehspulschneid-schreiber.

Redetechnik s. Stimmorgan.

Reduktion, Reduktionsketten s. Oxydation.

Reduktionspotential s. Oxydation.

Reduktoren s. Drosselröhren.

Reduzierte Breite s. Breite.

Reduzierte Größen s. Übereinstimmende Zustände.

Reduziertes Auge s. Auge.

Reedschraube ist eine schnellaufende Luftschraube mit besonders dünnen Profilen, bei denen geringere Übergeschwindigkeiten auf der Saugseite auftreten als bei dickeren und eine günstigere Gleitzahl erreicht werden kann.

Eisner.

Reelles Bild s. Gaußsche Abbildung.

Referenzellipsoid. Da das Geoid so komplizierte Krümmungsverhältnisse besitzt, daß dasselbe einer mathematischen Behandlung unzugänglich ist, ersetzt man es durch eine einfache geometrische Fläche, ein Rotationsellipsoid, von geeigneten Dimensionen. Auf diesem denkt man sich die Triangulierungsnetze ausgebreitet, und die Reduktion desselben wird mit den Krümmungsverhältnissen dieser Fläche durchgeführt. Die Fläche verläuft immer in der Nähe des Geoides und die Lage der Geoidpunkte wird dann auf diese Fläche bezogen. Sie ist also eine Bezugs- oder Referenzfläche. Die gebräuchlichste Bezugsfläche ist das Besselsche Erdellipsoid (s. Triangulierung).

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie.

Reflektor s. Spiegelteleskop.

Reflexion des Lichtes. Allgemeines. Weißes Licht, d. h. Strahlen aller Arten des sichtbaren Lichts enthaltendes Licht, das aus einem durchsichtigen Mittel auf einen durchsichtigen oder einen undurchsichtigen Körper auftrifft, wird an diesem teilweise oder, in seltenen Fällen völlig zurückgeworfen. Nur durch diesen optischen Vorgang wird die große Zahl der uns umgebenden nicht selbst leuchtenden Körper uns überhaupt sichtbar.

Werden von einem vom Lichte getroffenen Körper alle Wellenlängen des auffallenden Lichts in gleichem Verhältnisse zurückgeworfen, so erscheint er uns weiß, grau oder schwarz; dagegen nennen wir einen Körper farbig, der einen Teil der auffallenden Strahlung stärker zurückwirft als den Rest; über die Lehre von den Farben s. u. „Farbe“. — So erleidet also ein weißes Strahlenbündel bei der Reflexion erhebliche Änderungen; aber auch ein einfarbiges aus „homogener Strahlung“ bestehendes Strahlenbündel verändert bei der Reflexion seine Beschaffenheit. Trifft ein solches auf ein zweites durchsichtiges Mittel von anderer Beschaffenheit, so spaltet es sich an der Grenze in zwei ungleiche Teile, die von der ge-

troffenen Stelle aus sich mit plötzlich veränderter Richtung fortbewegen: der eine Teil dringt in das zweite Mittel ein und pflanzt in diesem in einer im allgemeinen neuen Richtung sich fort, — gebrochenes Licht, der andere Teil bleibt im ersten Mittel; er wird also in dieses zurückgeworfen — reflektiertes Licht. Von den Gesetzen, nach denen der gebrochene Strahl verläuft, handelt der Abschnitt Lichtbrechung (s. d.). Betrachtet man die Erscheinungen der Reflexion des Lichtes allgemeiner, so kann man zwei grundverschiedene Arten der Reflexion erkennen. Regelmäßige Reflexion findet statt, wenn alle Strahlen eines Büschels, die auf eine Trennungsfäche zweier Mittel auffallen, das Reflexionsgesetz: Einfallswinkel = Reflexionswinkel, befolgen; bei der regelmäßigen Reflexion kann man auch nach der Reflexion noch die Form der Lichtquelle erkennen oder sichtbar machen. Dagegen spricht man von diffuser Reflexion, wenn die Strahlen unregelmäßig zerstreut, d. h. unabhängig vom Einfallswinkel mehr oder weniger gleichförmig nach allen Seiten zurückgeworfen werden.

A. Regelmäßige Reflexion.

1. Reflexion an der ebenen Trennungsfäche zweier durchsichtigen Mittel. Errichtet man in dem Einfallspunkte des Strahles auf der Trennungsfäche den beiden Mittel das Lot, so liegen nach dem ersten Grundgesetze der Reflexion der einfallende Strahl, das Lot und der reflektierte Strahl in einer und derselben Ebene, der sog. Einfallsebene des Lichts. Der Winkel zwischen dem einfallenden Strahle und dem Lot heißt, wie oben erwähnt, der Einfallswinkel, derjenige zwischen dem reflektierten Strahle und dem Lot der Reflexionswinkel. Nach dem zweiten Grundgesetz der Reflexion ist der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel. Bei senkrechtem Einfall (Einfallswinkel = Reflexionswinkel = Null) kehrt der Strahl in sich selbst zurück, ein Fall, der z. B. bei Interferenz-Meßinstrumenten, wie dem Fizeau-Abbeschen Dilatometer, dem Michelsonschen Interferometer, dem Löweschenschen Grubengasmesser und dem Interferenz-Komparator nach Kösters vorliegt. Der Einfallswinkel ist nahezu gleich Null an dem Spiegel aller Apparate mit Autokollimation (der Ablesefernrohre, Spektroskope, Interferometer), bei denen ein und dasselbe Fernrohr als Kollimator zur Erzeugung eines parallelstrahligen Büschels und als Beobachtungs- oder Meßfernrohr dient. Von der auf die ebene Trennungsfäche zweier durchsichtiger Mittel auffallenden Strahlung wird in der Regel nur ein Teil reflektiert, der andere dringt, wie oben erwähnt, in das zweite Mittel ein. Die Richtungen des einfallenden und des gebrochenen Strahles, gemessen gegen das Einfallslot sind durch das Snelliussche Brechungsgesetz verbunden, in dem mit n_1 und n_2 die Brechungsquotienten des ersten und des zweiten Mittels, und mit i_1 der Einfallswinkel, mit i_2 der Brechungswinkel bezeichnet sind:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

Ehe wir die Ergebnisse photometrischer Messungen des reflektierten Anteils betrachten, sei auf eine theoretische Ableitung derselben Größe hingewiesen. Nach Fresnels Theorie der Spiegelung und Brechung polarisiertem Lichts, die z. B. in Chwolsons Lehrbuch der Physik (Bd. II, Abt. 2, S. 712 ff. der von Gerhard Schmidt 1922 herausgegebenen 2. Auflage) knapp und verständlich dargestellt ist, ergibt sich der folgende Zusammenhang

zwischen der Lichtintensität J des auffallenden und derjenigen (J_r) des reflektierten Strahles

$$(2) \quad J_r = J \cdot \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{\sin^2 (i_1 - i_2)}{\sin^2 (i_1 + i_2)} + \frac{\operatorname{tg}^2 (i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2 (i_1 + i_2)} \right\}$$

In dem praktisch wichtigen Falle des senkrechten Einfalls ($i_1 = i_2 = 0$) des Lichtes auf die Trennungsfäche beider Mittel, wie er z. B. bei dem Durchgange des Lichts durch eine planparallele Fensterplatte, oder durch die erste und die letzte Fläche eines 90° Reflexionsprismas vorliegt, vereinfacht die Beziehung sich zu der Formel

$$(3) \quad J_r = J \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 = J \cdot \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2,$$

worin für den üblichen Fall einer Glasplatte oder eines Glasprismas in Luft für den Brechungsindex der Luft der Wert 1, und für den auf Luft bezogenen Brechungsindex des Glases der Wert n gesetzt ist. Aus Gleichung 3 ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Intensität des reflektierten Lichts und

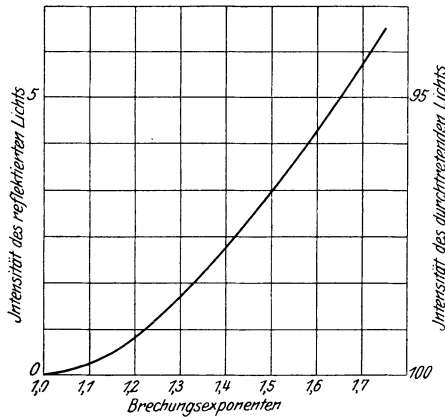


Fig. 1. Reflektierter Anteil (in % der auffallenden Strahlung), abhängig vom Brechungsindex.

dem Brechungsindex bei senkrechtem Einfall auf eine polierte Fläche, wie er in Fig. 1 dargestellt ist. Aus der Kurve kann man entnehmen, daß eine in Luft befindliche planparallele Platte vom Brechungsindex 1,5 von der auffallenden Strahlung $2 \times 4 = 8$ Prozent zurückwirft, bei einer Platte aus Flintglas von $n = 1,65$ ergibt sich der „Reflexionsverlust“ zu 10%. Photometrische Messungen haben die theoretisch abgeleiteten Werte bestätigt. In zusammengesetzten optischen Instrumenten, z. B. in Prismenfeldstechern, wachsen die Reflexionsverluste mit der Zahl der reflektierenden Linsen- und Prismenflächen so an, daß sie bei der Konstruktion nicht vernachlässigt werden dürfen.

erteilt man in Gleichung 2 dem Verhältnis der Brechungsquotienten $\frac{n_1}{n_2}$ den festen Wert 1,50, wie er z. B. dem Brechungsquotienten eines Prismenglases in Luft entspricht, und läßt den Einfallswinkel i_1 alle Werte von $0-80^\circ$ annehmen, so ergibt sich für die Abhängigkeit der Intensität des reflektierten Lichts vom Einfallswinkel die mittlere der drei Kurven in Fig. 2. Bis zu einem Einfallswinkel von 30° werden rund 4, erst bei 45° 5% des auffallenden Lichts reflektiert. In einem Bündel paralleler Strahlen ist eine planparallele oder wenn richtig in den Strahlengang eingeschaltet, auch eine schwachkeilige Glasplatte mit sauber

auspolierten Flächen, die mittels einer Meßschraube gedreht werden kann, durch den mit wachsendem Einfallswinkel stark zunehmenden Anteil des reflektierten Lichtes ein Hilfsmittel für photo-

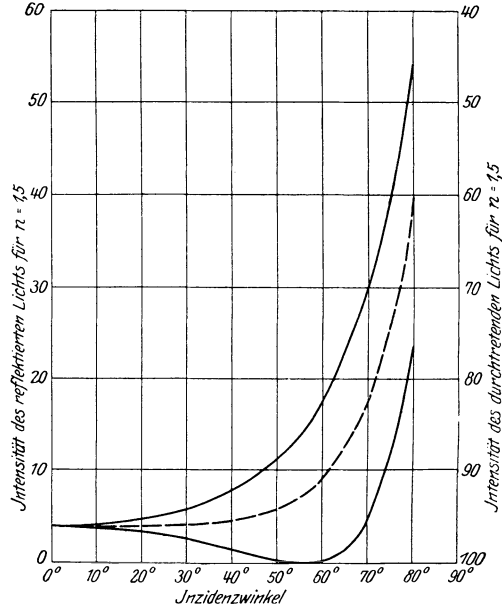


Fig. 2. Reflektierter Anteil (in % der auffallenden Strahlung), abhängig vom Einfallswinkel, die mittlere Kurve gilt für natürliches Licht, die obere \parallel der Einfallsebene, die untere für \perp zur Einfallsebene polarisiertes Licht.

metrische Messungen, zum mindesten ein Mittel, um zwei Felder auf gleiche Helligkeit zu bringen. Ein eigentliches eingebürgertes Photometer hat sich aus diesem Meßprinzip nicht entwickelt. Von der verhältnismäßig geringen Helligkeit der an unbelegten Glasspiegeln reflektierten Bilder macht man bei der Beobachtung sehr heller Lichtquellen Gebrauch, z. B. in astronomischen Fernrohren bei der Beobachtung der Sonne; eine unbelegte Platte reflektiert unter 45° etwa ein Zehntel der Intensität, eine zweite davon wieder ein Zehntel usw. So liefern also z. B. drei unbelegte richtig angeordnete Spiegel ein Bild, das auf ein Tausendstel der anfänglichen Helligkeit verdunkelt ist. Über die Verwendung des an der Oberfläche nahezu undurchsichtiger Flüssigkeiten, wie Sirup, Melasse, Teer, Erdöl gespiegelten Lichts zur Messung von deren Lichtbrechung (s. d.).

2. Reflexion an Metallen; vgl. auch Metallreflexion. Man bezeichnet den reflektierten Anteil der senkrecht auf eine zu Hochglanz polierte, ebene Metallfläche fallenden Strahlung mit dem Namen Reflexionsvermögen, und zwar wird das Reflexionsvermögen in Prozenten der auffallenden Strahlung ausgedrückt. Während nach dieser Definition dem Kronglase ein Reflexionsvermögen $R = 4\%$ zukommt, liegen nach den Messungen von E. Hagen und H. Rubens für Metalle im sichtbaren Spektrum die Werte von R zwischen 30 und 95%. Über die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Wellenlänge gibt die nebenstehende Tabelle lehrreiche Auskunft.

Reflexionsvermögen einiger Metalle in Prozenten der auffallenden Strahlung. Zu der Tabelle S. 1013 seien nur noch drei Be-

Das Reflexionsvermögen in Prozenten der auffallenden Strahlung.

Wellenlängen in $\mu\mu$	251	288	305	316	326	338	357	385	420	450	500	550	600	650	700	800
Silber (frisch)	34,1	21,2	9,1	4,2	14,6	55,5	74,5	81,4	86,6	90,5	91,3	92,7	92,6	93,5	94,6	96,3
Silber (alt)	17,6	14,5	11,2	5,1	8,0	41,1	55,7	65,0	73,0	81,1	83,9	85,0	86,3	88,6	—	91,6
Platin	33,8	38,8	39,8	—	41,4	—	43,4	45,4	51,8	54,7	58,4	61,1	64,2	66,3	69,0	70,3
Nickel	37,8	42,7	44,2	—	45,2	46,5	48,8	49,6	56,6	59,4	60,8	62,6	64,9	65,9	68,8	69,6
Stahl (ungehärtet)	32,9	35,0	37,2	—	40,3	—	45,0	47,8	51,9	54,4	54,8	54,9	55,4	55,9	57,6	58,0
Gold	38,8	34,0	31,8	—	28,6	—	27,9	27,1	29,3	33,1	47,0	74,0	84,4	88,9	92,3	94,9
Reinstes Handelskupfer	25,9	24,3	25,3	—	24,9	—	27,3	28,6	32,7	37,0	43,7	47,7	71,8	80,0	83,4	88,6
Rossesche (Brashear-																
sche) Legierung 68,2																
Cu + 31,8 Sn	29,9	37,7	41,7	—	—	—	51,0	53,1	56,4	60,0	63,2	64,0	64,3	65,6	66,8	71,5
Schroedersche Legie-																
rung Er. 1 66 Cu +																
22 Sn + 12 Zn	40,1	48,4	49,8	—	54,3	—	56,6	60,0	62,2	62,6	62,5	63,4	64,2	65,1	67,2	71,5
Machsches Magnalium																
69 Al + 31 Hg	67,0	70,6	72,2	—	75,5	—	81,2	83,9	83,3	83,4	83,3	82,7	83,0	82,1	83,3	84,3
Brandes Schöne-																
mannsche Legierung																
41 Cu + 26 Ni + 24																
Sn + 8 Fe + 1 Sb	35,8	37,1	37,2	—	39,3	—	43,3	44,3	47,2	49,2	49,3	48,3	47,5	49,7	54,9	63,1

merkungen gemacht. Das Machsche Magnalium ist wegen seiner geringen Widerstandsfähigkeit gegen Wasser aus der Technik wieder verschwunden, was wegen seines hohen und in allen Spektralbereichen ziemlich gleichmäßigen Reflexionsvermögens sehr zu bedauern ist. Silber hat bei $\lambda = 316 \mu\mu$ ein äußerst geringes Reflexionsvermögen; es kann geradezu als ideales monochromatisches Lichtfilter dienen und ist für astronomische Zwecke in der Tat so benutzt worden. Auf das hohe Reflexionsvermögen des Siliciums im Ultraviolett sei noch kurz verwiesen. Zwischen dem hohen Reflexionsvermögen massiver Metallspiegel und dem geringen des Glases lassen sich alle nur wünschenswerten Abstufungen herstellen in Form von spiegelnden Niederschlägen dünner Metallhäutchen auf Glasspiegeln; durch das Verfahren der Kathodenzerstäubung ist man in der Wahl der Metalle weniger beschränkt als früher.

Von erheblicher wissenschaftlicher Bedeutung sind diese „halbdurchlässigen“ Versilberungen für die Erzeugung scharfer Interferenzringe im Michelsonschen und im Fabry-Perotschen Interferometer geworden, das u. a. zur Auswertung des Meters in Wellenlängen gedient hat. — Über Änderungen des Polarisationszustandes bei der Reflexion an Metallen s. Abschnitt 5.

3. Die Totalreflexion. Das Snelliussche Brechungsgesetz (s. o.) ordnet scheinbar jedem einfallenden Strahle einen gebrochenen zu. Dieser Satz gilt aber ohne die Einschränkung nur für den Übergang des Lichts aus einem Mittel geringerer Lichtbrechung in das höher brechende Mittel. Betrachten wir einen umgekehrt verlaufenden Strahl (Fig. 3), und lassen dessen Einfallswinkel der Reihe nach die Werte i_1, i_2, i_3 usw. annehmen, so entsprechen, falls man dem Diagramme das Verhältnis $n_1:n_2 = 1,50$, wie es z. B. beim Übergange von Licht aus einer Kronglasplatte in die Luft entspricht, zugrunde legt, den Einfallswinkeln angehöret die mit gleicher Nummer versehenen Brechungswinkel i'_1, i'_2, i'_3 usw.; außerdem wird von jedem Strahle ein reflektierter Anteil abgespalten. Der Brechungswinkel $i'_4 = 80^\circ$ ist bis auf 10° bereits an den größten möglichen Brechungswinkel (90°) herangekommen. Für den letzteren schreibt die Gleichung sich wie folgt:

(4) $n_1 \cdot \sin i_5 = n_2 \cdot \sin 90^\circ = n_2 \cdot 1$ oder, nach i_5 aufgelöst,

(5) $\sin e = \sin i_5 = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{1,50} = 0,6667,$

d. h. es ist $e = 41^\circ 48'$. Dieser ausgezeichnete Wert e des Einfallswinkels führt den Namen Grenzwinkel der totalen Reflexion, da allen Strahlen, die

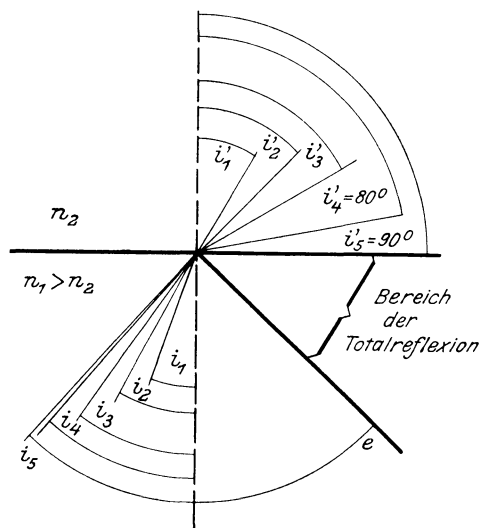


Fig. 3. Übergang des Lichts aus dem optisch dichteren Mittel (n_1) in das optisch dünnere (n_2); i_1 wird nach i'_1 gebrochen usw.; die nach dem Mittel n_1 reflektierten Anteile sind zur Übersicht nicht gezeichnet. Nur für den Strahl i_5 , dem der streifend austretende Strahl $i'_5 = 90^\circ$ entspricht, ist der reflektierte „Grenzstrahl“ e gezeichnet.

unter einem größeren Winkel als dem genannten Grenzwerte einfallen, das Brechungsgesetz keinen gebrochenen Strahl zuordnen kann, mit anderen Worten, da alle diese Strahlen mit ihrer vollen Intensität in das Mittel 1 zurückgeworfen, „total“ reflektiert werden.

Wie Gleichung 5 lehrt, hängt der Wert des Grenzwinkels e von dem relativen Brechungsindex des Mittels 1 gegen das Mittel 2 ab; der in dem Beispiele berechnete Winkelwert gilt daher nur für diejenige Wellenlänge, bei der $\frac{n_1}{n_2}$ gerade = 1,50 ist. Für jede andere Farbe hat aber dieses Verhältnis und somit der Grenzwinkel einen etwas anderen

Wert. Um die Erscheinung der Totalreflexion sichtbar zu machen, muß man Strahlenbüschel von endlicher Ausdehnung benutzen, die ausreicht, um die Pupille des Auges des Beobachters mit dem totalreflektierten Lichte zu erfüllen; nach den Erfahrungen von C. Pulfrich muß die reflektierende, eben geschliffene und polierte Fläche des Objekts (Kristallsplitter) mindestens $\frac{1}{2}$ qmm groß sein. Dann reicht der Durchmesser des vergrößerten Bildes, das vom Kristalle durch das Okular des verkleinernden Fernrohres des Abbe-Pulfrichschen Kristallrefraktometers in der Austrittspupille entworfen wird, aus, um die Pupille des Beobachters auszufüllen und man erblickt eine Grenzlinie von überraschender Schärfe. Um die Entstehung einer Grenzlinie zu erklären, genügt es nicht, von einem Einfallspunkte mit seinem Grenzstrahle zu allen anderen der gezeichneten Trennungslinie zwischen den beiden Mitteln überzugehen und dann eine Anzahl Ebenen parallel der Zeichnungsebene auf diese geschichtet sich vorzustellen, so daß man von der Trennungslinie zu einer ebenen, endlich ausgedehnten Trennungsfläche der beiden Mittel, und zu einem räumlichen Büschel paralleler Grenzstrahlen gelangt, die alle denselben Winkel e mit der Normalen der Trennungsfläche bilden, aber auch der Ebene der Zeichnung parallel sind. Denn ein solches Strahlenbüschel liefert in der Brennebene des Beobachtungsfernrohres nur einen Punkt. Man muß vielmehr bedenken, daß die Gesamtheit aller von einem Einfallspunkte ausgehenden Strahlen, die mit der im Einfallspunkte errichteten Normalen denselben (Grenz-) Winkel bilden, auf einem Kegelmantel liegen, d. h. eine zweifache Mannigfaltigkeit bilden; erst deren Bild ist eine bei genügend großem Gesichtsfeld des abbildenden Objektivs geschlossene Grenzkurve, von der freilich ein Fernrohr in den Refraktometern immer nur einen Teil zeigen kann. Die Grenzkurven eignen sich durchaus zur Projektion und zur Veranschaulichung der Doppelbrechung sowie des Polarisationszustandes der einzelnen Grenzkurven von Kristallen. Auf den in Gleichung 5 ausgedrückten Zusammenhang zwischen dem Grenzwinkel e und dem Verhältnisse $n_1:n_2$ der Brechungsquotienten der beiden sich berührenden Mittel hat E. Abbe die Konstruktion einer Gruppe von optischen Meßinstrumenten zur Bestimmung der Lichtbrechung und Farbenzerstreuung fester und flüssiger Körper gegründet, die im Laufe von 25 Jahren sich eine große Bedeutung errungen haben, es sind die technischen Refraktometer (s. d.).

Die Theorie der Totalreflexion behandelt auf Grund eigener Studien P. Drude in Kapitel II seines Lehrbuches der Optik.

4. Polarisation des Lichts bei der Reflexion (vgl. Polarisiertes Licht). Denkt man sich mit Fresnel gewöhnliches Licht aus gleichen Mengen von in zwei aufeinander senkrechten Ebenen polarisiertem Lichte bestehend, so bleibt das Verhältnis der Mengen der beiden Lichtarten bei der Reflexion an einer ebenen Oberfläche eines isotropen Körpers nicht ungeändert. Der Grad dieser Änderung hängt von dem Einfallswinkel des Lichts ab. Es gibt einen bestimmten Einfallswinkel, bei dem nach Brewster der reflektierte Strahl in der Einfallsebene vollständig polarisiert ist, d. h. nur in einer der Ebene des Spiegels parallelen Ebene schwingt; dies hindert jedoch nicht, daß ein Teil des Lichts nach dem Brechungsgesetze in den reflektierenden Körper eindringt; dagegen können

bei diesem besonderen Einfallswinkel Schwingungen, die in der Einfallsebene selbst erfolgen, gar nicht reflektiert werden, sie werden alle gebrochen (Fig. 4).

Der besondere Einfallswinkel Φ ist bestimmt durch die Gleichung $\operatorname{tg} \Phi = n$ und heißt der Winkel der totalen Polarisation.

Aus der Rechnung:

$$(6) \quad \begin{aligned} \sin \Phi &= n \sin i_1'; \quad n = \operatorname{tg} \Phi \\ \sin \Phi &= \operatorname{tg} \Phi \cdot \sin i_1' \end{aligned}$$

$$1 = \frac{\sin i_1'}{\cos \Phi} \text{ ergibt sich}$$

$$\sin i_1' = \cos \Phi, \text{ d. h.}$$

$$(7) \quad i_1' = 90^\circ - \Phi$$

in Worten: der reflektierte Strahl steht auf dem gebrochenen senkrecht.

Die soeben erwähnten Vorgänge bei der Reflexion des Lichts werden in zweierlei Weise nutzbar gemacht. Nörrenberg benutzt die Erscheinung, um aus gewöhnlichem Lichte, das er unter dem Winkel der totalen Polarisation auf Glasspiegel fallen läßt,

polarisiertes auszusondern (s. u. Polarisiertes Licht). Ferner ist die Tatsache verwertet worden, daß Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, also in der Einfallsebene schwingt

und das unter dem Einfallswinkel Φ auf eine ebene Oberfläche trifft, überhaupt nicht reflektiert wird, sondern ohne Reflektionsverlust gebrochen wird. Vgl. hierzu die untere der ausgezogenen Kurven in Fig. 2 dieses Artikels. Diese Eigenschaft des Lichts gibt die Möglichkeit, bei Spektroskopkonstruktionen mit mehreren Prismen die Reflexionsverluste durch Spiegelung an den Prismenflächen fast völlig zu vermeiden, während sonst die Steigerung der Dispersion mit den stark wachsenden Reflexionsverlusten teuer erkauft wird.

5. Unregelmäßige Reflexion. Hat ein Körper eine rauhe Oberfläche, so tritt an dieser keine Spiegelung des Lichtes ein, sondern sog. diffuse Reflexion. Den theoretischen Ableitungen liegt die Voraussetzung einer „vollkommen rauhen“ Oberfläche zugrunde, die das auf sie fallende Licht nach allen Seiten gleichmäßig verteilt. Mannigfache Experimentaluntersuchungen haben jedoch erwiesen, daß auch die besten matten Flächen, wie mattgeschliffenes Milchglas, Niederschlag von Magnesiumoxyd, gerauhter Gipsguß nicht vollkommen rau sind. Es ist nämlich bei senkrechtem oder wenigstens steilem Einfall des Lichts der beobachtete reflektierte Bruchteil kleiner als der errechnete, und bei schrägem Einfall erheblich größer als der von der Theorie geforderte. Praktisch ist selbst mit dem Begriffe der Albedo, der „Weiße“ einer Fläche, einer Konstanten, die angeben soll, welcher Bruchteil der auffallenden Intensität von einer diffus reflektierenden Fläche zurückgeworfen wird, nicht viel anzufangen, solange man die angegebenen Werte nicht durch Hinzufügung der Einfallswinkel ergänzt. Für „Glanzmessungen“

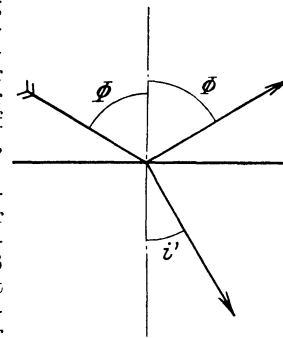


Fig. 4. Brewsters Winkel der totalen Polarisation: der reflektierte Strahl steht senkrecht auf dem gebrochenen.

an technischen Präparaten, wie Papier, Garn, Geweben, hat ein Zusatzgerät zum Pulfrichschen Stufenphotometer sich bestens bewährt. Sehr erwünscht wäre für photometrische Messungen eine leicht herstellbare und leicht zu reinigende Fläche von absolut gleichmäßiger Zerstreung des Lichtes; diesem Ideale kommt eine mit verbrennendem Magnesiumdraht „berußte“ Fläche am nächsten, aber auch nur, wenn dabei bestimmte Vorschriften eingehalten werden. Außerordentlich hohes Reflexionsvermögen, allerdings verbunden mit recht geringer seitlicher Streuung des Lichts, haben Flächen, die mit Aluminiumbronze gestrichen sind; sie dienen als Projektionswände für lichtschwache Erscheinungen, zur Projektion von Polarisationserscheinungen, stereoskopischen Bildern, Lumièreaufnahmen und mikroskopischen Präparaten.

F. Löwe.

Reflexion des Schalles. Es gelten hier, soweit der Wellentyp keine Rolle spielt und die Größenordnung der Wellen nicht in Betracht kommt, ebenso wie bei der Brechung des Schalles (s. d.) die gleichen Theorien und Gesetze wie beim Licht. Die Reflexionsrichtung ist — ebenso wie die Brechungsrichtung — durch das gleiche Gesetz wie in der Optik gegeben. Die Erklärung erfolgt auf der Grundlage des Huygensschen Prinzips (s. d.).

Die experimentelle Untersuchung ist durch die große Länge der Schallwellen sehr erschwert. Für Laboratoriumsversuche wählt man deshalb möglichst hohe Töne; z. B. das Uhricken im Brennpunkte eines Hohlspiegels, während im Brennpunkte eines in größerer Entfernung ihm gegenüberstehenden Hohlspiegels sich das Ohr des Beobachters befindet. Dieser Versuch erläutert gleichzeitig die Wirkung der „Flüstergewölbe“.

Reflexion findet nicht nur an festen und flüssigen Wänden statt, sondern auch an der Grenzschicht zweier verschiedenen gasförmigen Medien. Schöne Versuche hierüber rühren von Tyndall her, der mit Hilfe einer empfindlichen Flamme (s. d.) die Reflexion des Schalles an heißen Luftschichten u. dgl. zeigte. Auch in der freien Atmosphäre kommen vielfach Schallreflexionen vor. So kann ein Geräusch, das unter normalen Verhältnissen an einer bestimmten Stelle gut hörbar sein müßte, durch „akustische Wolken“ an dieser Stelle unhörbar werden (z. B. Fliegergeräusch), oder es können durch Reflexionen an akustischen Wolken Echos (s. d.) erzeugt werden.

Fessenden hat vorgeschlagen, das von einem Schallimpuls, der an der Oberfläche des Meereswassers erzeugt wird, am Meeresboden entstehende Echo zur Messung der Meerestiefe zu verwenden. Aus der Zeitdifferenz zwischen dem direkt gehörten Schall und seinem Echo läßt sich in einfacher Weise die Meerestiefe berechnen (Schallechomethode). Auch zur Luftlotung vom Luftschiff aus ist die Methode mit gutem Erfolg (Behm) angewendet worden.

Wird eine Schallwelle in einem Rohr entlang geleitet, so wird sie am Ende desselben reflektiert, gleichgültig, ob das Rohr geschlossen oder offen ist. Eine Verdichtung wird am geschlossenen Ende als Verdichtung, am offenen Ende als Verdünnung reflektiert. Wird das vorher offene Ende mit Watte verstopft, so findet nur noch sehr geringe Reflexion statt (s. auch Absorption des Schalles).

Über „selektive“ Reflexion s. Echo.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Reflexion eines Körpers s. Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen; Reflexion des Lichtes.

Reflexionsgitter s. Beugungsgitter.

Reflexionstöne nennt man erstens Töne, die dadurch zustande kommen, daß von einem Schallimpulse mehrere Reflexionswellen in regelmäßigen Zeitabständen von passender Größe zu dem Ohre des Beobachters gelangen. Wird z. B. in der Nähe eines Gitters ein Knall erzeugt, so wird der Schall von jedem Gitterstabe reflektiert, und es resultiert ein Ton, dessen Höhe von dem Abstände der Gitterstäbe, dem Orte des Knalles und der Stellung des Beobachters relativ zum Gitter abhängt. Sehr schön sind diese Töne zuweilen zu beobachten, wenn man in der Nähe eines Zaunes oder einer Treppe scharf mit dem Stiefel auftritt („pfeifendes“ oder „flötendes“ Echo, s. d.).

Zweitens werden als Reflexionstöne Töne bezeichnet, die man aus einem allgemeinen Geräusch (z. B. dem Plätschern eines Springbrunnens) heraus hört, sobald man sich einer reflektierenden Wand nähert. Diese Töne sind in dem Geräusch bereits enthalten, werden aber erst dann für sich hörbar, wenn sich in der Nähe eine reflektierende Wand befindet, so daß sich stehende Wellen ausbilden. Wird nun das Ohr in einen Bauch der Druckschwankungen der stehenden Welle gebracht, so tritt der betreffende Ton aus dem Geräusch deutlich hervor. Nähert man das Ohr allmählich der Wand, so wird der Ton abwechselnd lauter und leiser, bzw. verschwindet an den Knotenstellen der Erregung völlig.

An Flugzeugen kann man Reflexionstöne beobachten, die dadurch entstehen, daß ein vom Flugzeuge ausgehender Schallimpuls erstens direkt zum Ohre des Beobachters gelangt, und zweitens nach Reflexion am Erdboden. Nähert man das Ohr dem Erdboden, so wird der Ton höher, weil jetzt die beiden Impulse schneller aufeinander folgen.

E. Waetzmann.

Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen. 1. Definitionen. Wenn auf einen Körper, z. B. in Gestalt einer planparallelen Platte, ein schmales, paralleles Bündel homogener oder gemischter Strahlen auffällt, so können folgende Fälle eintreten. Von dem auffallenden Bündel, genauer ausgedrückt von dem auffallenden Energiestrom (Energie pro Zeiteinheit, s. „Energiestrom“) wird der Bruchteil R *regelmäßig reflektiert* (gespiegelt),

der Bruchteil M nach allen Seiten zerstreut, wie wenn die Vorderseite selbst strahlte, d. h. *diffus reflektiert*.

der Bruchteil D *regelmäßig, T diffus durchgelassen*,

der Bruchteil A vom Körper *absorbiert* und in andere Energieformen (z. B. Wärme, elektrische Energie) verwandelt. Durch diese Absorption und Umwandlung entstehen die verschiedenen Wirkungen der Strahlung.

Im folgenden wollen wir uns nur mit solchen Körpern beschäftigen, welche die Strahlung durch Absorption in *Wärme* überführen.

Wir nennen nun:

R und M das *regelmäßige* bzw. *diffuse Reflexionsvermögen* des Körpers,

D und T sein *regelmäßiges* bzw. *diffuses Durchlässigkeitsvermögen*,

A sein *Absorptionsvermögen*.

Die Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft verwendet an Stelle der soeben angegebenen Bezeichnungen „Reflexions-, Durchlässigkeits-, Absorptionsvermögen“ die Bezeichnungen „*Reflexion, Durchlässigkeit, Absorption*“.

Man erhält so z. B. die sprachlich richtige Form „regelmäßige Reflexion bzw. Durchlässigkeit“. Andererseits ist zu bedenken, daß die neuen Bezeichnungen einen Vorgang *und* eine Zahl bedeuten, was Mißverständnisse ermöglicht.

Nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie ist
(1) $R + M + D + T + A = 1$.

Mathin läßt sich A stets berechnen aus
(2) $A = 1 - (R + M + D + T)$.

Ist der Körper so dick, daß er alle eindringenden Strahlen absorbiert, so ist $D = T = 0$, demnach
(3) $A = 1 - (R + M)$.

Im folgenden soll für eine auffallende homogene Strahlung von der Wellenlänge λ zu den Größen R, M noch der Index λ hinzugefügt werden.

Die Größen R, M . . . sind ihrer Definition nach energetische (objektive) und deshalb als **energetische Vermögen** zu bezeichnen. Sie lassen sich in allen Fällen (für homogene und gemischte Strahlung) mittels Thermosäule, Bolometer, Radiomikrometer, Radiometer bestimmen. Denn diese vier Apparate sind objektive Strahlungsmesser im eigentlichen Sinne, da sie mit (nahezu) schwarzen Auffangflächen versehen sind, demnach alle auffallenden Wellenlängen (nahezu) absorbieren und in Wärme verwandeln.

Wenn die auffallende Strahlung homogen ist, kann man die Größen R, M . . . für das Wellenlängengebiet von etwa 250 bis etwa 620 $\mu\mu$ auch mit der lichtelektrischen Alkalizelle, für das sichtbare Gebiet ebenfalls mit dem Auge, also unter Benutzung eines Photometers, richtig messen.

Ist die Strahlung eine gemischte, z. B. sog. weißes Licht, so liefern Zelle und Auge — abgesehen von Ausnahmefällen, z. B. wenn der auf Reflexion usw. zu untersuchende Körper vollkommen grau ist — Werte, die nicht mit den unter Benutzung der vier eigentlichen Strahlungsmesser ermittelten Werten, also nicht mit den energetischen Vermögen übereinstimmen. Die mit der Zelle gefundenen Werte haben für eine gemischte Strahlung keine photometrische Bedeutung; die mittels des Auges gefundenen Werte — wir wollen sie die **photometrischen Vermögen** nennen — sind diejenigen Werte, die man mittels der vier eigentlichen Strahlungsmesser finden würde, wenn man in den Strahlengang ein Filter schalten würde, dessen regelmäßiges Durchlässigkeitsvermögen für jede Wellenlänge der Zapfenempfindlichkeit für diese Wellenlänge gleich (oder doch proportional) ist. (S. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 1 und „Photometrie, objektive“, Nr. 3). Die photometrische Methode ist einfacher und genauer als die energetische. Wegen Berechnung des photometrischen Durchlässigkeitsvermögens einer farbigen Glasplatte siehe „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 4.

2. Reflexion. Ein Körper reflektiert um so regelmäßiger, je glatter, und um so mehr diffus, je rauher (matter) seine Oberfläche ist. Bei einem vollkommen glatten Körper ist für alle Wellenlängen λ $M_\lambda = 0$, bei einem vollkommen matten Körper ist $R_\lambda = 0$. Ein vollkommen matter Körper, welcher alle Wellenlängen in gleichem Maße reflektiert ($M_\lambda = \text{const.}$), heißt je nach dem größeren oder geringeren Grade seiner Reflexionsfähigkeit weiß oder grau; er heißt nach Kirch-

hoff schwarz, wenn er alle Wellenlängen vollständig absorbiert ($M_\lambda = 0$). Ein selektiv diffus reflektierender Körper heißt gefärbt oder farbig (M_λ mit λ veränderlich).

Hinreichende Dicke vorausgesetzt, ist gemäß Gl. 3) das Absorptionsvermögen eines vollkommen glatten Körpers $A_\lambda = 1 - R_\lambda$, das eines vollkommen matten Körpers $A_\lambda = 1 - M_\lambda$. A_λ ist also für einen vollkommen weißen Körper ($M_\lambda = 1$) gleich 0, für einen schwarzen Körper gleich 1.

Der schwarze Körper ist zuerst von Lummer und Wien durch einen gleichmäßig temperierten, mit einer kleinen Öffnung versehenen Hohlraum verwirklicht worden.

Über die physikalischen Gesetze und die photometrischen Werte des schwarzen und grauen Körpers s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 2 und 3.

Albedo einer diffus reflektierenden Fläche nennt man nach Lambert die Größe M bei senkrechtem Einfall. Die Albedo beträgt für Magnesia etwa 0,95, für Gips etwa 0,92, für Bariumsulfat etwa 0,89. Nach Sumpner ist die Albedo einer weißen Wand gleich 0,80, einer gelben bzw. blauen Tapete gleich 0,40 bzw. 0,25. Bloch untersuchte verschiedene Deckenanstriche; beispielsweise fand er M für Lithopone (rein) und Zinkweiß (rein) zu 0,75, für Schlemmkreide mit Umbra (dunkel) zu 0,40. Wenn auf eine mit Lithopone beschriebene Decke ein Lichtstrom von 4000 Lumen auffällt, so werden also 3000 Lumen nach unten geworfen, während 1000 Lumen von der Decke verschluckt (absorbiert) werden.

Gips, Magnesia, Bariumsulfat haben also eine hohe Albedo, und da sie sich als wenig selektiv (also M_λ nahezu konstant) erweisen, so kann man diese Stoffe praktisch als weiß bezeichnen. Da sie außerdem gut diffus reflektieren, eignen sie sich sehr gut als Material für *Photometerschirme*.

3. Durchlässigkeit. Ein Körper heißt undurchsichtig, wenn er keine Lichtstrahlen durchläßt; für ihn ist, bezogen auf Lichtstrahlen, $D = T = 0$.

Einen Körper nennt man durchsichtig oder durchscheinend, je nachdem er die Form der dahinter liegenden Gegenstände scharf erkennen oder überhaupt nicht erkennen läßt. Für einen durchsichtigen Körper ist T, für einen durchscheinenden D nahezu gleich Null. Ein durchscheinender Körper enthält in gewöhnlich durchsichtiger Masse Teilchen anderer optischer Beschaffenheit (trübende Teilchen), welche das auffallende Licht diffus reflektieren.

Ein alle Wellenlängen gleich stark durchlassender durchsichtiger Körper heißt je nach dem Grade der Durchlässigkeit farblos oder grau; ein ebensolcher durchscheinender Körper heißt weiß oder grau. Selektive durchsichtige und durchscheinende Körper werden gefärbt genannt.

Graue Gläser, sog. Rauchgläser, werden zuweilen zur Lichtschwächung, farbige durchsichtige Gläser zur Verminderung des Unterschiedes in der Färbung der Vergleichsfelder (s. „Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen“ B1) gebraucht. Verwendung für „durchscheinende Substanzen“ s. d. *Liebenthal*.

Näheres s. *Liebenthal*, Praktische Photometrie. Braunschweig. Vieweg & Sohn, 1907.

Refraktion (astronomische Strahlenbrechung) heißt die Krümmung, welche die Lichtstrahlen in der Erdatmosphäre beim kontinuierlichen Übergang aus den äußeren Schichten geringer zu den inneren Schichten größerer Dichte erfahren, im speziellen Sinne der Winkel zwischen der beobachteten und der ursprünglichen Richtung des Strahles. Die Refraktionskurve ist konvex zur Erdoberfläche; die Lichtquelle wird in der Richtung der Tangente im Endpunkt der Kurve beobachtet, also in größerer Höhe über dem Horizont; die *scheinbare* ist kleiner als die *wahre* Zenitdistanz.

In der Theorie der Refraktion wird vorausgesetzt, daß die Flächen gleicher Dichte der Erdatmosphäre konzentrische Kugeln sind. Die Einfallslotte auf den Grenzflächen der Schichten verschiedener Dichte gehen demnach sämtlich durch den Erdmittelpunkt, der Weg des Lichtstrahls verläuft also in einer Vertikalebene des Beobachtungsortes. An der Grenze der Schichten mit den Brechungsindizes μ

und $\mu + d\mu$ findet die Brechung nach dem Snelliusschen Gesetze so statt, daß

$$\mu \sin i = (\mu + d\mu) \sin (i - di),$$

wenn i den Winkel zwischen dem Strahl und dem Einfallslot vor der Brechung, $i - di$ den entsprechenden Winkel nach der Brechung bezeichnet. Für die Elementarrefraktion $dR = di$ ergibt sich daraus der Wert

$$dR = \operatorname{tg} i \cdot \frac{d\mu}{\mu}.$$

Den Gesamtbetrag der Refraktion innerhalb der Atmosphäre gibt, da die Refraktionskurve eben ist, das Integral

$$R = \int_{\mu_H}^{\mu_0} \operatorname{tg} i \cdot \frac{d\mu}{\mu};$$

die Grenzen der Integration sind die Werte der Luftdichte an der Beobachtungsstelle (Erdoberfläche) und an der Grenze der Atmosphäre.

Das Produkt $r\mu \sin i$ (r = Entfernung vom Erdmittelpunkt) hat an jeder Stelle des Lichtstrahls denselben Wert. Am Beobachtungsorte ist der Einfallswinkel i die scheinbare Zenitdistanz z . Ist hier die Entfernung vom Erdmittelpunkt a , so kann durch die Beziehung

$$r \mu \sin i = a \mu_0 \sin z,$$

der mit μ variable Einfallswinkel i durch seinen Endwert z und r ersetzt werden. Das Refraktionsintegral erhält dadurch die Form:

$$R = \frac{\frac{\mu_0 a}{\mu r} \cdot \sin z}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mu_0 a}{\mu r} \sin z\right)^2}} \cdot \frac{d\mu}{\mu}$$

Der Brechungsindex wird durch die Laplacesche Beziehung

$$\mu^2 - 1 = 2c\delta$$

mit der Luftdichte δ verbunden. Das Verhältnis der Dichte δ zur Dichte δ_0 an der Erdoberfläche ($r = a$) wird mit x bezeichnet:

$$x = \frac{\delta}{\delta_0},$$

das Verhältnis der Höhe über der Erdoberfläche h zur Entfernung vom Erdmittelpunkt mit s :

$$s = \frac{h}{a+h} = \frac{r-a}{r}.$$

Als Refraktionskonstante wird der Ausdruck

$$\alpha = \frac{c\delta_0}{1+2c\delta_0} = \frac{\mu_0^2 - 1}{2\mu_0^2}$$

eingeführt. So entsteht die endgültige Form des Refraktionsintegrals:

$$R = \int_{x_H}^1 \frac{1-s}{1-2\alpha(1-x)} \cdot \frac{dx}{\sin z}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\cos^2 z - 2\alpha(1-x) + (2s-s^2)\sin^2 z}} dx.$$

Ohne die durch die Beobachtungsmöglichkeit gegebene Genauigkeitsgrenze zu überschreiten, kann man die Vereinfachung zulassen:

$$R = \int_{x_H}^1 \frac{1-s}{1-2\alpha} \cdot \frac{dx}{\sin z}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\cos^2 z - 2\alpha(1-x) + 2s \cdot \sin^2 z}} dx.$$

Die Refraktionskonstante α hängt von der Temperatur und dem Druck der Luft am Beobachtungsorte ab. Bezieht sich α_0 auf die Temperatur 0° und den Druck 760 mm, $\alpha_{t,B}$ auf die Temperatur t° und den Luftdruck B mm, so ist die Abhängigkeit gegeben durch

$$\alpha_{t,B} = \alpha_0 \cdot \frac{B}{760} \cdot \frac{1}{1 + \frac{t}{273}}.$$

Der Wert des Refraktionsintegrals ist eine Funktion der scheinbaren Zenitdistanz z , das ausgeführte Integral stellt sich infolgedessen als Potenzreihe einer Funktion von z dar. Ohne weitere Voraussetzung läßt sich eine nach ungeraden Potenzen von $\operatorname{tg} z$ fortschreitende Entwicklung geben, in der man bis $z = 75^\circ$ mit den $\operatorname{tg} z$ und $\operatorname{tg}^3 z$ enthaltenden Gliedern auskommt, deren Koeffizienten nur von den geographischen und meteorologischen Daten des Beobachtungsortes abhängen. Die Koeffizienten der für größere Zenitdistanzen nötigen höheren Potenzen lassen sich nur unter bestimmten Annahmen über die Konstitution der Atmosphäre berechnen. In der Radauschen Theorie der Refraktion wird eine lineare Beziehung zwischen der Abnahme der Dichte und der Abnahme der Temperatur (mit zunehmender Höhe) angenommen und durch ihre Verbindung mit den bekannten Beziehungen zwischen Temperatur und Druck (Gay-Lussac-Mariottesches Gesetz) und zwischen Druck und Höhe (aerostatisches Gleichgewicht) statt der Dichte die Höhe in das Integral eingeführt. An die Stelle des Luftdrucks p tritt der Ausdruck

$p - \frac{3}{8}\pi$, wenn der in der Luft enthaltene Wasserdampf den Dampfdruck π ausübt. Auf der Radauschen Theorie beruhen die Refraktionstabellen von de Ball; für die Refraktionskonstante (die als bestimmender Faktor im Hauptglied der Reihe auftritt) wird der von Bauschinger aus astronomischen Beobachtungen bestimmte, für die Temperatur 0° , den Druck 760 mm und den Dampfdruck 6 mm geltende Wert 0.0002916 oder $60'' \cdot 15$ angenommen.

Wie alle bisher versuchten Hypothesen entspricht auch die von Radau benutzte nicht den wirklichen Verhältnissen in der Erdatmosphäre. Harzer verzichtet deshalb auf jede Hypothese und konstruiert die Schichtung der Atmosphäre aus den durch Ballon- und Drachenaufstiege beobachteten meteorologischen Daten über fünf Orten der Erdoberfläche zwischen -6° und $+60^\circ$ geographischer Breite. Da die Flächen gleicher Brechungsexponenten sich nicht als konzentrische Kugelschalen ergeben und ihr Gradient kein einfaches analytisches Gesetz befolgt, müssen die Lichtstrahlen auf dem Wege der mechanischen Integration berechnet werden.

In den für Kiel berechneten Harzerschen Refraktionstabellen treten außer Temperatur, Luftdruck und Feuchtigkeit auch die Farbe des Lichts, Wind, Jahreszeit und Tageszeit als bestimmende Argumente auf. Hierdurch wird mehr als bisher dem Zustand der Atmosphäre zur Zeit der Beobachtung Rechnung getragen; durch die Verfeinerung der Beobachtungen und Reduktionsmethoden hat sich das in steigendem Maße als notwendig erwiesen. Unberechenbar bleiben die zufälligen und veränderlichen Schwankungen des wirklichen Zustandes der Atmosphäre, die sich im Flackern des Sternlichtes (Szintillation) zeigen oder auch für Sekunden oder

Minuten den scheinbaren Sternort verschieben können (Refraktionsanomalien). Besondere Aufmerksamkeit muß der Brechung gewidmet werden, die an der Grenze des Beobachtungsraumes auftritt, wenn innere und äußere Luft nicht dieselbe Temperatur haben (Saalrefraktion).

Die Abhängigkeit des Brechungsindex und damit der Refraktion von der Wellenlänge des Lichtes macht sich nur in der Nähe des Horizontes ernstlich bemerkbar, wo die Bilder der Sterne in kurze Spektren ausgezogen erscheinen (atmosphärische Dispersion).

Die mittleren Refraktionswerte R der Tabelle gelten für die unter z angegebene scheinbare Zenitdistanz und für den Luftdruck 760 mm, den Dampfdruck 6 mm und die Lufttemperatur 0° (am Beobachtungsorte).

z	R	z	R
0°	0' 0'' 0	50°	1' 11'' 5
10°	0 10 . 6	60°	1 43 . 8
20°	0 21 . 9	70°	2 43 . 8
30°	0 34 . 7	80°	5 29 . 9
40°	0 50 . 4	90°	36 34 . 4

W. Kruse.

Näheres s. Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Bd. VI 2, Heft 2.

Refraktometer. Die sonst gebräuchlichen Methoden (vgl. Lichtbrechung) zur Messung des Brechungsquotienten setzen voraus, daß der zu messende feste Körper die Form eines genügend großen Prismas hat, oder, daß die zu messende Flüssigkeit in ein Hohlprisma mit planparallelen, das Licht nicht ablenkenden Fenstern gefüllt ist. Erheblich geringere Anforderungen an die Form der zu messenden Substanz stellen die Meßmethoden, die sich auf die Grenzlinie der Totalreflexion (Entwicklung dieses Begriffes s. u. Reflexion) gründen, Methoden, die von E. Abbe eingeführt sind, und sich so verbreitet haben, daß heute nach ihnen täglich Tausende von Messungen durch Nichtphysiker, nämlich in der chemischen und klinischen Praxis, ausgeführt werden. Die Grenzlinie der Totalreflexion wird auf drei Arten erzeugt, von denen allerdings zwei mit Reflexion nichts zu tun haben, erstens im reflektierten Lichte (Fig. 1), zweitens im streifend einfallenden Lichte (Fig. 2), und schließlich im durchfallenden Lichte (Fig. 3). Voraussetzung dafür, daß überhaupt der Grenzwinkel e der totalen Reflexion in dem Glaskörper

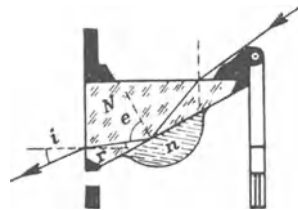


Fig. 1. Erzeugung der Grenzlinie der Totalreflexion im reflektierten Lichte.

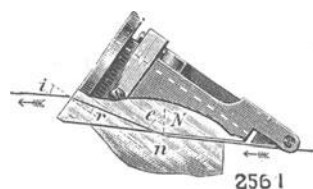


Fig. 2. Erzeugung der Grenzlinie der Totalreflexion im streifend einfallenden Lichte.

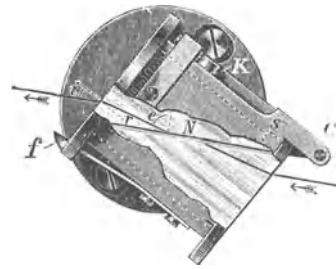


Fig. 3. Erzeugung der Grenzlinie der Totalreflexion im durchfallenden Lichte.

(Prisma oder Halbkugel) zustande kommt, mit dem die zu messende Probe, eine Flüssigkeit oder ein durch ein Tröpfchen Zwischenflüssigkeit mit dem Glaskörper optisch verbundener fester Körper mit ebenem Anschliff, in Berührung steht, ist, daß der Brechungsquotient der Probe niedriger ist als der des Glaskörpers. Da der höchste bisher im Jenaer Glaswerk laufend erreichbare Brechungsindex schwerster Flintgläser den Wert 1,91 nicht erheblich überschreitet, könnte man Proben bis zu $n = 1,90$ nach dieser Methode messen; praktisch kommt man bei festen Körpern nicht über $n = 1,77$ hinaus, solange als höchstbrechende Zwischenflüssigkeit, — deren Brechungsquotient zwischen dem der Probe und dem des Glaskörpers liegen muß, — nur eine klare Lösung vom Brechungsvermögen $n = 1,78$ (Bariumquecksilberjodid) zur Verfügung steht. Diese Einschränkung der Meßmethode wird in der Edelsteinindustrie als Mangel empfunden. Alle Apparate zur Messung der Lichtbrechung flüssiger und fester Körper, die von der Grenzlinie der Totalreflexion Gebrauch machen, heißen Refraktometer.

Systematischer Überblick über die Refraktometerkonstruktionen. a) Refraktometer mit Halbkugel. Bezeichnet man den Brechungsindex des zu messenden Mittels „der Probe“ mit n , den des Glaskörpers mit n' ($= N$), wobei nach dem obigen immer $n' > n$, und den Einfallswinkel in der Probe mit i ($= 90^\circ$), den Brechungswinkel im Glaskörper mit e , so ist e gleich dem Grenzwinkel der Totalreflexion, weil $n \cdot \sin 90^\circ = n' \cdot \sin e$ oder $n = N \cdot \sin e$.

Nun ist bei den Refraktometern N , die Lichtbrechung des Glases, aus dem der Glaskörper besteht, bekannt aus spektrometrischer Messung derjenigen Glasschmelze, aus der der Glaskörper, z. B. die Halbkugel, hergestellt wurde. Um also n der Probe zu finden, braucht man nur den Grenzwinkel zu messen. Dies ist am einfachsten ausführbar im Abbesehen Kristallrefraktometer, in der ihm von C. Pulfrich gegebenen vereinfachten Form. Das Fernrohr ist um eine wagerechte Achse drehbar, die durch den Kugelmittelpunkt geht; der Teilkreis ist so beziffert, daß er den Grenzwinkel e selbst anzeigt, sobald im Gesichtsfelde des Fernrohres die Grenzlinie auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes eingestellt ist. — Reicht die mit der Winkelmessung auf $\pm 1'$ erzielbare Genauigkeit für n (2—4 Einheiten der vierten Dezimale) nicht aus, so verzichtet man auf die Ablesung am Teilkreis und mißt mit der zehnfachen Genauigkeit mit Hilfe der Mikrometerschraube nur den Unterschied der Grenzwinkel der Probe und eines spektrometrisch gemessenen Vergleichskörpers (nach C. Pulfrich

und Viola). Begnügt man sich dagegen, wie bei der Unterscheidung von Halbedelsteinen, mit einer Genauigkeit von einer Einheit der dritten Dezimale, so fällt die Winkelmessung und die logarithmische Rechnung fort, und man sieht im Taschenrefraktometer die Grenzlinie in einer Teilung der Brechungsquotienten liegen, die eine unmittelbare Ablesung von n liefert.

Der besondere Wert der Halbkugelrefraktometer liegt in den geringen Anforderungen, die an die Form der zu messenden Probe gestellt werden; es wird nur verlangt, daß die Probe einen ebenen polierten Anschliff von $\frac{1}{2}$ —1 qmm Größe erhält, an dem das Licht reflektiert werden kann.

Als Lichtquelle dient für alle Messungen vorzugsweise die mit Natriumsalz gelb gefärbte Bunsenflamme; nur die Taschenrefraktometer können mit Tageslicht benutzt werden, falls man die etwas bunte Grenzlinie in Kauf nimmt.

b) Refraktometer mit dem Abbeschen Doppelprisma. Von den beiden Prismen dient das der Lichtquelle zugewandte nur dem Lichteintritte, seine mit der flüssigen Probe in Berührung stehende Fläche ist mattgeschliffen, sie wirkt als sekundäre Lichtquelle und hat die Aufgabe, in die Probe unter anderen insbesondere solche Strahlen zu entsenden, die mit der benachbarten, polierten Fläche des zweiten, dem Fernrohr zugewandten Prismas einen möglichst kleinen Winkel bilden, d. h. einen Einfallswinkel $i = 90^\circ$ haben. Das Doppelprisma hat gegenüber dem Hohlprisma des Spektrometers zwei große Vorzüge, man braucht nur einige Tropfen der oft kostbaren oder nur in geringer Menge verfügbaren Probe, und die kleine Flüssigkeitsmenge nimmt schnell die Temperatur des Prismas an, erheblich schneller als die in ein heizbares Hohlprisma eingefüllte Probe. Mit dem Doppelprisma sind die folgenden Refraktometer ausgerüstet: das Abbesche Refraktometer mit drehbarem Fernrohre, bei dem die Lichtbrechung an dem Sektor ohne Rechnung abgelesen wird, das Butter-Refraktometer mit feststehendem Fernrohre und Okularteilung im Gesichtsfeld, und das neue Refraktometer für die Zucker- und die Ölindustrie, das mit drehbarem Fernrohre ausgerüstet ist und im Gesichtsfelde eine Doppelteilung — nach Prozenten Trockensubstanz und nach Brechungsquotienten — aufweist.

Die genannten drei Typen von technischen Refraktometern, werden mit Tageslicht benutzt, liefern aber den für die gelbe Farbe des Natriumdampfes ($\lambda_D = 589,3 \mu\mu$) geltenden Wert n_D des Brechungsquotienten; diese praktisch außerordentlich wertvolle Eigenschaft verdanken sie dem Abbeschen Kompensator, einem zwischen Doppelprisma und Fernrohr dauernd eingeschalteten Prismensystem, das die Aufgabe hat, die bei ihrem Austritte aus dem Doppelprisma eine Art von Spektrum bildenden Grenzstrahlen durch entgegengesetzt gleiche Prismenwirkung alle an die Stelle im Gesichtsfelde zu zwingen, an der die Grenzlinie für das von alters her übliche gelbe Licht der Fraunhoferschen Linie D des Sonnenspektrums liegt. Der Kompensator ist je nach der Mannigfaltigkeit der Dispersionen der zu messenden Flüssigkeiten ein einfaches Prisma, ein dreiteiliges, für die D-Linie geradsichtiges, d. h. überhaupt unwirksames, festgelagertes oder drehbares Prisma, oder schließlich die Vereinigung zweier dreiteiligen Prismen dieser

Art in einem Gehäuse, in dem sie durch Zahnkränze gleichzeitig um gleiche Beträge, aber in entgegengesetztem Sinne gedreht werden können (eigentlicher Abbescher Kompensator). Die letztere Einrichtung liefert nicht nur, wie die beiden vorherbeschriebenen, auch bei weißem Lichte eine farbenfreie Grenzlinie, sondern außerdem noch ein vielfach willkommenes Maß für die Farbenzerstreuung der untersuchten Probe (z. B. eines ätherischen Öles oder eines Glases).

c) Refraktometer mit streifendem Eintritte des Lichts. Fig. 4 zeigt die einfachste Form eines technischen Refraktometers die nur aus einem, mit einem Fernrohr mit Okularskala fest verbundenen Prisma und dem zur Verwendung weißen Lichtes ja unentbehrlichen Kompensator besteht, das Eintauchrefraktometer (C. Pulfrich). Es ist nur für die Messung von Flüssigkeiten

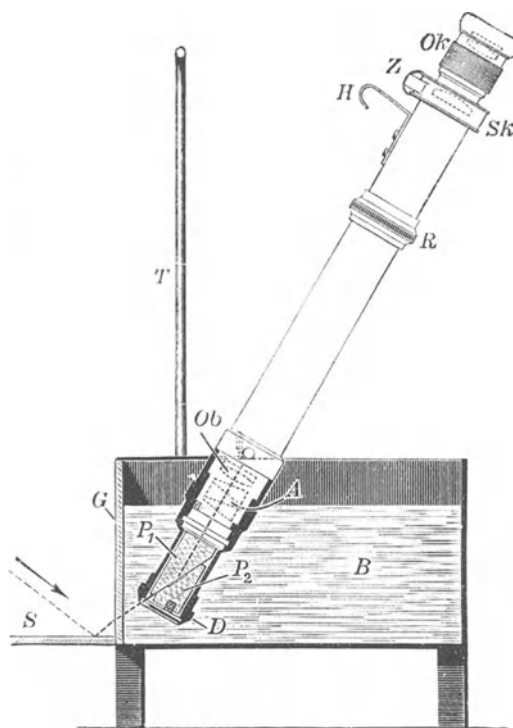


Fig. 4. Eintauchrefraktometer.

bestimmt und verbindet mit großer Meßgenauigkeit (2—4 Einheiten der fünften Dezimale) natürlich einen kleinen Meßbereich; der letztere ist aber jüngst dadurch erheblich erweitert worden, daß das Prisma auswechselbar eingerichtet wurde; man verfügt nun über sechs Prismen und kann das elegante Meßverfahren, das Prisma in die in einem Becherglas befindliche Flüssigkeit einzutauchen, auch auf alle Speiseöle und technischen Öle ausdehnen. Stehen nur wenige Tropfen Substanz zur Verfügung, so benutzt man ein passendes, lose beigegebenes Hilfsprisma und hat dann wieder das Abbesche Doppelprisma. Schließlich sei noch das Handzuckerrefraktometer genannt, bei dem ein Tropfen frischen Pflanzensafts durch einen metallenen Deckel an die Fläche des Prismas gedrückt wird; es dient zur Messung der Konzentration der Saft-

probe auf dem Rübenfelde, in der Zuckerrohrplantage oder im Weinberge.

Daß der Wert der Lichtbrechung, den eine Messung liefert, von der Farbe des Lichts abhängig ist, galt in unserer bisherigen Betrachtung als Übelstand, der bei den technischen Refraktometern durch das Kompensatorprisma unwirksam gemacht wird. Für wissenschaftliche Zwecke braucht der Chemiker aber gerade die Werte von n für eine Reihe, durch Übereinkunft festgelegter Farben, nämlich für die von dem in einer Geißlerschen Röhre leuchtenden Wasserstoff ausgesandten homogenen Farben H_α ($\lambda = 656,3 \mu\mu$), H_β ($\lambda = 486,1 \mu\mu$) und H_γ ($\lambda = 434,1 \mu\mu$) sowie für $\lambda_D = 589,3 \mu\mu$ (die Mitte der beiden Farben $\lambda = 589,0$ und $\lambda = 589,6 \mu\mu$). Deswegen hat C. Pulfrich mit seinem Refraktometer für Chemiker gleich eine besondere Beleuchtungsvorrichtung verbunden, die die genannten vier Farben liefert. Das von dieser kommende Licht tritt in die zu messende Probe und von dieser streifend in die erste Fläche des Prismas ein, die wagrecht liegt, und den Boden des Behälters für die Flüssigkeit bildet; von oben taucht in die Probe ein metallenes Heizgefäß ein, das von demselben Wasserströme geheizt wird, der auch das Prisma selbst umspült. Das Licht verläßt alsdann das Prisma durch die zweite senkrechte Prismenfläche und tritt in das Fernrohr. Dieses ist, mit einem Teilkreis fest verbunden, um eine wagrechte Achse drehbar und erlaubt den Winkel zu messen, den der austretende Grenzstrahl mit der Normalen auf der zweiten Prismenfläche bildet. Zwischen diesem Winkel, der also mit dem Grenzwinkel nicht identisch ist, und dem Brechungsquotienten n der Substanz besteht eine eindeutige, aber von der Farbe des Lichts abhängige Beziehung, die in Form von Tabellen gebracht ist, so daß bei der Auswertung der Ablesungen die Logarithmentafel nicht benutzt wird. Im Fernrohre erblickt man so viele Grenzlinien, als Farben in der Lichtquelle vorhanden sind. Die Anordnung der Grenzlinien gibt auf den ersten Blick Aufschluß darüber, ob die Farbenzerstreuung der Substanz normal ist, oder ob etwa anormale Dispersion (s. d.) vorliegt. Zur Erweiterung des Meßbereiches ist das Refraktometer mit drei austauschbaren Prismen versehen.

Erst seit dem Erscheinen des Pulfrichschen Refraktometers ist die Messung und Verwertung der Dispersion im chemischen, insbesondere dem organischen Laboratorium heimisch, um nicht zu sagen unentbehrlich geworden, da die aus der Refraktion für D und der Dispersion abgeleiteten Werte der Molekularrefraktion und -dispersion wichtige Schlüsse auf die Konstitution organischer Verbindungen erlauben. In beifolgenden Tabellen sind die Brechungsquotienten ausgewählter fester, flüssiger und gasförmiger Stoffe zusammengestellt.

Die technischen Anwendungen der Refraktometrie sind zusammengefaßt von F. Löwe in „Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners“, Leipzig 1925 bei Th. Steinkopff. *F. Löwe.*

Refraktometrische Analysen (vgl. Refraktometer). Chemisch-analytisches Spezialverfahren, bei dem aus dem optischen Brechungsindex einer Substanz oder einer damit zusammenhängenden optischen Größe auf den Gehalt der Substanz an einer bestimmten Komponente geschlossen wird. Der Zusammenhang zwischen der Lichtbrechung und der

Zusammensetzung muß für jeden einzelnen Fall empirisch bestimmt werden, weshalb das refraktometrische Verfahren im allgemeinen nur für Serienanalysen ganz einfacher Systeme in Frage kommt, z. B. für Lösungen eines bestimmten Salzes, für Mischungen zweier Öle usw. Die erreichbare Genauigkeit ist von Fall zu Fall sehr verschieden, doch meistens geringer als bei den maß- oder gewichtsanalytischen Methoden. Jedoch gibt die besondere Einfachheit und Schnelligkeit, mit der die Bestimmung des Brechungsindex ausgeführt werden kann, dem Verfahren in vielen Fällen einen Wert. Für Flüssigkeiten (wässrige Salzlösungen) verwendet man meistens das für analytische Zwecke eigens konstruierte Zeißsche Eintauchrefraktometer oder auch das Pulfrichrefraktometer.

Günther.

Näheres s. A. Byk in J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie. Leipzig 1921, S. 883.

Refraktor bedeutet Linsenfernrohr (im Gegensatz zu Spiegelfernrohr). Astronomisch heißt Refraktor aber nur ein fest aufgestelltes, parallaktisch montiertes, d. h. um zwei Achsen bewegliches Fernrohr, bei dem die ruhende

Achse nach dem Himmelspol weist und Stundenachse genannt wird, während die bewegliche Deklinationsachse heißt und parallel zum Äquator liegt. Die Stundenachse wird im allgemeinen durch ein Uhrwerk angetrieben und so das Fernrohr der täglichen Bewegung der Sterne nachgeführt. (Über die optische Einrichtung des Fernrohres s. unter Fernrohr.)

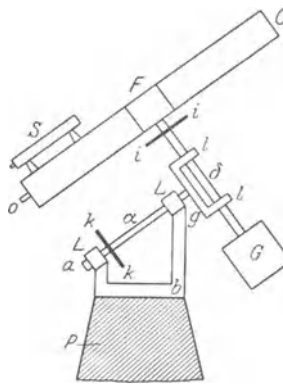


Fig. 1. Deutsche Montage des Refraktors.

Es gibt verschiedene Aufstellungen der Refraktoren. Bei der sog. deutschen Montage (Fig. 1) ruht die nach dem Pol weisende Stundenachse a in zwei Lagern L, L auf dem Bock b , der auf der Säule P steht und besitzt einen festen Anschlag in a . Die Deklinationsachse δ liegt in den Lagern l, l , die durch den Träger g mit der Stundenachse fest verbunden sind. An ihr befindet sich, derart, daß der Schwerpunkt in die Deklinationsachse fällt, senkrecht zu dieser das Fernrohr F . Am Okularende o ist ein weiteres kleines Fernrohr S mit schwacher Vergrößerung und großem Gesichtsfeld, der Sucher, angebracht, der zum leichteren Auffinden der Objekte dient. Zum Einstellen sind der Stundenkreis K, K und der Deklinationskreis i, i angebracht, für die sehr verschiedene Ablesevorrichtungen existieren. Bei den großen modernen Instrumenten kann man sie durch verschiedene Reflexionen vom Okularende oder irgendwo vom Fußboden in der Nähe der Säule mit Mikroskopen ablesen. Damit das Fernrohr ebenfalls in der Stundenachse ausbalanciert ist, ist das Gegengewicht G angebracht. Irgendwo an der Stundenachse befindet sich ein Zahnkranz, der durch das Uhrwerk mittels einer Schraube ohne Ende angetrieben werden kann. Außer bei Durchgangsbeobachtungen wird das Fernrohr immer nach-

geführt. Außerdem ist eine Vorrichtung getroffen, dem Fernrohr von Hand kleine Verschiebungen in beiden Koordinaten geben zu können, die sog. Feinbewegung, um das zu beobachtende Objekt genau auf das Fadenkreuz bringen zu können sowie um kleine Fehler des Uhrwerkerganges korrigieren zu können.

Bei photographischen Refraktoren sind stets zwei Rohre parallel zueinander und fest miteinander verbunden angebracht. Da das Uhrwerk eines großen Instrumentes niemals so genau geht, daß man dieses längere Zeit sich selbst überlassen kann, dient das eine Rohr zur photographischen Aufnahme, das andere zum „Halten“ des Sternes, d. h. um den richtigen Gang des Uhrwerkes zu kontrollieren und nötigenfalls mit der Feinbewegung zu korrigieren.

Mechanisch einfacher ist die englische Aufstellung (Fig. 2). Die Stundenachse ruht hier

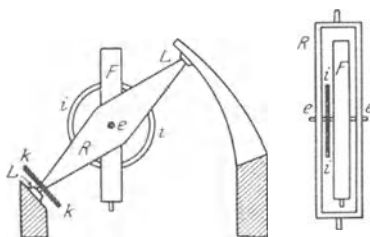


Fig. 2a. Englische Aufstellung des Refraktors. Fig. 2b.

zwischen zwei Pfeilern in den Lagern L L und trägt einen Rahmen R (in Fig. 2b besonders dargestellt), in dem das Fernrohr in den Lagern ll um die Deklinationsachse beweglich ist. K und i sind die Einstellkreise. Ein Nachteil dieser Aufstellung ist, daß man keine polnahen Beobachtungen machen kann, wogegen man bei der deutschen Aufstellung in der Nähe des Zenits beim Durchgang durch den Meridian an die Säule anstößt. Man muß hier — was bei photographischen Aufnahmen besonders mißlich ist — die Beobachtung unterbrechen und das Fernrohr aus der Lage westlich der Säule, in der man allein vor dem Meridian beobachten kann, in die andere Lage östlich der Säule umlegen. Die beiden genannten Nachteile werden durch die gebogene Säule vermieden (Fig. 3). Hier ruht die Stundenachse α in der nach dem Himmelspol

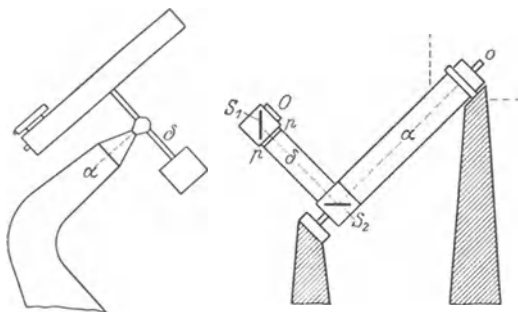


Fig. 3. Verbesserte Aufstellung des Refraktors. Fig. 4. Equatoréal coudé.

weisenden Säule, deren unteres Ende umgebogen ist, derart, daß das Fernrohr niemals an die Säule anstoßen kann; im übrigen ähnelt die Montierung sehr der deutschen mit gerader Säule. Die ge-

brochene Säule wird daher in unseren Gegenden für photographische Instrumente nicht zu großer Dimensionen neuerdings meist angewandt. Für niedrigere Breiten, wo die Stundenachse sehr flach liegt, kommt fast nur die englische Aufstellung in Betracht; das Bedürfnis nach polnahen Beobachtungen ist dort auch wesentlich geringer als bei uns.

Sind Stunden- und Deklinationskreis nicht nur zum Einstellen bestimmt, sondern durch feine Teilungen für exakte Messungen vorgesehen, so nennt man ein solches Instrument Äquatoreal. Die wenigen Instrumente dieser Art haben sich aber nicht bewährt, und man macht an Refraktoren, so weit sie der Astronomie dienen, eigentlich nur Mikrometermessungen.

Eine von den besprochenen Refraktoren gänzlich abweichende Form besitzt das Equatoréal coudé, das nur in wenigen Exemplaren existiert. Fig. 4.

Hier befindet sich das Okular o am Ende der Stundenachse α und ist unbeweglich. Der Strahlengang ist doppelt rechtwinkelig gebrochen.

Das Objektiv befindet sich in O am Objektivkopf, der in p-p um die Deklinationsachse δ drehbar ist; durch den Spiegel S_1 wird das Licht in die Deklinationsachsenrichtung geworfen und trifft einen zweiten Spiegel S_2 , der es in die Richtung der Stundenachse und nach dem Okular wirft.

Die Bequemlichkeit für den Beobachter, in geschlossenem Raum bei unbeweglichem Okular beobachten zu können, wird hier durch die bei mehrfacher Reflexion entstehenden optischen Fehler nicht gerechtfertigt.

In folgendem ist eine kurze Zusammenstellung einiger der größten Refraktoren mit Angabe der Objektivöffnung gegeben.

Yerkes Observatory Wisconsin U. S. A.	102 cm
Lick Observatory, Mt. Hamilton, Kalifornien . . .	91 „
Astrophysikalisches Observatorium Meudon bei Paris	83 „
Astrophysikalisches Observatorium Potsdam	80 „
Sternwarte Pulkova	76 „
Sternwarte Berlin-Babelsberg	65 „

Böttlinger.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Regen. Sobald die Stärke des aufsteigenden Luftstromes nicht mehr ausreicht, um die Wassertropfen der Wolken (s. d.) schwebend zu erhalten, fallen sie als Regentropfen, deren Größe zwischen 0,1 und 7 mm betragen kann, mit einer Fallgeschwindigkeit von 0,5—8 m pro sec zu Boden. Der Regen ist die häufigste, verbreitetste und wichtigste Form des Niederschlages (s. d.), so daß oft die verschiedenen Formen des Niederschlages als Regen bezeichnet werden, besonders in zusammengesetzten Wörtern wie Regenmenge, Regenkarte usw. Starke Regenfälle von kurzer Dauer nennt man Platzregen, solche von außergewöhnlicher Intensität Wolkenbrüche. Es hat den Anschein, als ob bei diesen noch mehr als bei gewöhnlichen Regenfällen der Beginn durch eine Art Auslösung erfolgt, die vielleicht elektrischer Natur ist. Am 14. Juni 1876 fielen im Laufe des Tages zu Cherrapunji in Assam (Hinterindien) 1036 mm, im August 1890 in Palmetto (Nevada) in einer Stunde 224 mm, am 7. Juli 1889 in Curtea de Arges (Rumänien) in 20 Minuten 205 mm.

Die abspülende Wirkung (s. Denudation) des oft mit großer Gewalt herniederprasselnden Regens wird meist gegenüber der erosiven Tätigkeit des fließenden Wassers (s. Flußerosion) unterschätzt. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß jeder einzelne

Tropfen von den rund 100000 Billionen Kilogramm Regen, der im Laufe des Jahres auf das Land niederfällt, auf jede erodierfähige Unterlage auch erodierend wirkt, während ein großer Teil des Flußwassers nur passiv ins Meer getragen wird, ohne aktiv zu erodieren.

O. Baschin.

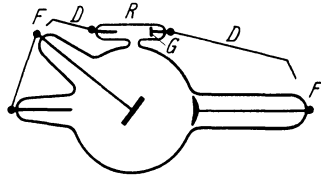
Näheres s. J. v. Hann und R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Regenelektrizität s. Niederschlagslektrizität.

Regenerativprozeß bei Dampfmaschinen heißt jene Anordnung, bei der man das Speisewasser des Kessels durch Dampf, der bei der Expansion dem Zylinder entnommen wird, vorwärmt. Die Vorwärmung kann in mehreren Stufen erfolgen und fast bis zur Sättigungstemperatur, die dem Kesseldruck entspricht, gesteigert werden (s. Handb. d. Phys. Bd. XI).

Henning.

Regeneriervorrichtungen. Einrichtungen an Ionentrögen, um das durch den Gebrauch mit der Zeit eintretende Härterwerden, das z. T. auf einer Okklusion des Gasinhaltes beruht, durch neue Gaszufuhr aufzuheben. Eine einfache Regeneriereinrichtung zeigt die Figur. An die Röntgenröhre ist ein kleines Entladungsrohr R angesetzt, das eine Elektrode G enthält, die beim



Regeneriervorrichtung.

Durchgang einer Entladung kleine Gasmengen abzugeben vermag. Solche Elektroden lassen sich z. B. aus Glimmerblättchen oder Kohlestäbchen oder anderen porösen Körpern herstellen. Die beiden Drähte DD endigen in Spitzen und werden so gebogen, daß sie bei FF bestimmte Entfernungen von den Elektrodenzuführungen innehalten. Sobald nun das Röntgenrohr zu hart wird, wählt die Entladung den Umweg über die Funkenstrecken FF und durch das Röhrchen R hindurch und macht dabei in G Gas frei. Hierdurch wird die Röntgenröhre wieder weicher und die Entladung geht in die normale Bahn zurück. Andere Regeneriereinrichtungen sind das Bauerventil und die Osmoregenerierung (s. d.).

Behnken.

Regenstadium s. Niederschlag.

Register s. Stimmorgan und Orgel.

Registrierballon s. Aerologie.

Registrierinstrumente, elektrische. Bei diesen Apparaten wird die durch Galvanometerausschläge dargestellte Stromstärke, Spannung oder Leistung dauernd auf ein mit gleichmäßiger Geschwindigkeit fortbewegtes Blatt aufgeschrieben. Als Galvanometer dienen meist solche nach dem Drehspulsystem (Präzisionsamperemeter usw.). Die Registrierung erfolgt in verschiedener Weise, entweder punktförmig, indem der mit Schreibstift oder Nadel versehene Zeiger in kleinen Zeitintervallen an das Papier angedrückt wird, oder kontinuierlich durch eine Schreibfeder besonderer Art, mitunter auch elektrochemisch; die Registrierung kann auch photographisch erfolgen. Bei vielen Instrumenten dieser Art beschreibt der Zeiger einen Kreisbogen, und es ist deshalb ein entsprechend eingeteiltes Papier erforderlich. Es gibt aber auch Instrumente

mit Geradeführung des Zeigers, die für die Ablesung der aufgeschriebenen Kurve bequemer sind.

W. Jaeger.

Regulierwiderstand (s. auch Vorschaltwiderstand). Regulierwiderstand heißt ein Ohmscher Widerstand (s. d.), der zur Regulierung einer Stromstärke oder einer von dieser abhängigen Funktion dienen soll. Regulierwiderstände werden namentlich in Gleichstromkreisen benutzt. Als Beispiel seien genannt: Ladung von Akkumulatoren, Regulierung der Umlaufzahl von Motoren.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Eidler, „Anlaß und Regulierwiderstände“, Wien.

Regulus heißt heute jede blanke Metallschmelze, die sich bei einem Reduktionsprozeß abscheidet. Ursprünglich war die Bezeichnung den Edelmetallen und dem Antimon vorbehalten.

Günther.

Reibung zwischen festen Körpern. Zwischen zwei ruhenden, festen Körpern, die sich in einem ebenen Flächenstück mit der Normalen n berühren, können erfahrungsgemäß Kräfte übertragen werden, deren Richtung um ein gewisses Maß von der Normalen n der Berührungsfläche abweicht. Sind die Berührungsflächen trocken, d. h. ist keine Flüssigkeit (Schmierung) vorhanden, welche die unmittelbare Berührung der beiden Körper verhindert, indem sie sich in einer dünnen Schicht über die Berührungsflächen verteilt, so kann die „Haftung“ zwischen den Körpern nur sehr geringen Zugspannungen Widerstand leisten. Sieht man von diesen praktisch verschwindenden Zugspannungen ab, so ist die Normalkomponente \mathfrak{R} der in der Berührungsfläche übertragenen Kraft \mathfrak{P} immer eine Druckkraft ($N > 0$). Die tangentialen, in der Berührungsebene liegende Kraftkomponente $\mathfrak{R} = \mathfrak{P} - \mathfrak{R}$ heißt *Haftreibung* oder *Reibung der Ruhe*. Ihr Betrag R ist i. a. nur ein Bruchteil der Normalkraft N

(1)

$$R \leq f_1 N.$$

$f_1 = \operatorname{tg} \varphi$ heißt *Reibungskoeffizient der Ruhe* oder *Haftreibungszahl*, φ ist der sogenannte *Reibungswinkel*. Der Reibungskoeffizient f_1 ist eine Art Materialkonstante, die von der Beschaffenheit der sich berührenden Flächen und von dem Material der beiden festen Körper abhängt, sich aber innerhalb sehr weiter Grenzen nicht mit Gestalt und Größe der Berührungsfläche ändert. Glatte Berührungsflächen entsprechen kleinen Werten des Reibungskoeffizienten, rauhe Flächen größeren Werten f_1 . Dem Idealfall vollkommen glatter Berührungsebenen zweier fester Körper, zwischen denen nur Druckspannungen, nicht aber tangentialen Spannungen übertragen werden können, entspricht ein Reibungskoeffizient $f_1 = 0$.

Nach obigem sind zwei ruhende, feste Körper, zwischen denen eine Kraft $\mathfrak{P} = \mathfrak{R} + \mathfrak{R}$ übertragen wird, im Gleichgewicht, wenn $R \leq f_1 N$ ($N =$ Druckkraft) ist. Dies ist für alle Kräfte der Fall, deren Richtungen innerhalb des sog. *Reibungskegels* liegen. Die Achse des kreiszylindrischen Reibungskegels fällt mit der Normalen n der Berührungsfläche zusammen, sein halber Öffnungswinkel ist gleich dem Reibungswinkel φ . Kräfte, für die $R < f_1 N$ ist, sind weniger gegen die Normale der Berührungsebene geneigt, als die Mantellinien des Reibungskegels; sie liegen also innerhalb des Reibungskegels. Ist die Tangentialkomponente R größer als die mit dem Reibungskoeffizienten f_1 multiplizierte Druckkraft N ($R > f_1 N$), so gleiten

die beiden Körper in der Berührungsebene relativ zueinander.

Soll ein fester Körper mit konstanter Geschwindigkeit v auf einer ebenen Fläche eines zweiten Körpers gleiten, so muß man eine Tangentialkraft in Richtung der relativen Bewegung v ausüben, um die in der Berührungsebene ausgeübten Gleitwiderstände zu überwinden. Der Gleitwiderstand R heißt *Gleitreibung*. Er ist der Relativgeschwindigkeit v entgegengesetzt gerichtet, seine Größe ist nach Coulomb

$$(2) \quad R = f_2 N,$$

d. h. er ist der in der Gleitebene übertragenen Druckkraft N proportional. Die Größe des *Reibungskoeffizienten für Gleitreibung* f_2 hängt außer von der Rauigkeit der beiden Berührungsebenen und dem Material der beiden Körper auch von der Größe v der relativen Geschwindigkeit ab und zwar nimmt f_2 bei ungeschmierten Gleitflächen mit wachsender Geschwindigkeit v ab.

Berühren sich zwei feste Körper in einem ebenen Flächenstück und drehen sie sich relativ zueinander mit der Winkelgeschwindigkeit ω um eine bezüglich beider Körper festliegende Achse n (normal zur Berührungsebene), so gleiten die in den Berührungsebenen liegenden Teilchen mit den Relativgeschwindigkeiten $v = \omega [nr]$, welche der Entfernung r von der Drehachse proportional sind. Dieser Gleitbewegung wirkt in jedem Flächenelement dF der Berührungsebenen eine Gleitreibung dR entgegen ($dR = f_2 dN$), welche der im betreffenden Flächenelement übertragenen Druckkraft dN und dem von der Relativgeschwindigkeit v abhängigen Gleitreibungskoeffizienten f_2 proportional ist. Das Moment der Gleitreibungskräfte dR bezüglich der Drehachse

$$(3) \quad \mathfrak{M}_R = \int_F [r dR]$$

heißt *Reibungsmoment*. Seine Größe kann theoretisch berechnet werden, wenn die Verteilung des Normaldrucks N über die Berührungsebene bekannt ist und wenn man weiß, wie sich f_2 für die betreffenden Verhältnisse mit der Gleitgeschwindigkeit v ändert. Ein Reibungsmoment der hier beschriebenen Art tritt z. B. bei den sog. Spurzapfen oder Spurlagern auf. Ist die Berührungsebene sehr klein (in der Grenze punktförmig), so heißen die der Drehbewegung um die Normale der Berührungsebene Widerstand leistenden Kräfte *Bohrreibung* ihr Moment *Bohrmoment*.

Bei Tragzapfen (d. s. Rotationskörper, welche um ihre Achse rotieren und Kräfte N normal zur Drehachse auf die sog. Drehzapfenlager übertragen) treten Gleitreibungskräfte auf, welche der Rotation entgegenwirken. Das Moment der Reibungskräfte bezüglich der Drehachse heißt *Moment der Zapfenreibung*. Für kreiszylindrische Zapfen (Halbmesser r) kann man das Reibungsmoment gleich

$$(4) \quad M = N r f \quad (f \equiv \operatorname{tg} \varphi)$$

setzen. Greift an einem ruhenden Zapfen vom Halbmesser r eine exzentrische Kraft \mathfrak{P} an, deren Hebelarm bezüglich der Drehachse gleich a ist, so bleibt der Zapfen im Gleichgewicht, wenn $a < r \sin \varphi$ ist, d. h. wenn die Kraft den sog. *Reibungskreis* schneidet, dessen Halbmesser gleich $\varrho = r \sin \varphi$ ist und dessen Mittelpunkt in der Ebene durch die Kraft \mathfrak{P} normal zur Drehachse auf letzterer liegt. Für den rotierenden Zapfen ist immer $\frac{M}{P} = \varrho$, d. h. in diesem Falle ist

die zwischen Tragzapfen und Lager übertragene Kraft P Tangente an den Reibungskreis.

Berührt ein Körper einen zweiten nicht in einer Fläche, sondern längs einer Linie oder nur in einem Punkte, so ist i. a. außer den Relativbewegungen des Gleitens und des Bohrens noch die des Rollens möglich. Rollt z. B. ein kreiszylindrisches Rad mit konstanter Geschwindigkeit v auf einer Ebene, so muß ein Kräftepaar $M = N\lambda$ ausgeübt werden, um den Rollwiderstand zu überwinden. Das *Moment M der Rollreibung* ist der von dem rollenden Zylinder auf die Unterlage (Bahn) ausgeübten Druckkraft N proportional. Die Länge λ heißt *Radius* (Hebelarm) *des Rollreibungswiderstandes*. Ist die Haftreibung zwischen den beiden Körpern nur von geringer Größe, so kann außer der Rollbewegung auch noch relatives Gleiten eintreten. Bei sehr vielen Bewegungsvorgängen treten Rollen und Gleiten gleichzeitig auf. Sind beide Körper in Ruhe, so kann die Reibung das Eintreten einer Rollbewegung verhindern, solange das auf den Zylinder ausgeübte Kräftepaar M einen gewissen Wert $M_0 = N\lambda_0$ nicht überschreitet.

Sind die Berührungsebenen zweier Körper nicht eben, sondern irgendwie gekrümmt, so gilt das oben für ebene Flächenstücke ausgesagte nur noch für die Flächenelemente der gekrümmten Berührungsebenen. Zwischen dem Gesamtbetrag des Reibungswiderstandes und dem gesamten Normaldruck besteht jedoch dann i. a. keine so einfache Beziehung, wie die Gleichungen 1) und 2) für ebene Flächenstücke.

Die Reibungserscheinungen sind für alle Anwendungen von der größten Bedeutung. Von ihnen hängt die Zuverlässigkeit und der Wirkungsgrad vieler Einrichtungen ab. Die rechnerische Ermittlung des Reibungseinflusses bleibt in vielen Fällen sehr unsicher, da die Reibungskoeffizienten in hohem Maße von den physikalischen Eigenschaften der sich berührenden Körperoberflächen abhängen, welche sich selbst z. B. während des Betriebes von Maschinen unter Umständen recht beträchtlich verändern können. Aus diesem Grunde kann man i. a. auch bei Heranziehen von experimentellen Erfahrungen für die Größe der Reibungskräfte nur einen oberen und unteren Grenzwert angeben, zwischen welchen ein Schwanken möglich bleibt.

Für die Reibung zwischen geschmierten Flächen liegen einige Untersuchungen vor, welche die Größe des Reibungswiderstandes mit Hilfe der Theorie der zähen Flüssigkeiten ermitteln. Die Reibung hängt darnach von Normaldruck, Gleitgeschwindigkeit und vor allem von der Zähigkeit der Schmierflüssigkeit ab. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in manchen Fällen experimentell geprüft worden, wobei sich im wesentlichen Übereinstimmung mit der Theorie ergab. Vgl. Lagerreibung.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, *Elementare Mechanik*. Leipzig 1912. Erfahrungswerte über die Reibung findet man z. B. im Taschenbuch „Hütte“, I. Bd., 1925. Für die Reibung in geschmierten Flächen s. Falz, *Grundzüge der Schmiertechnik*. Berlin 1926.

Reibung, äußere, bei Flüssigkeiten. Bleibt bei der Bewegung eine strömende Flüssigkeit in dauernder Berührung mit einer undurchlässigen Wand, so lautet hier die Grenzbedingung, daß normal zur Wand die Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit mit der

Wandgeschwindigkeit in dieser Richtung übereinstimmen muß. Bei idealer Flüssigkeit ist über die Größe der Tangentialkomponente der Geschwindigkeit keine Aussage möglich. Solange keine Strahlbildung (s. Diskontinuitätsfläche) vorausgesetzt wird, ist die Wand Begrenzung einer Stromröhre (s. d.) (im ebenen Fall Stromlinie). Bei zäher Flüssigkeit hat man früher, von molekular-theoretischen Erwägungen ausgehend, mit einem „Koeffizienten λ der äußeren Reibung“ in der Weise gearbeitet, daß man entsprechend der inneren Reibung

(s. d.) den Ansatz machte: $-\mu \left(\frac{dv}{dn} \right)_{\text{wand}} = \lambda \cdot U$,

wo U den Unterschied der tangentiellen Geschwindigkeitskomponenten der Flüssigkeit und der Wand bedeuten sollte. Das Verhältnis der inneren zur

äußeren Reibung $\gamma = \frac{\mu}{\lambda}$ hieß Gleitkoeffizient.

Es hat sich ergeben, daß allenfalls bei sehr großen Flüssigkeitsmolekülen (Schmiermittel bestimmter Art) vielleicht $\gamma \neq 0$ zu setzen ist. In allen anderen Fällen ist $\gamma = 0$ und $\lambda = \infty$, so daß unbeschadet Haften an der Wand angenommen werden darf. Nur in der Ozeanographie und Meteorologie findet man zuweilen mit gutem Erfolge andere Randbedingungen angesetzt, die, wie auch Kirchhoff es einmal versucht hat, in einer Kombination von „innerer“ und „äußerer“ Reibung bestehen. Die Schubspannung an der Wand wird durch den Geschwindigkeitsanstieg und die innere Reibung (s. d.) entsprechend dem Newtonschen Ansatz

$\tau = \mu \frac{dv}{dn}$ bestimmt. Die Existenz einer früher oft

in die Rechnung eingeführten „Wandgeschwindigkeit“ oder „Sohlungeschwindigkeit in offenen Gerinnen“ (s. Geschwindigkeitsprofil) ist damit als widerlegt anzusehen. Bei Gasen hängt die Reibung mit der freien Weglänge zusammen. *Eisner.*

Reibung der Luft in der Atmosphäre. Für den Koeffizienten der inneren Reibung der Atmosphäre haben Hesselberg und Sverdrup im Mittel den Wert 50 ($\text{cm}^{-1} \text{g sec}^{-1}$), für die bodennächsten Schichten aber einen weit kleineren Wert gefunden. Die große Abweichung von dem experimentell ermittelten Wert rührt besonders daher, daß die Bewegung in der Atmosphäre nicht laminar, sondern turbulent ist (s. Turbulenz). Zwischen benachbarten Luftteilchen wird kinetische Energie ausgetauscht (s. Austausch); daher erscheint der Reibungskoeffizient stark vergrößert. In der Nähe des Erdbodens nimmt die Vertikalkomponente der Luftbewegung und der Austausch natürlich stark ab. Im Mittel von dickeren Atmosphärenschichten kann man den Reibungskoeffizienten η als konstant, die Änderung der Windzunahme mit der Höhe, $\frac{d^2v}{dz^2}$ als mit der Schichtdicke immer kleiner werdend annehmen; deshalb ist bei der Betrachtung der atmosphärischen Bewegung die Reibungskraft, die das Produkt dieser beiden Größen bildet, von etwa 1000 m Höhe an im großen und ganzen gegen andere Kräfte zu vernachlässigen, kann vielmehr nur örtlich bedeutendere Beträge annehmen. Für die Nähe des Erdbodens ergab sich aus Lindenberger Messungen, daß die Reibungskraft im Mittel einen konstanten Winkel von etwa 28° nach der Seite niedrigeren Druckes hin mit der Richtung bildet, aus der der Wind kommt, und

daß ihre Größe auf die Masseneinheit bezogen etwa 1/7000 der Windstärke ausmacht. *Tetens.*

Näheres s. Hesselberg und Sverdrup, Die Reibung in der Atmosphäre. Veröffentl. d. geoph. Inst. Leipzig, Spezialarbeiten 1, 241/310.

Reibung, innere s. Zähigkeit.

Reibungselektrizität oder Triboelektrizität. Für die Erklärung der Reibungselektrizität kommen dieselben Überlegungen wie für die Berührungselektrizität in Anwendung (s. d.). Bei Metallen genügt in den meisten Fällen wegen des guten Leitvermögens bereits eine gegenseitige Berührung an einer einzigen kleinen Stelle, um die Kontaktpotentialdifferenz herzustellen. Bei Isolatoren dagegen muß die Berührung an mehreren Stellen erfolgen, d. h. sie geschieht am besten durch Zusammenpressen oder Reiben. In manchen Fällen treten an der Berührungsstelle äußerst kleine Ladungen auf, die durch die mit dem gegenseitigen Verschieben oder der Entfernung der Körper verbundene Kapazitätsverkleinerung auf höhere Spannung gebracht werden. Die Spannungsreihe für Isolatoren, die dadurch festgelegt wird, daß jeder Stoff durch Reiben an dem nächstfolgenden positiv wird, würde etwa folgendermaßen aussehen können: Katzenfell, Flanell, Elfenbein, Federn, Quarz, Glas, Baumwolle, Seide, trockene Haut, Holz, Schellack, woran sich anschließen würden: Metalle, Hartgummi, Schwefel. Änderungen in der Reihenfolge können auftreten, da viele der genannten Stoffe schlecht definiert sind.

Reibungselektrizität entsteht dann, wenn zwei Stoffe gegeneinander gerieben werden, wobei sich in den meisten Fällen beide entgegengesetzt aufladen. Doch weisen diese Erscheinungen auch eine Reihe bereits von Faraday erwähnter Anomalien auf. *R. Jaeger.*

Reibungskoeffizient s. Innere Reibung der Gase und Flüssigkeiten; Reibung zwischen festen Körpern; Zähigkeit.

Reibungsmanometer s. Vakuummeter.

Reibungsprobe s. Sensibilität.

Reibungstöne s. Hiebtöne.

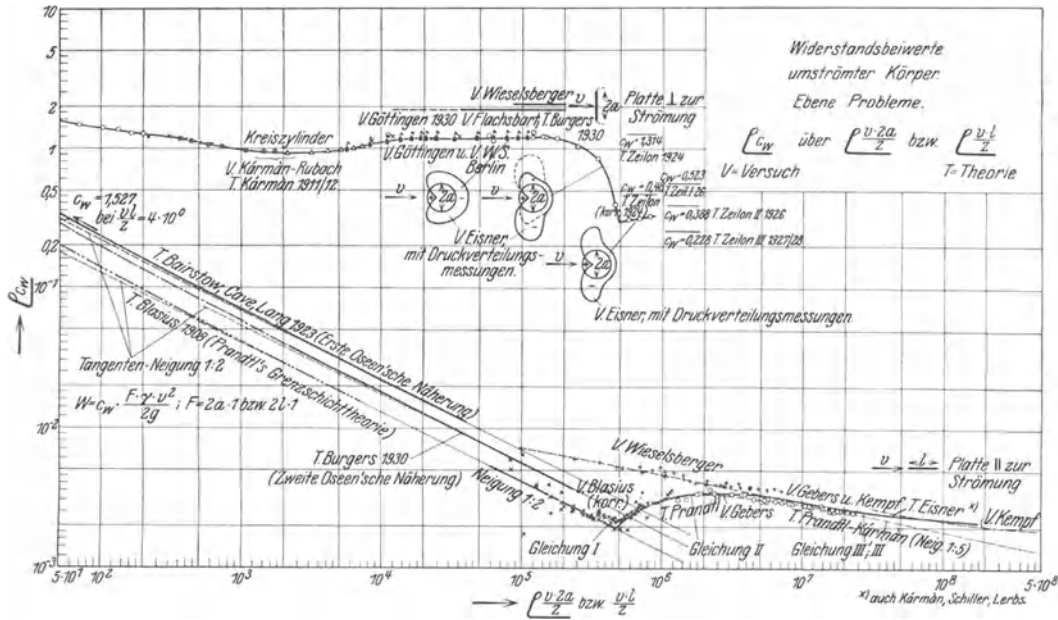
Reibungswiderstand. Bei der Bewegung von Körpern relativ zu einer umgebenden Flüssigkeit erfolgt Schubspannungsübertragung, die örtlich vom Geschwindigkeitsgradienten normal zur Körperoberfläche und von der Zähigkeit der Flüssigkeit abhängt (vgl. innere und äußere Reibung von Flüssigkeiten). Zur Feststellung der Größe dieser Kraftwirkung sind Versuche mit glatten und rauhen dünnen Platten gemacht worden, bei denen — vom Längskantenwiderstand abgesehen (s. Kantenwiderstand) — keine andere Widerstandsart (s. Bewegungswiderstand) auftritt. W. Froude und Sohn, die bis zu 50 engl. Fuß lange Platten schleppten, fanden in dem von ihnen untersuchten Bereich

$$W = \gamma \cdot \lambda \cdot O \cdot v^x,$$

wobei nach der damaligen Kenntnis der Reibungsbeiwert λ von der absoluten Plattenlänge l und von der Rauigkeit, die Potenz x in Abhängigkeit von der Rauigkeit zu $x = 1,825 - 2,0$ gefunden wurde. $O = 2bl$ ist die benetzte Oberfläche, v die Schleppgeschwindigkeit, γ das spez. Gewicht der Flüssigkeit. Nach heutiger Kenntnis ist für glatte Platten zu setzen: $Wr = \zeta \gamma O \frac{v^2}{2g}$, mit $\zeta = \zeta(R)$ als Funktion der Reynoldsschen Zahl. Bei rauhen Platten ist ζ auch von der Rauigkeit (s. d.)

abhängig. Für glatte Platten gilt bei laminarer Strömung in der Grenzschicht nach Prandtl-Blasius: $\frac{W_r}{bl} \propto \left(\frac{Z}{v l}\right)^{0,5} \cdot \gamma \frac{v^2}{2g}$ bei turbulenter Strömung bei mittleren Reynoldsschen Zahlen: $\frac{W_r}{bl} = 0,072 \left(\frac{Z}{v l}\right)^{1/5} \cdot \gamma \frac{v^2}{2g}$, mit Z = kinematischer Zähigkeit (s. d.), während allgemein, also auch

bei höheren Reynoldsschen Zahlen (bis etwa $2 \cdot 10^8$) ein kürzlich von Eisner (s. Schiffbau 1930) abgeleiteter Ausdruck gilt, bei dem Potenz und Faktor Funktionen der Reynoldsschen Zahl sind. Eine Übersicht über die heutige Kenntnis vermittelt die nachstehende Figur (s. Verh. des III. Internat. Kongresses f. Techn. Mechanik, Stockholm 1930). *Eisner.*



Widerstandsbeiwerte umströmter Körper. Ebene Probleme.

Plattenwiderstand:

Gl. I. (Blasius): $c_w = \frac{1,327}{\sqrt{v l}} \sim \frac{8}{v} \cdot \delta_{1/2}$

Gl. II. (Prandtl): $c_w = \sqrt{\frac{0,072}{v l}} = \frac{17,00}{v l}$

Gl. III. (Prandtl-Kármán): $c_w = \frac{0,072}{\sqrt{v l}}$

Gl. III'. (Eisner): $c_w = \Phi(C, \mu) \cdot \left(\frac{v l}{Z}\right)^{-\frac{1}{\mu+1}}$
 $\mu = f\left(\frac{v l}{Z}\right)$; Φ und f siehe l. c.

Reichweite. Von radioaktiven Atomen ausgestoßene α -Teilchen erleiden beim Durchdringen von Materie einen Geschwindigkeitsverlust, so daß ihre Anfangsgeschwindigkeit, die sie dem explosionsartigen radioaktiven Zerfall verdanken, auf Molekulargeschwindigkeit gebremst wird und sie ihre ausgezeichnete Stellung als schnell bewegte geladene Korpuskeln verlieren. Diejenige Strecke in Luft, innerhalb derer die Zahl der von einem Punkt ausgehenden α -Partikeln nahe konstant gefunden wird und an deren Ende sie plötzlich scharf auf Null abnimmt, heißt die Reichweite-Rw. (engl. „range“, franz. „parcours“). Die Rw. in anderen nicht gasförmigen Medien ist aus technischen Gründen schwierig direkt zu beobachten und wird auf das Absorptionsvermögen der Luft rückbezogen. Es wird die Verkürzung d der Rw. in Luft gemessen, wenn das α -Teilchen zuvor eine Schichtdicke d' im zu relationierenden Medium zurückgelegt hat; d nennt man das „Luftäquivalent“ zur Dicke d' des Mediums. Bezeichnen für letzteres ρ' die Dichte und A' das Atomgewicht, sowie ρ und A die gleichen Größen für Luft (dabei ist $A = 14,4$ ein fingiertes „mittleres“ Atom-

gewicht für Luft), so ist die in den äquivalenten Schichtdicken d und d' pro Querschnittseinheit enthaltene Zahl der Atome gegeben durch $\frac{\rho d}{h A}$ bzw. $\frac{\rho' d'}{h A'}$, wenn h die Masse des Wasserstoffatoms darstellt. Und diese Atomzahlen sind in bezug auf die Bremsung der α -Strahlen einander gleichwertig. Man pflegt ihr Verhältnis $s = \frac{\rho d/A}{\rho' d'/A'}$ als „Bremsvermögen“ zu bezeichnen, und hat experimentell gefunden, daß $\frac{s}{\sqrt{A'}}$ nahe den konstanten Wert 0,3 besitzt. — Die Abhängigkeit der Reichweite R von der Geschwindigkeit v kann nach Versuchen Rutherford's durch $v = C \sqrt{R + 1,25}$, nach Geiger durch $v^3 = C' R$ dargestellt werden, worin C und C' konstante Zahlen sind. Die erstere der beiden empirischen Formeln ist deshalb von Interesse, weil nach ihr $v' = C \sqrt{1,25}$ einen kritischen Wert darstellen würde, unterhalb dessen die Rw. negativ, und somit alle beobachtbaren

Wirkungen der α -Strahlung verschwinden würden. Und das Vorhandensein eines solchen kritischen Wertes (er ergibt sich bei ungefähr $8 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$)

ist auch aus theoretischen Gründen wahrscheinlich. — Die Zahl der α -Partikel zeigt sich, wie erwähnt, bis nahe zum Ende der Rw. konstant, um dann sehr schnell, aber nicht momentan auf Null zu sinken. Aus letzterem Umstande folgt, daß die Rw. nicht für alle Partikel (gleicher Provenienz) eines homogenen, parallelen α -Bündels die gleiche ist, vielmehr um einen mittleren Wert schwankt. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Zusammenstöße eines α -Teilchens mit den auf seiner Bahn liegenden Molekülen sowohl der Zahl als der Wirksamkeit nach zufällig erfolgen und somit die Geschwindigkeitsabnahme und auch die Rw. einem Verteilungsgesetz der Wahrscheinlichkeitsrechnung folgen muß, erscheint das experimentelle Ergebnis begreiflich. Dazu kommt weiter, daß die Bahn des α -Teilchens keine geradlinige ist, sondern bei Annäherung an den positiv geladenen Atomkern des Absorbers wegen der elektrostatischen Abstoßung Knickungen erfährt, die um so ausgiebiger sind, je kleiner die α -Geschwindigkeit wird, je mehr sich also das α -Teilchen dem Ende der Rw. nähert (vgl. den Artikel „Zerstreuung“). Außer Geschwindigkeitsverlust und Zerstreuung tritt beim Durchgang durch Materie auch eine Umladung der ursprünglich mit $+2e$ geladenen α -Teilchen ein, indem beim Zusammenstoß mit fremden Molekülen bald ein Elektron aufgenommen, bald abgegeben wird. Nach Durchsetzen einer gewissen (sehr kleinen) Dicke stellt sich eine Art Gleichgewichtszustand her, indem von da ab der Prozentsatz der doppelt (He^{++}) einfach (He^+) und ungeladenen α -Teilchen konstant bleibt. Dieser Gleichgewichtszustand ist von der Art der durchlaufenen Materie unabhängig und nur eine Funktion der Geschwindigkeit.

Da die Rw. von der Anfangsgeschwindigkeit (s. o.) abhängt und mit dieser wieder die beim Atomzerfall freiwerdende Energie im Zusammenhang steht, so ist eine Beziehung zwischen Rw. und Lebensdauer zu vermuten. Denn die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein instabiles Atom wird zugleich mit der überschüssigen und beim Zerfall freiwerdenden Energie ansteigen. Je größer die letztere und damit v und R , desto wahrscheinlicher ist der Zerfall, desto kürzer die Lebensdauer und desto größer die Zerfallskonstante λ . — Eine Form derartiger empirischer Beziehungen zwischen λ und v ist z. B.: $\log \text{nat } \lambda = a + bv$, wonach der natürliche Logarithmus der Zerfallskonstante als lineare Funktion der Anfangsgeschwindigkeit sich darstellen läßt. b ist dabei eine universelle Konstante mit dem Wert 42,5 (λ in Sekunden gemessen), a (gemessen in $10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$) variiert mit der Zerfallsreihe und nimmt folgende Werte an: für die Uran-Radium-Reihe $a = -79,5$, für die Thorium-Reihe $a = -80,7$; für die Actinium-Reihe $a = -82,7$. Diese drei Reihen sollten demnach in obiger λ - v -Beziehung dargestellt drei einander parallele Gerade ergeben. Doch ist das Experiment noch nicht genau genug, um diese Darstellung der Versuchsergebnisse als die einzig mögliche sicherzustellen.

Die ursprüngliche Geiger-Nuttalsche Beziehung lautet: $\log \lambda = A + B \log R_0$; darin ist für

die Uran-Radiumreihe $A = -41,6$, $B = 60,4$; für die Actiniumreihe: $A = -41,6$, $B = 55,3$; für die Thoriumreihe: $A = -45,5$, $B = 63,8$; R_0 ist die Rw. in Luft von 0°C und 760 mm Druck. Eine geringe Anzahl von Substanzen fügt sich dieser Darstellung nicht.

Über die Beziehung zwischen Ionisation und Rw. vgl. den Artikel „Ionisation“.

K. W. F. Kohlrausch.

Reichweite des Schalles s. Schalltrichter.

Reif. Reif ist gefrorener Tau (s. d.). Er setzt sich wie dieser in klaren Nächten ab, doch wird seine Bildung gegenüber dem Tau noch durch den Umstand begünstigt, daß der Dampfdruck über Eis (s. d.) niedriger ist als über Wasser (s. d.), weshalb schon aus Luft, die noch nicht völlig mit Wasserdampf gesättigt ist, letzterer auf dem Eise kondensiert werden kann. *O. Baschin.*

Reifung photographischer Emulsionen s. Photographische Emulsionen.

Reihenmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Reihenschlußmotor s. Elektromotoren.

Reinheitsgrad, Reinheitsquotient s. Saccharimetrie.

Reinigung der Gase. Bei den Versuchen über den Durchgang des elektrischen Stromes durch Gase wie bei der Glimmentladung und dem Lichtbogen usw. kommt es auf äußerste Reinheit der Gase an. Schon die geringsten Spuren, vor allem der elektro-negativen Gase, ändern die Erscheinungen grundlegend. Folgende Reinigungsverfahren sind gebräuchlich: Befreiung von Wasserdampf. Vorbehandlung mit konz. H_2SO_4 , Nachbehandlung durch ganz langsames Strömenlassen über größere Mengen frisches P_2O_5 . Befreiung von Sauerstoff: Durchperlenlassen durch Pyrogallol-Lösung, Strömenlassen über glühende Kupferspäne, langsames Vorbeiströmenlassen an sauberen Alkalimetallflächen. Reinigung der Edelgase von allen anderen Gasen: Erzeugung einer kräftigen Glimmentladung oder besser noch eines Lichtbogens im Gase, wobei die Kathode aus Alkalimetall besteht. Bei längerer Entladung verschwinden die letzten Spuren fremder Gase. *Güntherschulze.*

Näheres s. Gmelin, Handbuch der anorganischen Chemie. Bd. 1. Edelgase, 8. Aufl., 1926.

Reinkohlenbogenlampe, Flächenhelle s. Photometrische Größen und Einheiten, Nr. 4; räumliche Lichtverteilung s. Lichtstärken-Mittelwerte, Nr. 6; Wirtschaftlichkeit s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Reißerwerk s. Längenmessungen.

Reißfestigkeit, dielektrische s. Dielektrische Festigkeit.

Reitergewichte s. Massensätze.

Rekaleszenz s. Temperatur, Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften.

Rekombination s. Wiedervereinigung der Gasionen.

Rekristallisation. Unter Rekristallisation der Metalle werden allgemein die Strukturänderungen, welche in Änderungen der Form, der Abmessungen und der Orientierung der Kristallite unter dem Einfluß der erhöhten Temperatur bestehen, verstanden; Strukturänderungen durch Bildung oder Zersetzung von Kristallarten oder Änderung ihrer Zusammensetzung gehören nicht in das Gebiet der Rekristallisation. Die Rekristallisation tritt nur ein, wenn die Metalle für genügend lange Zeit einer ausreichend hohen Temperatur ausgesetzt werden. Die untere Temperaturgrenze der Rekristallisation liegt nahe bei der Temperaturgrenze

des Platzwechsels der Atome im Raumgitter durch Diffusion.

Die Hauptmethode zur Verfolgung der Rekrystallisation besteht in einer mikroskopischen Strukturuntersuchung. Sie wird durch die röntgenometrische Untersuchung ergänzt, die oft mit größerer Empfindlichkeit das Kristallwachstum nachzuweisen gestattet und zur Orientierungsbestimmung der Kristallaggregate dient.

Der vorherrschende Vorgang der Rekrystallisation besteht in einer Vergrößerung der Kristallite, die bis zu makroskopischen Abmessungen (Einkristallkörper) fortschreiten kann.

Die Rekrystallisation besteht aus zwei Elementarvorgängen: 1. der Verschiebung der Korngrenzen zwischen den Kristalliten, also des Wachstums des einen Nachbarn auf Kosten des anderen, und 2. der Bildung der neuen Kristalle. Der zweite Vorgang läßt sich meistens nur schwer mit Sicherheit nachweisen.

Bei Metallen, die ungestört aus der Schmelze erstarren, scheint die Rekrystallisation sich auf die Ausrichtung der Kristallgrenzen unmittelbar unter dem Schmelzpunkt zu beschränken. Eine weitgehende Veränderung des Gefüges durch Rekrystallisation scheint nur unter folgenden Voraussetzungen stattzufinden:

1. Nach Phasenänderungen (Umwandlungen, Bildung aus dem nicht metallischen Zustand) unterhalb der Schmelztemperatur.

2. Nach Diffusionsvorgängen in Mischkristallen.

3. Nach plastischen Beanspruchungen.

Nach ähnlichen Gesetzen erfolgt auch die Rekrystallisation der nichtmetallischen Kristallaggregate; in der Mineralogie wird sie häufig Sammelkrystallisation genannt. *G. Masing.*

Rektaszension s. Himmelskoordinaten.

Rektoskop s. Höhlengucker.

Relais. Eine Vorrichtung, bei der ein meist sehr schwacher Primärstrom einen sekundären Stromkreis schließt. Durch Einschalten einer beliebig starken Ortsbatterie in den Sekundärkreis hat man es in der Hand, in diesem innerhalb gewisser Grenzen einen wesentlich stärkeren Strom zu erzeugen, als der im Primärkreis vorhandene. Diese Verstärkerwirkung der Relais hat vielfach dazu geführt, auch andere Anordnungen, welche eine Verstärkerwirkung besitzen, als Relais zu bezeichnen (s. Verstärker für elektrische Ströme) und die älteren mechanischen Relais zum Unterschied auch Telegraphenrelais zu nennen.

Das mechanische Relais besteht aus einem Elektromagneten, dessen Anker möglichst bei ganz geringen Primärströmen (Linienströmen) angezogen wird und damit einen Kontakt schließt. Man unterscheidet neutrale und polarisierte Relais. Beim neutralen Relais wird erst durch den Linienstrom ein Magnet erregt und der Anker bei Unterbrechung des Linienstromes durch eine Feder in seine Ruhelage zurückgeführt. Beim polarisierten Relais ist ein Dauermagnet vorhanden, der durch den Linienstrom geschwächt oder verstärkt wird. Der Dauermagnetismus liefert gewöhnlich auch die der Stromwirkung entgegengesetzte Kraft zur Zurückführung des Ankers in die Ruhelage. Beim neutralen Relais gibt es nur zwei verschiedene Stellungen, beim polarisierten Relais dagegen drei. Es kann daher zur Stromumkehr benutzt werden. Das polarisierte Relais ist wesentlich empfindlicher als das neutrale.

Ein Relais, das die Aufgabe erfüllt, den Stromschluß oder die Unterbrechung erst nach einer gewissen Zeit eintreten zu lassen, nennt man ein Zeitrelais. S. auch Verstärker für elektrische Ströme. *E. Alberti.*

Näheres s. K. Strecker, Die Telegraphentechnik.

Relaisröhre s. Verstärkeröhre.

Relativbewegung (s. absolute Bewegung). Das Newtonsche Grundgesetz der Bewegung lautet: Die Beschleunigung eines materiellen Punktes relativ zu einem Inertialsystem ist gleich der Kraft, die auf den Punkt wirkt, dividiert durch seine Masse. Da uns nun in der Erfahrung die Bewegungen der Körper nicht relativ zum Inertialsystem, sondern relativ zu irgendwelchen Körpern unserer Umgebung (z. B. der Erde) gegeben sind, ist es notwendig, die Gesetze zu kennen, nach denen sich die eine Bewegung kennzeichnenden Größen (Weg, Geschwindigkeit, Beschleunigung) relativ zu einem Bezugssystem aus ihren Werten relativ zu einem anderen System berechnen lassen. Wir betrachten zwei starre Bezugssysteme. Wir nennen das eine für unsere jetzige Betrachtung das ruhende System und die Bewegungen relativ zu ihm „absolute“ Bewegungen. Das zweite heiße das bewegte System oder das „Fahrzeug“, und die Geschwindigkeiten usw. in bezug darauf sollen relative Geschwindigkeiten heißen.

Ein Punkt des Fahrzeuges habe die absolute Geschwindigkeit v^f (Fahrzeuggeschwindigkeit), ein materieller Punkt, der mit ihm zu Anfang unserer Betrachtung zusammenfällt, habe die Relativgeschwindigkeit v^r , wo die deutschen Buchstaben Vektoren bedeuten. Dann legt der materielle Punkt im Zeitelement τ den absoluten Weg $\delta a = v^r \tau + v^f \tau$ zurück. Seine absolute Geschwindigkeit $v^a = \frac{d\delta a}{d\tau}$ ist also durch

$$(1) \quad v^a = v^r + v^f$$

gegeben. Wenn sich z. B. ein Fahrzeug mit der konstanten Geschwindigkeit v in der x -Richtung bewegt und ein materieller Punkt mit der absoluten Geschwindigkeit c in der y -Richtung ($v_x^f = v$, $v_y^f = v_z^f = 0$, $v_y^a = c$, $v_x^a = v_z^a = 0$), so ist die Relativgeschwindigkeit des Punktes durch $v_x^r = -v$, $v_y^r = c$ bestimmt. Sie schließt also mit der y -Richtung einen Winkel φ ein, der die Beziehung $\operatorname{tg} \varphi = \frac{v}{c}$ erfüllt.

Die absolute Beschleunigung ist ebenfalls leicht zu berechnen, wenn die Bewegung des Fahrzeuges eine translatorische ist, d. h. wenn alle seine Punkte dieselbe Geschwindigkeit haben. Wenn w^r die Relativbeschleunigung und w^f die Fahrzeugbeschleunigung ist, so ist der absolute Weg $\delta = w^r \frac{\tau^2}{2} + w^f \frac{\tau^2}{2}$ und die absolute Beschleunigung $w^a = \frac{d^2 \delta a}{d\tau^2}$

$$(2) \quad w^a = w^r + w^f.$$

Wenn aber die Bewegung des Fahrzeuges keine translatorische ist, kann eine absolute Beschleunigung auch in einer Richtung vorhanden sein, in der weder die Relativbeschleunigung noch die Fahrzeugbeschleunigung eine Komponente hat. Das kommt dadurch zustande, daß der materielle Punkt im Laufe der Zeit mit Punkten verschiedener Fahrzeuggeschwindigkeit zusammenfällt. Es sei, um den einfachsten Fall zu betrachten, das Fahrzeug

eine mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω um eine feste Achse rotierende Scheibe. Der materielle Punkt bewege sich von der Achse aus mit der konstanten Relativgeschwindigkeit v längs eines Radius nach außen. Im Zeitelement τ legt der Punkt längs des Radius den Weg $v\tau$ zurück. Während dieser Zeit hat sich aber der Radius um den Winkel $\omega\tau$ gedreht, so daß der materielle Punkt den absoluten Weg $v\omega\tau^2$ in der Richtung senkrecht zum Radius zurückgelegt hat. Seine Absolutbeschleunigung ist also $2v\omega$. Ihre Richtung ist die des Weges, ihr Sinn der der Drehung. Diese Beschleunigung tritt im Fall einer Drehbewegung des Fahrzeuges immer zur Relativbeschleunigung und Fahrzeugbeschleunigung noch hinzu. Dabei bedeutet bei beliebiger Relativgeschwindigkeit jetzt v die Komponente derselben senkrecht zur Drehungsachse. Sei allgemein die Drehgeschwindigkeit des Fahrzeuges durch den Vektor p gegeben, so lautet unsere Zusatzbeschleunigung in der Symbolik der Vektorrechnung $2[pv^r]$. Sie weist immer bei einer von der Achse weggerichteten Relativgeschwindigkeit im Sinne der Drehung des Fahrzeuges, bei entgegengesetzter Geschwindigkeit entgegen dem Drehungssinn. Die absolute Beschleunigung bei der Drehbewegung des Fahrzeuges besteht also aus drei Gliedern.

$$(3) \quad w^a = w^r + w^f + w^c.$$

Dabei heißt $w^c = 2[pv^r]$ die Coriolissche Beschleunigung. Die Fahrzeugbeschleunigung w^f ist bei der Drehbewegung offenbar die Zentripetalbeschleunigung des betreffenden Punktes.

Der Beweis für die allgemeine Gültigkeit der Formel 3) läßt sich mit Hilfe der Vektorrechnung leicht erbringen. Wenn a ein Vektor ist, der starr mit dem rotierenden Fahrzeug verbunden ist, so bezeichnen wir mit $\frac{\partial a}{\partial t}$ die zeitliche Veränderung

von a relativ zum Fahrzeug und mit $\frac{d a}{d t}$ die wegen der Fahrzeugbewegung davon verschiedene absolute zeitliche Veränderung von a . Wenn r der relative Radiusvektor eines Punktes des Fahrzeuges ist, so gilt, wie in der Lehre von der Drehbewegung gezeigt wird, die Relation

$$(4) \quad \frac{d r}{d t} = \frac{\partial r}{\partial t} + [p r].$$

Und dieselbe Gleichung gilt, wenn an Stelle von r unser allgemeiner Vektor a tritt. Es ist also auch insbesondere

$$(5) \quad \frac{d v^r}{d t} = \frac{\partial v^r}{\partial t} + [p v^r].$$

Eine analoge Gleichung gilt für v^f .

Nun ist wegen 1) und $w^a = \frac{d v^a}{d t}$

$$w^a = \frac{d v^r}{d t} + \frac{d v^f}{d t}.$$

Für einen Punkt des Fahrzeuges ist $\frac{\partial r}{\partial t} = 0$, also die Absolutgeschwindigkeit

$$\text{also} \quad v^r = [p r], \quad \frac{\partial v^r}{\partial t} = [p v^r]$$

$$(6) \quad w^a = \frac{\partial v^r}{\partial t} + 2[p v^r] + [p [p r]].$$

Die drei Glieder sind der Reihe nach w^r , w^c , w^f . Dabei ist, wenn wir mit r^s die Komponente von r senkrecht zur Achse bezeichnen

$$w^f = - (pp) r^s = - \omega^2 r^s$$

die Zentripetalbeschleunigung.

Mit Hilfe dieser Gesetze zur Berechnung der absoluten Beschleunigung lassen sich nun leicht die allgemeinen Bewegungsgesetze für ein beliebiges Bezugssystem ableiten. Wir identifizieren das bisher ruhend genannte System mit einem Inertialsystem. Dann lauten die Newtonschen Bewegungsgleichungen

$$(7) \quad m w^a = \mathfrak{R}.$$

Dabei ist m die Masse des materiellen Punktes, \mathfrak{R} die auf ihn wirkende Kraft, die eine Funktion seiner Lage relativ zu den ihn umgebenden Körpern ist und bei hinreichender Entfernung von allen Körpern verschwindet. Von dem bewegten System nehmen wir zunächst an, es sei in geradliniger, aber beschleunigter Translationsbewegung in bezug auf das Inertialsystem begriffen. Dann ist die Relativbeschleunigung unseres materiellen Punktes unter dem Einfluß der Kraft \mathfrak{R} in bezug auf unser bewegtes System nach Gleichungen 2) und 7) durch

$$(8) \quad m w^r = \mathfrak{R} - m w^f$$

gegeben. Wenn also das System, relativ zu dem ich die Bewegung betrachte, kein Inertialsystem ist, kann ich die Bewegung auch durch Gleichungen von der Art der Newtonschen beschreiben, nur muß ich zur Newtonschen Kraft \mathfrak{R} eine „Reduktionskraft“ $-m w^f$ hinzufügen. Relativ zu unserem System kann also auch eine beschleunigungsfreie Bewegung nicht kräftefrei vor sich gehen, denn aus $w^r = 0$ folgt $\mathfrak{R} = m w^f$. Zur Aufrechterhaltung der Ruhe in bezug auf solche gegenüber dem Inertialsystem beschleunigten Systemen ist also eine Kraft erforderlich, d. h. in bezug auf sie ist das Trägheitsgesetz nicht erfüllt. Ein Beispiel dafür ist die Kraft, die man aufwenden muß, um in einem anfahren oder anhaltenden Eisenbahnwagen an einer bestimmten Stelle des Wagens stehen zu bleiben. Die aufzuwendende Kraft ist um so größer, je größer w^f ist, d. h. je plötzlicher die Änderung der Fahrtgeschwindigkeit stattfindet, die Richtung der Kraft ist dieser Änderung der Fahrzeuggeschwindigkeit gleichgerichtet, z. B. beim plötzlichen Bremsen der Fahrtrichtung entgegengesetzt. Etwas verwickelter sind die Verhältnisse, wenn wir ein System betrachten, das gegenüber einem Inertialsystem in gleichförmiger Drehung begriffen ist. Dieser Fall ist aber deshalb sehr wichtig, weil unter ihm die Bewegung der Körper relativ zur Erde fällt. Wir wollen auch, um möglichst konkret zu bleiben, jetzt geradezu als ruhendes System den Fixsternhimmel wählen, den wir mit genügender Annäherung als Inertialsystem ansehen können, und als bewegtes System die Erde, die sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω von Westen nach Osten um ihre Achse dreht. Dann ist nach Gleichungen 7) und 3) die Relativbeschleunigung, die ein materieller Punkt unter dem Einfluß einer Kraft \mathfrak{R} in bezug auf die Erde annimmt, durch

$$(9) \quad m w^r = \mathfrak{R} - m w^f - m w^c$$

gegeben. Wie in bezug auf ein translatorisch bewegtes Bezugssystem gilt auch hier das Trägheitsgesetz nicht. Man muß vielmehr zur Newtonschen Kraft \mathfrak{R} , die bei genügender Entfernung des Massenpunktes von allen ihn umgebenden Körpern verschwindet, noch zwei Kräfte $-m w^f$ und $-m w^c$ hinzufügen, um die Beschleunigung relativ zur Erde zu erhalten, zwei Kräfte, die gar nicht von der Gruppierung von Körpern um unseren Massen

punkt abhängen, wie die Newtonsche Kraft, sondern nur von der Lage und Geschwindigkeit des betrachteten Massenpunktes relativ zur Drehungsachse unseres Bezugssystems und die daher durch Entfernung aus dem Bereich aller Massen nicht zum Verschwinden gebracht werden können. Wenn wir mit r die Entfernung des Massenpunktes von der Erdachse bezeichnen, so ist ωr die Zentripetalbeschleunigung, die entsprechende Kraft $-m \omega r$ treibt also von der Erdachse weg und hat den Betrag $m r \omega^2$, sie wird Zentrifugalkraft genannt. Die Bewegung einer Masse relativ zur Erde kann also nur erhalten werden, wenn man zu den Newtonschen Kräften, etwa zur Schwerkraft, noch die Zentrifugalkraft addiert. Sei β die geographische Breite eines Punktes der Erdoberfläche, R der Erdradius, so ist die Zentrifugalkraft $m \omega^2 R \cos \beta$. Sie vermindert überall die Schwerkraft, am stärksten am Äquator, ihre Wirkung verschwindet an den Polen. Daher ist die Erdoberfläche am Äquator am meisten vom Zentrum entfernt und an den Polen abgeplattet.

Wenn unser materieller Punkt eine Relativgeschwindigkeit zur Erde hat, die eine Komponente v senkrecht zur Erdachse besitzt, so tritt zur Zentrifugalkraft noch eine zweite Reduktionskraft hinzu, die Coriolissche Kraft, die durch den Vektor $-m v \omega = -2m [p v \omega]$ gegeben ist, also auf der Erdachse und der Relativgeschwindigkeit senkrecht steht. Ihre Richtung liegt also in der Ebene des Parallelkreises, und wenn die Relativgeschwindigkeit von der Achse wegführt, entgegen dem Drehsinn der Erde. Ihr Betrag ist nach Gleichung 6) $2 m \omega v$. Die Wirkung dieser Coriolisschen Kraft zeigt sich bei jeder Bewegung von Körpern auf der Erdoberfläche, bei denen die Geschwindigkeitskomponente v einen genügend großen Wert hat, oder die so lange andauern, daß auch bei kleiner Geschwindigkeit durch genügend langes Wirken der Coriolisschen Kraft eine wahrnehmbare Wirkung erzielt wird.

Wenn wir etwa an einem Punkt der Erde mit der nördlichen geographischen Breite β ein Geschöß nach Süden abfeuern, so würde unter dem Einfluß der Schwere und Zentrifugalkraft das Projektil niemals die Meridianebene verlassen. Da aber, wenn die Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses c ist, die Geschwindigkeitskomponente $c \sin \beta$ senkrecht zur Erdachse vorhanden ist, wirkt eine Coriolissche Kraft $2 m \omega c \sin \beta$ auf das Projektil, die nach Westen gerichtet ist und in der Zeit τ eine Abweichung vom Betrage $\omega \tau^2 c \sin \beta$ aus der Meridianebene nach Westen mit sich bringt. Diese Abweichung aus der Zielrichtung wird auch bei weiten Schüssen wahrgenommen.

Wenn ein Körper in einem Schacht nach abwärts fällt, so ist seine Geschwindigkeit c gegen das Erdzentrum gerichtet. Dem entspricht eine zur Erdachse senkrechte Komponente vom Betrage $c \cos \beta$. Da diese der Erdachse zustrebt, entsteht eine Coriolissche Kraft vom Betrage $2 m \omega c \cos \beta$, die im Sinne der Erddrehung, also nach Osten wirkt. Wenn g die Schwerbeschleunigung bedeutet, ist $c = g \tau$ und die Coriolissche Kraft bringt in der Zeit τ eine Beschleunigung $2 \omega g \tau \cos \beta$ hervor, woraus für die östliche Abweichung von der Lotlinie durch zweimalige Integration sich der Betrag $\frac{\omega}{3} g \tau^3 \cos \beta$ ergibt.

Eine derartige Abweichung fallender Körper von der Lotrichtung wird auch durch die Benzenbergschen Fallversuche nachgewiesen.

Eine allmähliche Anhäufung der Wirkung der Coriolisschen Kraft auch bei kleinen Relativgeschwindigkeiten sehen wir beim Foucaultschen Pendelversuch (s. Artikel Foucaultsches Pendel).

Auch die Naturerscheinungen auf der Erdoberfläche, die Strömungen der Flüsse und Winde weisen überall eine Ablenkung aus der Meridianebene durch die Coriolissche Kraft auf.

Philipp Frank.

Näheres s. L. Boltzmann, Vorlesungen über die Prinzipie der Mechanik (II. Teil, Kap. VII). Für die Anwendungen auf kosmische Physik. — M. Trabert, Lehrbuch der kosmischen Physik. Leipzig 1911.

Relative Feuchtigkeit s. Luftfeuchtigkeit.

Relativitätsprinzip, spezielles, nach Einstein (s. Artikel: Optik bewegter Körper und Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton). Alle Erfahrungen über die optischen Erscheinungen in bewegten Körpern führen zu dem Ergebnis, daß es ein Bezugssystem gibt, relativ zu dem sich das Licht im Körper vom Brechungsindex l nach allen Seiten mit der Geschwindigkeit c fortpflanzt, unabhängig davon, welches der Bewegungszustand der Lichtquelle und der durchleuchteten Körper relativ zu diesem System ist. Ein solches Bezugssystem wollen wir ein Fundamentalsystem nennen; es fällt mit einem Newtonschen Inertialsystem zusammen. Dadurch ist zunächst eines unter den gleichberechtigten mechanischen Inertialsystemen durch optische Eigenschaften ausgezeichnet und es entsteht die Frage, ob diese Auszeichnung sich aufrecht erhalten läßt. Es lassen sich nun wirklich Versuche erdenken, wie z. B. der Michelsonsche Versuch, aus denen sich auf Grund der eben ausgesprochenen Grundannahme über die Lichtausbreitung eine Relativgeschwindigkeit des Versuchsraumes gegenüber dem Fundamentalsystem feststellen lassen müßte, wodurch das Fundamentalsystem gegenüber allen anderen Inertialsystemen ausgezeichnet wäre. Da aber der Michelsonsche Versuch wie alle ähnlichen Versuche ein negatives Ergebnis hat, so sehen wir, daß sich die Relativgeschwindigkeit eines Laboratoriums gegenüber dem Fundamentalsystem auch in solchen Fällen nicht feststellen läßt, wo das nach unseren gesichertsten Kenntnissen über die Lichtfortpflanzung zu erwarten wäre. Es besteht also ein Widerspruch zwischen dem Ergebnis des Michelsonversuches und der experimentell erwiesenen Unabhängigkeit der Lichtfortpflanzung von der Bewegung der Lichtquelle und der strömenden Luft. Oder anders formuliert: die Behauptung, daß beim Michelsonversuch die Bewegung des Laboratoriums aus Versuchen in diesem Laboratorium nicht nachweisbar sei, steht im Widerspruch mit der an die Spitze gestellten Behauptung über die Unabhängigkeit der Lichtfortpflanzung. Daraus folgt a fortiori: die Behauptung, es könne durch keine in einem Laboratorium angestellten Versuche die geradlinig gleichförmige Bewegung dieses Laboratoriums relativ zum Fundamentalsystem konstatiert werden, steht im Widerspruch mit dem Gesetz der Unabhängigkeit der Lichtfortpflanzung. Diese Unmöglichkeit können wir auch im Anschluß an das Relativitätsprinzip von Galilei in folgender Art formulieren: wenn wir in einem Laboratorium optische Versuche so anstellen, daß die Versuchsbedingungen sämtlich relativ zum Laboratorium

definiert sind, so ist dadurch der ganze Verlauf der Erscheinung relativ zum Laboratorium eindeutig bestimmt, ob nun dieses Laboratorium gegenüber dem Fundamentalsystem ruht oder eine beliebige gleichförmig geradlinige Bewegung ausführt. Dieses „Relativitätsprinzip der Optik“ steht also im Widerspruch mit dem Grundgesetz der Lichtfortpflanzung.

Nun hat A. Einstein darauf hingewiesen, daß eine nähere Analyse der beiden Behauptungen zeigt, daß sie nur dann in Widerspruch stehen, wenn man gewisse unbegründete Annahmen macht, die aber bisher stillschweigend von allen Physikern gemacht wurden. Einstein untersucht nun, wie diese Annahmen modifiziert werden müssen, wenn das optische Relativitätsprinzip und das Gesetz von der Unabhängigkeit der Lichtfortpflanzung beide gelten sollen. Diese Untersuchung führt zu tiefgreifenden Änderungen an bisher als selbstverständlich angesehenen physikalischen Sätzen und bildet den Inhalt der Einsteinschen Relativitätstheorie. Diese ist also nichts anderes als die Entwicklung der Konsequenzen, die sich aus dem Zusammenbestehen des optischen Relativitätsprinzips mit dem Grundgesetz der Lichtfortpflanzung ergeben. Daraus ergibt sich natürlich als spezieller Fall die Vereinbarkeit des Michelsonversuches mit dem Fizeauschen Experiment.

Einstein stellt also an die Spitze seiner Theorie neben dem Gesetz der Lichtfortpflanzung das optische Relativitätsprinzip (das deshalb auch Einsteinsches Relativitätsprinzip genannt wird), als eine aus dem Michelsonversuch, dem Trouton-Nobleschen Versuch und ähnlichen durch Verallgemeinerung gewonnene Hypothese, ähnlich wie die Thermodynamik ihre durch ähnliche Verallgemeinerung gewonnenen Sätze vor der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile erster und zweiter Art an die Spitze stellt.

Wir können sofort drei Folgerungen aus dem Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit ableiten, die mit dem Relativitätsprinzip in schreiendem Widerspruch zu stehen scheinen.

I. Wenn ich im Fundamentalsystem einen ruhenden starren Stab von der Länge L habe und ich lasse zur gleichen Zeit von seinen Enden Lichtsignale gegen seine Mitte abgehen, so kommen beide zur gleichen Zeit in der Stabmitte an und brauchen die gemeinsame Zeit $\frac{L}{2c}$. Bewegt sich aber dieser

Stab mit der Geschwindigkeit v in seiner eigenen Richtung, ruht also in einem mit der Geschwindigkeit v bewegten System und ich lasse von seinen Enden Lichtsignale gegen seine Mitte abgehen, so haben diese Strahlen wegen ihrer gleichen Geschwindigkeit in bezug auf das Fundamentalsystem verschiedene Geschwindigkeiten relativ zum bewegten System, und zwar $c - v$ bzw. $c + v$; die Zeitdifferenz zwischen ihrer Ankunft in der Mitte beträgt also

$$(1) \quad \tau = \frac{L}{2(c-v)} - \frac{L}{2(c+v)} = \frac{Lv}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}.$$

Um diese Zeit τ erreicht der von vorne (in der Richtung der Bewegung) kommende Lichtstrahl die Mitte früher als der andere. An dieser Zeitdifferenz läßt sich also entgegen dem Relativitätsprinzip die Bewegung des Systems erkennen.

II. Wenn ich zwei Stäbe von der gleichen Länge L habe, die aufeinander senkrecht stehen, und ich

lasse vom Schnittpunkt zwei Lichtstrahlen ausgehen, die an den Stabenden reflektiert werden und wieder zum Schnittpunkt zurückkehren, so werden sie, wenn der Apparat im Fundamentalsystem ruht, beide zur Zeit $\frac{2L}{c}$ wieder zusammen-

kommen. Wenn sich aber das Ganze mit der Geschwindigkeit v in der Richtung des einen Stabes bewegt, so wird der senkrecht zur Bewegungsrichtung abgesendete Strahl früher zurückkommen als der andere, und zwar wird (s. Artikel Michelsonversuch) der erstere nach der Zeit $\frac{2L}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, der

in der Bewegungsrichtung abgesendete aber erst nach der Zeit $\frac{2L}{c \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}$ eintreffen. Aus dem Ver-

hältnis $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ dieser Zeiten läßt sich wieder auf die Bewegung des Systems schließen.

III. Läßt sich auch daraus, daß der am raschesten zurückkommende Strahl noch immer $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ mal so lange braucht, als wenn das System ruht, die Bewegung relativ zum Fundamentalsystem erkennen.

Einstein fragt nun: Beweisen diese Betrachtungen wirklich, daß nach dem Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit Versuche, die unter gewissen relativen Versuchsbedingungen in einem gegen das Fundamentalsystem bewegten System angestellt werden, relativ zu diesem System anders verlaufen, als sie, unter den gleichen Anfangsbedingungen relativ zum Fundamentalsystem angestellt, relativ zu diesem verlaufen würden?

Seine Antwort ist: Nein, denn alle genannten Widersprüche entstehen dadurch, daß man sich erstens gar nicht überzeugt hat, ob der Versuch im bewegten System mit denselben relativen Anfangsbedingungen angestellt wurde, wie der mit ihm verglichene im Fundamentalsystem, und weil man zweitens sich auch nicht überlegt hat, ob man weiter wirklich nur den Verlauf relativ zum bewegten System betrachtet, auf den ja allein sich das Relativitätsprinzip bezieht. Was zunächst die Anfangsbedingungen des Versuches betrifft, so muß man bedenken, daß der Versuch nicht mit der Messung der Lichtzeit beginnt, sondern daß dem noch die Anfertigung, Aufstellung und Einstellung der Meßinstrumente, also mindestens der Längenmaßstäbe und Uhren vorangeht.

Die Längenmessung im Fundamentalsystem denken wir uns etwa so durchgeführt, daß wir in drei aufeinander senkrechten Richtungen, der x -, y - und z -Richtung, einen Abguß des Pariser Meteretalons beliebig oft auftragen und so ein Netz von Punkten erhalten, denen wir als Koordinaten die durch Auftragen des genannten Etalons erhaltenen Abstände von den drei zugrunde gelegten Ebenen zuschreiben. Unter dem Längenabstand zweier Punkte verstehen wir dann einfach ihre nach der gewöhnlichen Formel der analytischen Geometrie aus den Koordinaten berechnete Distanz, eine Zahl, die unter Voraussetzung der Gültigkeit der euklidischen Geometrie mit der Zahl übereinstimmt, die ich durch direktes Auftragen des Etalons längs der

zu messenden Strecke erhalten würde. Die so erhaltenen Koordinaten eines Punktes relativ zum Fundamentalsystem bezeichnen wir mit x, y, z . Ganz analog definieren wir die Koordinaten eines Punktes relativ zum bewegten System, indem wir ein im bewegten System ruhendes genau gleich beschaffenes Etalon längs der bewegten Achsen auftragen, wobei wir annehmen wollen, daß im Zeitpunkt, wo wir die Betrachtung beginnen ($t = 0$), die beiden Systeme zusammenfallen sollen und im folgenden sich das bewegte mit der Geschwindigkeit v in der positiven x -Richtung bewegt, so daß die x -Achsen der beiden Systeme dauernd zusammenfallen und die anderen einander parallel bleiben. Die so erhaltenen Koordinaten relativ zum bewegten System nennen wir x', y', z' .

Die Zeitmessung im Fundamentalsystem denken wir uns so durchgeführt, daß wir uns in jedem seiner Punkte nach den gleichen Prinzipien eine Uhr beliebiger Art (etwa eine gewöhnliche Taschenuhr) angefertigt denken. Um wirklich den Zeitablauf irgendeiner Bewegung beschreiben zu können, müssen diese Uhren in den verschiedenen Punkten erst vor Beginn des Versuches synchron (auf gleiche Phase) gestellt werden. Was synchrone Stellung heißt, kann ich durch jede Erscheinung, deren zeitlichen Verlauf ich kenne, definieren und kontrollieren. Da jede Zeitmessung im Grunde immer auf den Vergleich des Verlaufes zweier Vorgänge hinausläuft, besagt der Satz von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit im Grunde nichts anderes, als daß ich Uhren (d. h. periodisch laufende Automaten) konstruieren kann, so daß an ihnen gemessen die Lichtfortpflanzung relativ zum Fundamentalsystem, in dem diese Uhren ruhen, mit konstanter Geschwindigkeit erfolgt. Dann kann ich diesen Satz verwenden, um zu kontrollieren, ob zwei Uhren, die in der Distanz l voneinander angebracht sind, synchron laufen. Wenn beide gleiche Zeit zeigen und ich sende von beiden aus Lichtsignale gegen die Mitte ihrer Verbindungsstrecke, so müssen sie dort zur gleichen Zeit ankommen. Ist das nicht der Fall, so sage ich, daß die Uhr, von der aus das Signal früher eintrifft, vor der anderen vorausgeht.

Ebenso wie die synchrone Einstellung der Uhren jedem Experiment im Fundamentalsystem vorausgehen muß, ist es vor jedem Experiment im bewegten System notwendig zu kontrollieren, ob die Uhren relativ zu diesem System synchron laufen. Die frühere Physik hat aber immer mit solchen Uhren im bewegten System gearbeitet, welche immer dieselbe Zeit zeigen wie die Uhr im Fundamentalsystem, an der sie gerade vorüberkommen. Der von uns besprochene Widerspruch I. beweist nun offenbar nichts anderes, als daß solche Uhren relativ zum bewegten System nicht synchron eingestellt sind, daß also bei dieser Einstellung die Vorbedingung der Anwendung des Relativitätsprinzips nicht erfüllt ist, weil die Gleichheit der relativen Anfangsbedingungen des Versuches fehlt. Wir sehen vielmehr aus den unter I. angestellten Betrachtungen, daß von zwei Uhren im bewegten System, die mit der zusammenfallenden im ruhenden immer dieselbe Zeit zeigen, im Sinne der synchronen Einstellung relativ zum bewegten System die in der Bewegungsrichtung vorne befindliche um den durch Gleichung 1) gegebenen Betrag τ vorgeht. Wenn sie daher relativ zum bewegten System synchron eingestellt sein sollen, muß von zwei im bewegten System ruhenden

Uhren die im Sinne der Bewegung „vorne“ befindliche hinter der anderen um den Betrag τ zurückgehen, wenn ich als Vergleichsuhren die im Fundamentalsystem synchron eingestellten Uhren betrachte. Wenn sich nun eine Uhr im Koordinatenursprung ($x' = 0, x = x_0$) des bewegten Systems befindet und eine andere auch im bewegten System ruhende auf der x -Achse mit der Koordinate x relativ zum ruhenden System, so ist

$$(2) \quad x - x_0 = L \quad x_0 = vt$$

weil im vorhergehenden unter L immer die relativ zum ruhenden System gemessene Länge zu verstehen war. Wenn jetzt die beiden relativ zum bewegten System synchron eingestellten Uhren die gleiche Zeit zeigen, so müssen die im ruhenden System eingestellten, an denen sie eben vorüberkommen, eine Zeitdifferenz aufweisen, und zwar muß nach dem Gesagten

$$(3) \quad t - t_0 = \tau = \frac{v(x - x_0)}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}$$

sein, wenn t_0 die Zeitangabe der mit dem bewegten Koordinatenursprung eben zusammenfallenden Uhr im ruhenden System bedeutet.

Wenn wir nun zum Widerspruch II. übergehen, so wollen wir annehmen, daß die beiden Stäbe vom Koordinatenursprung des bewegten Systems aus längs der x - bzw. y -Achse gelegt sind. Die Koordinaten ihrer Endpunkte relativ zum ruhenden System sind dann: $x = x_0 + L, 0, 0$, bzw. $0, y, 0$; relativ zum bewegten System $x', 0, 0$, bzw. $0, y', 0$. Die Herleitung des Widerspruches II. beruht nun offenbar auf der Annahme, daß zwei gleich beschaffene Etalons, die in die Richtung der x - bzw. y -Achse des bewegten Systems gelegt werden und die deshalb gemäß der Definition der Längen relativ zum bewegten System gleiche Koordinatendifferenzen relativ zu diesem System besitzen ($x' = y' = L'$), wo wir dann L' als Länge relativ zum bewegten System bezeichnen, auch gleiche Koordinatendifferenzen $x - x_0 = y$ relativ zum Fundamentalsystem besitzen müssen. Wenn wir aber diese Annahme fallen lassen, so beweisen die unter II. angestellten Betrachtungen nur, daß die den beiden bewegten Etalons entsprechenden Koordinatendifferenzen relativ zum Fundamentalsystem nicht gleich sind, sondern daß ihr

Verhältnis $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ mal so groß ist als das ihrer Werte relativ zum mitbewegten System. Es ist also allgemein $\frac{x - x_0}{y} = \frac{x'}{y'} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, oder anders geschrieben:

$$(4) \quad \frac{x - x_0}{x' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{y}{y'} = \varphi(v)$$

dabei ist $\varphi(v)$ eine ganz willkürliche Funktion von v . Dann ist natürlich die Zeit für den Hin- und Hergang des Lichtes sowohl beim Versuch im Fundamentalsystem als im bewegten System für beide Stäbe gleich. Ähnlich wie II. löst sich auch Widerspruch III. durch das Fallenlassen einer allgemein angenommenen, aber willkürlichen Voraussetzung über das Verhalten bewegter Körper. Nach den unter III. angestellten Betrachtungen wird das Licht, um längs des zur Bewegungsrichtung senkrechten Stabes hin- und zurückzugehen, die Zeit

$$(5) \quad t_0 = \frac{2y}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2y' \varphi(v)}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

brauchen, wenn dieser Stab sich mit der Geschwindigkeit v bewegt und die Zeit an den im Fundamentalsystem ruhenden Uhren abgelesen wird, während für denselben Stab, im Falle er im Fundamentalsystem ruht, diese Zeit nur $2y'$ betragen würde. Daraus läßt sich aber ein logischer Widerspruch gegen das Relativitätsprinzip nicht herleiten, weil bei der ganzen Berechnung vorausgesetzt ist, daß die mit dem Stabe mitbewegte Uhr (etwa die im Koordinatenursprung $x' = 0$) immer dieselbe Zeit t_0 zeigt, wie die Uhr im Fundamentalsystem, an der sie eben vorüberkommt. Nehmen wir aber an, daß ihr Gang durch die Bewegung modifiziert wird und sie eine Zeit

$$(6) \quad t' = t_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\varphi(v)}$$

zeigt, so folgt aus der Gleichung 5) $t' = \frac{2y'}{c}$ und es läßt sich aus den Experimenten im System auf die Geschwindigkeit des Systems relativ zum Fundamentalsystem nichts schließen. Man kann das auch so ausdrücken: die Betrachtungen III. zeigen, daß eine aus einem hin- und hergehenden Lichtstrahl bestehende Uhr in dem durch Gleichung 6) angegebenen Maße von der Bewegung beeinflusst wird und das Relativitätsprinzip erfordert, daß man diese Veränderung durch keine Versuche relativ zum System nachweisen kann, daß also jede andere Uhr dieselbe Gangveränderung erleiden muß, was wohl der früheren Physik, aber keinem logischen Grundsatz widerspricht.

Aus dem Zusammenbestehen des Prinzips von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und des Relativitätsprinzips von Einstein folgt also, daß Maßstäbe durch Bewegung ihre Länge relativ zum Fundamentalsystem und Uhren ihre Ganggeschwindigkeit relativ zu den im Fundamentalsystem ruhenden ändern. Berücksichtigen wir ferner, daß die Uhren im bewegten System vor jedem Experiment relativ zu diesem System synchron eingestellt werden müssen, so ergibt sich zwischen den Koordinaten relativ zu den beiden Systemen und den Zeitangaben t und t' der Uhren in beiden Systemen aus Gleichung 2) und 4)

$$(7) \quad x' = \frac{1}{\varphi(v)} \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = \frac{1}{\varphi(v)} y, \quad z' = \frac{1}{\varphi(v)}$$

und durch Berechnen von t_0 aus Gleichung 3) und Einsetzen in Gleichung 6) unter Beachtung von Gleichung 2)

$$(8) \quad t' = \frac{1}{\varphi(v)} \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

In den Gleichungen 7) und 8) sind die Grundannahmen der Einsteinschen Relativitätstheorie in explizit entwickelter, mathematisch formulierter Form enthalten. Es läßt sich leicht zeigen, daß

jetzt nicht nur die drei ausdrücklich formulierten Widersprüche verschwunden sind, sondern daß überhaupt ein Widerspruch zwischen Konstanzprinzip und Relativitätsprinzip nicht mehr auftreten kann. Lassen wir nämlich vom Ursprung des Koordinatensystems einen Lichtstrahl ausgehen (das ruhende und bewegte mögen in diesem Zeitpunkt zusammenfallen), der zur Zeit t des Fundamentalsystems im Punkt x, y, z dieses Systems ankommt. Die Lichtgeschwindigkeit c ist dann offenbar durch die Gleichung

$$(9) \quad c = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{t} \quad \text{oder} \quad x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0$$

bestimmt. Die Lichtgeschwindigkeit c' desselben Lichtstrahls relativ zum bewegten System bestimmt sich dann aus der analogen Gleichung

$$(10) \quad x'^2 + y'^2 + z'^2 - c'^2 t'^2 = 0.$$

Aus den Gleichungen 7) und 8) ergibt sich dann durch Quadrieren und Addieren

$$(11) \quad x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \frac{1}{[\varphi(v)]^2} x'^2 + y'^2 + z'^2 - c'^2 t'^2$$

d. h. aus Gleichung 9) folgt Gleichung 10) mit $c' = c$. Jeder nach welcher Richtung immer gehende Lichtstrahl hat also in jedem bewegten System dieselbe Geschwindigkeit wie im Fundamentalsystem. Es kann also zwischen Konstanz- und Relativitätsprinzip durch keinen Versuch, der auf der Beeinflussung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes durch die Bewegung beruht, ein Widerspruch entstehen.

Da die Transformationsgleichungen für $v > c$ aufhören, reelle Koeffizienten zu haben, kann für Systeme, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen, das Relativitätsprinzip nicht gelten. Die allgemeine Gültigkeit dieses Prinzips hat also die Unmöglichkeit derartiger Bewegungen zur logischen Folge.

Die Gestalt der Funktion $\varphi(v)$ läßt sich durch Anwendung des Relativitätsprinzips auf die Erscheinungen der Lichtausbreitung nicht bestimmen. Nun ist aber auch jede Messung eines Körpers an den im System S ruhenden Maßstäben eine relativ zum System S beobachtete Erscheinung; und wenn wir voraussetzen, daß auch aus solchen Beobachtungen eine eventuelle Geschwindigkeit von S relativ zum Fundamentalsystem nicht ersehen und berechnet werden kann, wird sich ein bestimmter Wert für $\varphi(v)$ ergeben. Die zugrunde gelegte Erscheinung ist folgende: Ein starrer Stab, der die Ruhelänge L_0 hat und der in der y -Achse (also senkrecht zur Bewegungsrichtung) liegt, hat im System S' zu Koordinaten seiner Endpunkte $y' = 0$ und $y' = L_0$, daher im System S nach Gleichung 7) $y = 0$ und $y = L_0 \varphi(v)$. Durch die Bewegung des Stabes relativ zu S ändert sich also seine Länge, in S gemessen, von L_0 in $L = L_0 \varphi(v)$.

Wir stellen nun denselben Versuch relativ zum System S' an. Der Stab ruhe zuerst in diesem System (Ruhelänge L_0), dann möge er sich mit der Geschwindigkeit $-v$ relativ zu S' bewegen, oder in einem dritten System S'' ruhen. Wenn das Relativitätsprinzip gilt, darf sich aus dem Versuchsergebnis nicht feststellen lassen, daß das System S' nicht das Fundamentalsystem S ist, es darf die Längenänderung des Stabes nur von seiner Relativgeschwindigkeit gegen S' abhängen, und zwar ebenso wie früher, die Länge L_0 muß also wieder sich in $L = L_0 \varphi(v)$ verändern. Nun ist aber jetzt L die Länge des Stabes relativ zu S' und L_0

seine Länge relativ zu S' , das aber mit S (dem Fundamentalsystem) identisch ist. Nun gibt man der Gleichung 7) zwischen der Länge eines solchen Stabes relativ zum Fundamentalsystem L_0 und der Länge L relativ zu einem mit der Geschwindigkeit v bewegten System die Bezeichnung $L = \frac{L_0}{\varphi(v)}$. Aus dem Zusammenbestehen der beiden letzten Gleichungen folgt aber offenbar

$$(12) \quad \varphi(v) = 1$$

und die Gleichungen 7) und 8) gehen über in

$$(13) \quad \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, & y' &= y, & z' &= z \\ t &= \frac{v}{c^2} x \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen bilden die Lorentz-Transformation. Sie gehen für $c = \infty$, d. h. $\frac{v}{c} = 0$ über in die Galilei-Transformation (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Galilei, Gleichung 1).

Die Annahme, die zu Gleichung 12) und infolgedessen 13) führte, beseitigt die ausgezeichnete Stellung des Fundamentalsystems vollständig, und wir können im folgenden einfach von zwei gegeneinander mit der Relativgeschwindigkeit v bewegten Systemen sprechen, von denen wir nur des leichteren Ausdruckes wegen das eine gelegentlich als ruhendes System bezeichnen, während es eigentlich genügt, einfach von den Systemen S und S' zu sprechen. Wenn man die Gleichungen 13) nach x, y, z, t auflöst, erhalten wir Gleichungen genau derselben Form, nur tritt $-v$ an Stelle von v .

Darin drückt sich die völlige Gleichberechtigung der beiden Systeme aus.

Es bewege sich nun ein materieller Punkt mit der konstanten Geschwindigkeit w' relativ zu S' . Seine Bewegungsgleichung lautet dann:

$$x' = w' t', \quad \frac{dx'}{dt'} = w'.$$

Durch Differentiation der aufgelösten Gleichungen 13) erhalten wir

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dt = \frac{\frac{v}{c^2} dx' + dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

und durch Division

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + v}{\frac{v}{c^2} \frac{dx'}{dt'} + 1}.$$

Bezeichnen wir die Geschwindigkeit unseres materiellen Punktes relativ zu S mit $\frac{dx}{dt} = w$, so ergibt sich

$$(14) \quad w = \frac{w' + v}{1 + \frac{v w'}{c^2}}.$$

Nach diesem Gesetze überlagern sich in der Einsteinschen Theorie Geschwindigkeiten in derselben Richtung. Die Formel 14) ist als Ein-

steinsches Additionstheorem der Geschwindigkeiten bekannt.

Aus dieser Formel ergibt sich für die Lichtgeschwindigkeit c natürlich aus $w' = c$ auch $w = c$. Dabei ist unter c wie in allen bisherigen Betrachtungen die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zu verstehen, weil nur sie in den Formeln der Lorentz-Transformation als Konstante auftritt. Wollen wir aber etwa berechnen, wie die Geschwindigkeit des Lichtes in irgendeinem anderen Körper vom Brechungsexponenten n , wenn sie etwa relativ zur ruhenden Erde den Betrag w' hätte, durch die Erdgeschwindigkeit geändert wird, so haben wir einfach Gleichung 14) anzuwenden, wo jetzt v die Erdgeschwindigkeit und w die absolute Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Wenn wir in Gleichung 14) nur die Glieder erster Ordnung in $\frac{v}{c}$ beibehalten, lautet sie

$$(15) \quad w = w' + v \left(1 - \frac{w'^2}{c^2}\right).$$

Es addiert sich also zur Geschwindigkeit w' nicht die gesamte Erdgeschwindigkeit, sondern nur ein Bruchteil, wie es die Fresnelsche Theorie für das Licht verlangt. Nun ist für unseren Fall $\frac{c}{w'} = n$ und daher

$$(16) \quad w = w' + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

ganz in Übereinstimmung mit der Fresnelschen Theorie der Mitführung (s. Artikel Optik bewegter Körper, Gleichung 3) und 15).

Die Vereinbarkeit von Konstanzprinzip und Relativitätsprinzip ist nun dargetan und hat zu den in der Lorentz-Transformation zusammengefaßten Konsequenzen für das Verhalten der physikalischen Meßinstrumente geführt. Diese Erkenntnisse müssen naturgemäß auf alle Gebiete der Physik ihre Wirkungen ausüben. Das Aufsuchen dieser Konsequenzen ist der Inhalt der Einsteinschen Relativitätstheorie, und zwar der sog. „speziellen“ Relativitätstheorie, weil sie von dem hier behandelten speziellen Relativitätsprinzip ausgeht, das dadurch spezialisiert ist, daß es sich wie das Newtonsche nur auf geradlinig gleichförmige Bewegungen bezieht (s. Artikel Relativitätstheorie, Spezielle). *Philipp Frank.*

Näheres s. Lorentz, Einstein, Minkowski, Das Relativitätsprinzip. Eine Sammlung von Abhandlungen. Leipzig 1913.

Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton (s. Artikel Absolute Bewegung, Relativbewegung). Die Newtonsche Mechanik sagt aus, daß durch Angabe der Lage und Geschwindigkeit eines materiellen Punktes relativ zu einem Inertialsystem seine relative Beschleunigung m^a durch die Gleichung $m^a = \mathfrak{R}$ gegeben ist, wo die Kraft \mathfrak{R} nur von der Lage des Punktes relativ zu anderen Massen abhängt und mit wachsender Entfernung von ihnen schließlich verschwindet. Durch Angabe von relativer Lage und Geschwindigkeit ist also die Relativbewegung gegenüber dem Inertialsystem für die Zukunft eindeutig bestimmt. Wenn das Bezugssystem kein Inertialsystem ist, liegt im allgemeinen diese eindeutige Bestimmtheit nicht vor; denn wenn es z. B. rotiert, hängt die Bewegung noch von der Zentrifugalkraft ab, die durch die Rotationsgeschwindigkeit gegenüber dem Inertialsystem und nicht durch die Relativge-

schwindigkeit unseres Massenpunktes gegenüber dem zugrunde gelegten beliebigen Bezugssystem abhängt. Diese eindeutige Bestimmtheit der künftigen relativen Bewegung durch die zu Anfang gegebenen Relativgeschwindigkeiten charakterisiert das Inertialsystem vor anderen Bezugssystemen, insbesondere ist im Falle des Verschwindens der Kraft \mathfrak{R} die Konstanz der Relativgeschwindigkeit zu erwarten. Man kann auch so sagen: relativ zu einem Inertialsystem gelten die Newtonschen Bewegungsgleichungen, während relativ zu anderen Systemen im allgemeinen die Reduktionskräfte, z. B. Zentrifugalkraft und Coriolissche Kraft hinzutreten.

Nun gibt es aber offenbar gegenüber einem Inertialsystem bewegte Bezugssysteme, für die alle Reduktionskräfte verschwinden. Wenn wir nämlich ein System betrachten, das gegenüber dem Inertialsystem in geradlinig gleichförmiger Bewegung begriffen ist, wo also die Fahrzeugbeschleunigung, von der die Reduktionskräfte abhängen, verschwindet, hat es die gewünschte Eigenschaft. Sei etwa w^a die Relativbeschleunigung unseres Massenpunktes gegenüber dem Inertialsystem, w^r gegenüber dem neuen System, so ist offenbar $w^a = w^r$, da eine hinzugefügte Bewegung von der Beschleunigung Null an der ursprünglichen Beschleunigung nichts ändern kann. Da die Kraft \mathfrak{R} aber überhaupt nur von der relativen Lage der Massen abhängt, kann man die Newtonschen Bewegungsgleichungen anstatt in der Form $m w^a = \mathfrak{R}$ auch $m w^r = \mathfrak{R}$ schreiben, d. h. in bezug auf jedes geradlinig gleichförmig bewegte System gelten dieselben Bewegungsgesetze wie für das Inertialsystem. Es sind nämlich durch die relativen Anfangsgeschwindigkeiten die Relativbewegungen in ihrem ganzen Verlauf eindeutig bestimmt. Diese Aussage heißt das Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton oder das Relativitätsprinzip der klassischen Mechanik. Es ist, wie man sieht, deduktiv aus den Newtonschen Bewegungsgleichungen ableitbar und gilt also für den ganzen Bereich der Naturerscheinungen, die durch diese Gesetze beherrscht werden. In diesem ganzen Bereiche läßt sich kein gegenüber dem Inertialsystem gleichförmig geradlinig bewegtes Bezugssystem durch den Verlauf der relativen Bewegungen vor dem anderen auszeichnen. Die Geschwindigkeit, mit der es sich bewegt, hat auf keine relativ zu ihm beobachtete Bewegung irgend einen Einfluß.

Mathematisch hat das den folgenden Grund. Bezeichnen wir mit x, y, z die Koordinaten in bezug auf ein Inertialsystem und mit x', y', z' in bezug auf ein relativ zu ihm geradlinig gleichförmig in der x -Richtung mit der Geschwindigkeit v bewegtes System mit parallelen Achsen, so ist offenbar für jeden Zeitpunkt t

$$(1) \quad x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t.$$

Die Newtonschen Bewegungsgleichungen $m w^a = \mathfrak{R}$ lauten in Komponentenform:

$$(2) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = K_x \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = K_y \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = K_z.$$

Daraus folgt mit Hilfe der Gleichungen 1)

$$m \frac{d^2 x'}{dt'^2} = K_x \quad m \frac{d^2 y'}{dt'^2} = K_y \quad m \frac{d^2 z'}{dt'^2} = K_z$$

d. h. im neuen System gelten Gleichungen von derselben Form.

Diese Unveränderlichkeit (Invarianz) der Bewegungsgleichungen bei Anwendung der Trans-

formationen 1), die gewöhnlich Galilei-Transformation genannt werden, ist der mathematische Ausdruck dafür, daß die Bewegungserscheinungen relativ zu dem gleichförmig bewegten System durch dieselben Gesetze bestimmt sind wie relativ zum Inertialsystem, also für das Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton.

Wie sich das Relativitätsprinzip deduktiv aus den Newtonschen Bewegungsgleichungen ableiten läßt, so lassen sich auch diese Gleichungen, wenn man sie als noch nicht bekannt ansieht, aus dem Relativitätsprinzip in Verbindung mit anderen Prinzipien ableiten. So hat schon Huygens die Stoßgesetze abgeleitet.

Als erstes Beispiel für dieses Prinzip diene der Fall, daß ein Massenpunkt mit der Anfangsgeschwindigkeit c relativ zum Inertialsystem kräftefrei in der x -Richtung geworfen wird. Dann braucht er zur Zurücklegung der Strecke l die Zeit $\frac{l}{c}$. Wenn

wir jetzt den Körper mit derselben Anfangsgeschwindigkeit relativ zu einem mit der Geschwindigkeit v bewegten System abwerfen, so wird er sich nach unserem Prinzip relativ zu diesem System genau so bewegen wie früher zum alten, also immer zur Zurücklegung der Strecke l im neuen System die Zeit $\frac{l}{c}$ brauchen, ohne Rücksicht darauf, ob er

sich im Sinne oder entgegen der Bewegung des neuen Systems bewegt. Wenn man etwa das Licht nach der Emissionstheorie Newtons als ein Ausschleudern von Massenteilchen auffassen könnte, würden die von einer bewegten Lichtquelle nach verschiedenen Seiten ausgeschleuderten Lichtkörperchen relativ zur Lichtquelle sich mit derselben Geschwindigkeit c ausbreiten, so daß man die Bewegungsrichtung der Lichtquelle aus der Beobachtung dieser Relativgeschwindigkeiten nicht erkennen könnte, d. h. aber, daß relativ zum ruhenden System die Geschwindigkeit der Lichtquelle sich zur Geschwindigkeit der Lichtkörperchen addiert.

Als zweites Beispiel betrachten wir die Fortpflanzung des Schalles in der Luft. Wenn die Luftmasse relativ zu einem Inertialsystem ruht, so pflanzt sich in ihr der Schall nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit c fort. Wir betrachten nun ein mit der Geschwindigkeit v gleichförmig in der x -Richtung bewegtes System, etwa einen Eisenbahnwagen. Wollen wir auf dieses System das Relativitätsprinzip anwenden, so müssen wir annehmen, daß jetzt alle an der Schalleitung beteiligten Luftteilchen relativ zu dem Fahrzeug dieselben Anfangsgeschwindigkeiten haben wie früher relativ zu dem ruhenden System, d. h. wir müssen annehmen, daß der Wagen die ganze Luftmasse auf seiner Fahrt so mitreißt, daß sie relativ zu ihm im ganzen ruht und nur die einzelnen Teilchen relativ zu ihm bei ihrer Schwingung dieselben Geschwindigkeiten haben wie früher im Inertialsystem. Dann wird nach dem Relativitätsprinzip auch relativ zum Wagen sich der Schall nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit c fortpflanzen wie früher; man wird aus der Fortpflanzung des Schalles relativ zum Wagen die Richtung und Größe der Fahrzeuggeschwindigkeit nicht entnehmen können. Diese Wirkung reicht so weit, als die Luftmassen vom Wagen mitgerissen werden. Nehmen wir aber an, daß der Wagen die Luftmassen nicht mitnimmt, sondern sie ihre frühere

Lage beibehalten, etwa dadurch, daß der Wagen ein offener ist, so sind jetzt die Anfangsgeschwindigkeiten der Luftteilchen relativ zum Wagen nicht dieselben wie gegenüber dem ruhenden System, und wir können erwarten, daß wir die Fahrzeuggeschwindigkeit aus der Schallfortpflanzung relativ zum Wagen werden bestimmen können. Da sich nämlich der Schall jetzt unbeeinflusst vom Fahrzeug nach wie vor mit der Geschwindigkeit c nach allen Seiten relativ zum Inertialsystem fortpflanzt, wird jetzt der im Sinne der Fahrzeuggeschwindigkeit laufende Schallstrahl nur die Geschwindigkeit $c-v$ relativ zum Wagen haben, der entgegengesetzt zu laufende aber $c+v$. Als halbe Differenz dieser beiden Relativgeschwindigkeiten ergibt sich dann die Fahrzeuggeschwindigkeit. Wenn man dieselben Betrachtungen auf das Licht anzuwenden sucht, so ist das selbstverständlich gestattet, wenn man annimmt, daß das Licht auch eine durch die Newtonschen Bewegungsgleichungen beherrschte mechanische Erscheinung ist, also etwa im Sinne der elastischen Lichttheorie eine Fortpflanzung von Wellen in einem elastischen Medium, dem Äther. Es ist wieder bei der Anwendung darauf zu achten, ob der Äther von dem bewegten System mitgenommen wird oder nicht. Da aber darüber direkte Erfahrungen nicht möglich sind, da ja der Äther kein wahrnehmbarer Stoff ist, wie die Luft bei der Schallfortpflanzung, so muß hier umgekehrt erst experimentell untersucht werden, wie sich die Lichtfortpflanzung relativ zu einem bewegten Körper verhält, und erst daraus könnte erschlossen werden, ob der Äther mitgerissen wird oder nicht (s. Artikel Optik bewegter Körper). *Philipp Frank.*

Näheres s. M. Born, Die Relativitätstheorie Einsteins. Berlin 1920.

Relativitätstheorie, allgemeine (s. auch Artikel Einsteinsches Äquivalenzprinzip). Wenn wir die Bewegungsgleichungen eines materiellen Punktes im Gravitationsfelde betrachten

$$\frac{d^2x_j}{ds^2} = - \sum_{i,k} \left\{ \begin{matrix} i & k \\ j & j \end{matrix} \right\} \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_k}{ds}, \quad (j=0, 1, 2, 3) \quad . . 1)$$

(die Bedeutung derselben s. Art. Einsteinsches Äquivalenzprinzip Gl. 3, 4, 5, 6), so sind sie auf ein ganz allgemeines, beliebig bewegtes und sich deformierendes Koordinatennetz x_0, x_1, x_2, x_3 , ein „Molluskensystem“, bezogen, wobei auch die Zeitskala x_0 eine beliebige von Ort zu Ort wechselnde sein kann. Die g_{ik} sind die „Gravitationspotentiale in bezug auf dieses System“. Führen wir neue Koordinaten und Zeitskala durch Gleichungen der Gestalt

$$x_j = x_j(x'_0, x'_1, x'_2, x'_3) \quad j=0, 1, 2, 3 \quad . . 2)$$

ein, so schreibt sich das Linienelement der Weltlinie, da ja $dx_j = \frac{\partial x_j}{\partial x'_0} dx'_0 + \dots$ usw., nach der

Gl. 3) des zitierten Art. in der Gestalt

$$ds^2 = \sum_{i,k} g'_{ik} dx'_i dx'_k = \sum_{i,k} g'_{ik} dx'_i dx'_k \quad . . 3)$$

wo die g'_{ik} linear homogene Funktionen der g_{ik} sind. Wir nennen die g'_{ik} die Potentiale desselben Felde in bezug auf das neue Molluskensystem der x'_i . Offenbar schreiben sich die Bewegungsgleichungen in den neuen Koordinaten wieder genau in der Form 1); nur treten an Stelle der x_j und g_{ik} die x'_j und g'_{ik} . Nach dem Äquivalenzprinzip ist durch die g'_{ik} der Einfluß des Gravitationsfeldes in dem betreffenden Bezugssystem, d. h. die Abweichung von der einfachsten Bewegungsform

$\frac{d^2x_j}{ds^2} = 0$ gegeben. Nun handelt es sich noch

darum, wie die g_{ik} ihrerseits durch die Verteilung der Materie im Raum bestimmt sind. In der Newtonschen Mechanik hängt das Gravitationspotential V mit der Raumdichte ρ der Materie durch die Poissonsche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial x_3^2} = 4\pi\rho \quad . . . 4)$$

zusammen. An Stelle dieser einen Gleichung müssen in der neuen Theorie zehn Gleichungen für die zehn Potentiale g_{ik} treten. Einstein nimmt in Analogie zur Poissonschen Gleichung an, daß die g_{ik} auch partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung genügen sollen, welche die zweiten Ableitungen nur linear enthalten. Ferner nimmt er, um den Anschluß an die Newtonsche Mechanik herzustellen, an, daß die neuen Gleichungen für schwache Felder die Poissonsche Gleichung für g_{00} ergeben sollen. Der entscheidende heuristische Gedanke ist aber der folgende: so wie die Bewegungsgleichungen 1) in allen Molluskensystemen dieselbe Gestalt haben, so sollen auch die „Feldgleichungen“, die an Stelle der Poissonschen treten, sich in den x'_j , g'_{ik} genau so schreiben wie in den x_j , g_{ik} . Wenn das der Fall ist, so ist es durch keinen Versuch über Bewegung von Teilchen unter dem Einfluß der von anderen Massen ausgeübten Gravitationskräften möglich, die Molluskensysteme voneinander zu unterscheiden. Wenn wir noch annehmen, daß es kein System gibt, in dem sich die Feldgleichungen in besonders einfacher Form darstellen lassen, wie es in der alten Theorie von Newton und auch noch in der speziellen Relativitätstheorie Einsteins beim Inertialsystem der Fall war, so können wir als Verallgemeinerung des Satzes von der Gleichwertigkeit aller Inertialsysteme, dem speziellen Relativitätsprinzip, den Satz von der Gleichwertigkeit aller Molluskensysteme für die einfache Darstellung der Bewegungsercheinungen, das allgemeine Relativitätsprinzip, aussprechen.

Die einzigen Differentialausdrücke zweiter Ordnung, welche diese Eigenschaft der Unveränderlichkeit (Kovarianz) haben, sind die folgenden

$$R_{ik} = \sum_j \left(\frac{\partial \left\{ \begin{matrix} ij \\ j \end{matrix} \right\}}{\partial x_k} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} ik \\ j \end{matrix} \right\}}{\partial x_j} \right) + \sum_{j,l} \left[\left\{ \begin{matrix} il \\ j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} kj \\ l \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} ik \\ j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} jl \\ l \end{matrix} \right\} \right] \quad . . . 5)$$

die jetzt an Stelle des Laplaceschen Ausdruckes

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial x_3^2}$$

treten. Um das Analogon zur Poissonschen Gleichung 4) zu finden, ist zu beachten, daß rechts der Zustand der Materie nicht durch die eine Größe ρ dargestellt werden darf, sondern durch zehn Größen, die wir aus Dichte und Geschwindigkeit sinngemäß kombinieren. Einstein macht demgemäß für die Feldgleichungen den Ansatz:

$$R_{ik} = -k(T_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}T) \quad 6)$$

$$T_{ik} = \sum_{j,l} T^{jl} g_{ji} g_{lk}, \quad T = \sum_{j,l} g_{jl} T^{jl} \quad . . 7)$$

$$T_{ik} = \rho \frac{dx_i}{ds} \frac{dx_k}{ds} \quad 8)$$

Der Anschluß an die Newtonsche Mechanik für schwache Felder erfordert, daß k mit der Newtonschen Gravitationskonstante γ durch die Beziehung $\gamma = \frac{kc^2}{8\pi}$ zusammenhängt. Sind die beweglichen Massenteilchen nicht unabhängig voneinander verschiebbar (inkohärent), sondern hängen durch Kohäsion zusammen, so gelten noch immer die Bewegungsgleichungen 1), die Feldgleichungen 6), 7); nur sind zu den Ausdrücken 8) der T_{ik} noch Größen hinzuzufügen, die von der Kohäsionsenergie abhängen.

Um den Zusammenhang zwischen den x_0, x_1, x_2, x_3 und empirisch meßbaren Größen herzustellen, beachten wir, daß nach dem Äquivalenzprinzip in einem kleinen Raumzeitbezirk die Eigenzeit $d\sigma$ gemessen werden kann wie in der speziellen Relativitätstheorie. Wir brauchen nur ein Miniatursystem zu betrachten, in bezug auf das in jenem Bezirk kein Gravitationsfeld existiert, also ein System, das dort frei fällt. Wenn die Zeit- und Raumkoordinaten in diesem System, wo sie ganz im Sinne der speziellen Relativitätstheorie gemessen werden können, mit τ, ξ, η, ζ , bezeichnet werden, besteht zwischen ihnen und den Molluskenkoordinaten x_j nach den Gl. 1) und 3) des Art. „Einsteinisches Äquivalenzprinzip“ die Beziehung:

$$c^2 d\tau^2 - d\xi^2 - d\eta^2 - d\zeta^2 = g_{00} dx_0^2 + 2g_{01} dx_0 dx_1 + \dots + g_{33} dx_3^2 \quad \dots 9)$$

in der aber die g_{ik} konstant sind, nämlich die lokalen Werte der betreffenden Potentiale. Dann läßt sich Gl. 9) einfach als Transformation einer quadratischen Form der dx_j in eine Quadratsumme auffassen und so die Beziehung zwischen den dx_j und $d\tau, d\xi, d\eta, d\zeta$, also den beiden Koordinatensystemen in der Umgebung der betreffenden Stelle, angeben. Im Sinne des Art. „Vierdimensionale Welt“ ist die durch ds gemessene Distanz zweier Ereignisse zeitartig, wenn $ds^2 > 0$. Wenn x_0 die Zeitkoordinate vorstellen soll, muß aus $dx_1 = dx_2 = dx_3 = 0$ überall $ds^2 > 0$ folgen, weshalb $g_{00} > 0$ sein muß. Betrachten wir dann zwei Ereignisse, die im Molluskensystem am selben Ort vor sich gehen, also sich nur durch den Wert von x_0 unterscheiden, so kann man sie auch im Miniatursystem durch eine Lorentz-Transformation auf gleichen Ort transformieren, wodurch sich die linke Seite von (9) auf $c^2 d\tau^2$ reduziert. Dann erhalten wir zwischen der empirisch an der Anzahl der Schwingungen eines transportablen Mechanismus (z. B. dem schwingenden Elektron, das eine bestimmte Spektrallinie aussendet) gemessenen Dauer eines Ereignisses und der im den ganzen Raum umspannenden Koordinatennetz gemessenen Dauer dx_0 die Beziehung:

$$dx_0 = \frac{c}{\sqrt{g_{00}}} d\tau \quad \dots \dots \dots 10)$$

Da im schwachen Feld x_0 annähernd die gewöhnliche Zeit der Newtonschen Mechanik ist, folgt aus (10), daß die Zeit dx_0 , die eine bestimmte Anzahl $d\tau$ von Schwingungen eines kleinen Mechanismus braucht, um so größer ist, je kleiner das Gravitationspotential g_{00} der Stelle ist, an der die Schwingung vor sich geht (s. auch Art. „Rotverschiebung“).

Für ein raumartiges Linienelement ($ds^2 < 0$) folgt ganz analog, daß der dreidimensionale Bestandteil $g_{11} dx_1^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + \dots + g_{33} dx_3^2$ überall eine negativ definite quadratische Form

sein muß. Wir können dann den Ausdruck links in (9) auf gleiche Zeit transformieren ($d\tau = 0$) und erhalten, wenn wir $d\xi^2 + d\eta^2 + d\zeta^2 = d\sigma^2$ setzen:

$d\sigma = \sqrt{-(g_{11} dx_1^2 + 2g_{12} dx_1 dx_2 + \dots + g_{33} dx_3^2)}$ (11) Dabei ist $d\sigma$ die durch Aneinanderlegen kleiner identisch beschaffener starrer Maßstäbe gemessene Distanz zweier gleichzeitiger Ereignisse. Man sieht, daß diese sich aus den Koordinatendifferenzen dx_j nur durch Vermittlung der Potentiale g_{ik} berechnen läßt (s. auch Art. „Nicht-Euklidische Geometrie“). Als Beispiel betrachten wir das Feld, das von einer punktförmig konzentrierten Masse M erzeugt wird. Man kann dann ein Koordinatensystem x, y, z einführen, das außer in der unmittelbaren Nachbarschaft der Masse M (die in $x = y = z = 0$ ruhen möge), nahezu mit einem euklidischen übereinstimmt und eine Zeit t , die wieder mit derselben Einschränkung nicht sehr von der Newtonschen Zeitskala verschieden ist. Da das Feld Kugelsymmetrie hat, betrachten wir es nur in der x, y -Ebene, in der wir durch $x = r \cos \varphi, y = r \sin \varphi$ Koordinaten r, φ einführen, die wieder bis auf die nächste Umgebung von M mit gewöhnlichen Polarkoordinaten übereinstimmen. Für das System $x_0 = t, x_1 = r, x_2 = \varphi$ ergeben sich durch Integration der Feldgleichungen die Potentiale

$$g_{00} = c^2 - \frac{2\gamma M}{r^2}, \quad g_{11} = -\frac{1}{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}}$$

$$g_{22} = -r^2, \quad ds^2 = g_{00} dt^2 + g_{11} dr^2 + g_{22} d\varphi^2, \quad 12)$$

also wird die Formel für die Änderung der Schwingungszahl einer „Uhr“ nach (10)

$$dx_0 = \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}}} \quad \dots \dots \dots 13)$$

und die Beziehung zwischen gemessener Distanz und Koordinatendifferenzen nach (11):

$$d\sigma = \sqrt{\frac{dr^2}{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}} + r^2 d\varphi^2} \quad \dots \dots 14)$$

Es ist zu beachten, daß für eine radial gelegene Strecke ($d\varphi = 0$)

$$dr = d\sigma \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}} \quad \dots \dots \dots 15)$$

also eine Änderung der Beziehung mit der Entfernung r vom Zentrum, oder wie man sich oft ausdrückt, eine Längenänderung starrer Maßstäbe im Gravitationsfeld eintritt, während in tangentialer Richtung ($dr = 0$) sich dieselbe Formel wie in der euklidischen Geometrie, nämlich $d\sigma = rd\varphi$ ergibt, also Unabhängigkeit von den Gravitationspotentialen (s. Art. Nicht-Euklidische Geometrie).

Philipp Frank.

Näheres s. H. Weyl, Raum, Zeit, Materie, 5. Aufl. Berlin 1923.

Relativitätstheorie, astronomische Prüfungsmöglichkeiten. Drei Effekte, die aus der allgemeinen Relativitätstheorie folgen, lassen sich auf astronomischem Wege prüfen.

Nach Einstein ist die Planetenbahn keine eigentliche Ellipse. Sie kann aber als eine solche aufgefaßt werden, deren Apsidenlinie sich langsam im Raume vorwärtsdreht. Im Sonnensystem kann sie nach der Theorie nur beim Planeten Merkur merklich sein. Hier war schon seit langem eine Perihelrotation von 40'' im Jahrhundert bekannt, die sich nach Newtons Gravitationsgesetz nicht

erklären ließ. Sie entspricht gerade dem Einsteinschen Term. Schon vorher hatte Seeliger eine Erklärung zu geben versucht, indem er eine unbekannt störende Masse konstruierte, die sich im Zodiakallicht zeige. Doch scheint die von Einstein gegebene Erklärung heute entschieden vorzuziehen zu sein.

Der Lichtstrahl wird nach der allgemeinen Relativitätstheorie im Gravitationsfelde abgelenkt. Theoretisch beträgt die Ablenkung für einen am Sonnenrand vorbeistreichenden Strahl 1''8. Bei totalen Sonnenfinsternissen, wo der Mond die Sonne abblendet, kann dieser Betrag gemessen werden. Bei der australischen Sonnenfinsternis im September 1922 fiel die Entscheidung anscheinend zugunsten der Relativitätstheorie. Weitere Prüfungen sind bei künftigen Finsternissen beabsichtigt. Andere Körper, die eine meßbare Ablenkung erzeugen, finden sich nicht in unserem Beobachtungsbereich.

Eine Rotverschiebung im Sinne eines Dopplereffektes ergibt sich, wenn die Lichtquelle sich in einem höheren Gravitationspotential befindet, als der Beobachter. Das Oberflächenpotential auf der Erde kann gegen das auf der Sonne vernachlässigt werden. Die Rotverschiebung einer Sonnenlinie beträgt theoretisch 0,65 km/sec. Infolge vieler störender Effekte auf der Sonnenoberfläche konnte dieser Betrag noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden. Besonders aussichtsreich scheinen für diese Untersuchungen gewisse Sterne mit kleinem Durchmesser und außerordentlich hoher Dichte, die sog. Liliputaner. Beim Siriusbegleiter wurde eine Rotverschiebung von 20 km/sec gefunden. Daraus ergibt sich der überraschende Wert einer 50000fachen Sonnendichte. Derselbe Wert war aber vorher aus dem Planckschen Strahlungsgesetz ermittelt worden. Vgl. auch Rotverschiebung.

Bottlinger.

Relativitätstheorie, spezielle. Nach dem Relativitätsprinzip kann man aus den Experimenten relativ zu einem Laboratorium eine geradlinig gleichförmige Bewegung dieses Versuchsraumes nicht erkennen. Es müssen also alle Naturgesetze eine solche Gestalt haben, daß sie relativ zu zwei gegeneinander geradlinig gleichförmig bewegten Bezugssystemen dieselbe Gestalt haben. Da nun die Zusammenhänge zwischen den Längen- und Zeitabmessungen in den beiden Systemen durch die Lorentz-Transformation (s. Artikel Relativitätsprinzip, spezielles, nach Einstein) gegeben sind, so bedeutet das die Forderung, daß alle Naturgesetze die Längen- und Zeitabmessungen in der Weise enthalten müssen, daß sie bei Anwendung der Lorentz-Transformation in Gleichungen derselben Gestalt in den Längen- und Zeitgrößen relativ zum neuen System übergehen. Die Anwendung des Relativitätsprinzips gibt uns also eine Eigenschaft, die allen Naturgesetzen gemeinsam sein muß und die uns zur Herleitung von solchen Gesetzen dienen kann. Nun kommen aber in jedem Naturgesetz außer den Längen- und Zeitabmessungen auch noch andere Größen vor, wie mechanische Massen, Energien, elektromagnetische Feldstärken u. a. Auch diese Größen haben natürlich relativ zu verschiedenen Bezugssystemen verschiedene Werte. Diese Änderung des Wertes der Massen, Energien usw. beim Übergang von einem Bezugssystem zum anderen können wir aber erhalten, wenn wir uns überlegen, wie sich diese Größen transformieren

müssen, um gemeinsam mit der Lorentz-Transformation der Raumzeitabmessungen die Gleichungen der Naturvorgänge für ein bewegtes Koordinatensystem in derselben Gestalt zu erhalten, die sie relativ zum ruhenden hatten.

Die Anwendung dieser beiden aus dem Einsteinschen Relativitätsprinzip folgenden heuristischen Grundsätze: die Forderung der Unveränderlichkeit der Naturgesetze gegenüber der Lorentz-Transformation und das aus diesen unveränderlichen (invarianten) Gleichungen mögliche Auffinden der Änderung von Massen, Energien, Feldstärken usw. durch Bewegung bildet den Inhalt der speziellen Relativitätstheorie.

Ganz analoge Betrachtungen ließen sich auch vom Newtonschen Relativitätsprinzip aus anstellen (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton); nur tritt dort an Stelle der Lorentz-Transformation die Galilei-Transformation und die heuristische Bedeutung ist für die heutige Zeit nicht mehr groß, weil die Newtonschen Feldgleichungen schon auf anderem Wege abgeleitet sind und das Gebiet der von ihnen beherrschten Erscheinungen nur ein verhältnismäßig enges ist, nur das Grenzgebiet der von der Lorentz-Transformation beherrschten für Geschwindigkeiten, die klein gegen die Lichtgeschwindigkeit sind.

Wenn wir die Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes im Vakuum betrachten, etwa in der Form der Lorentzschen Grundgleichungen der Elektronentheorie, so genügen sie offenbar der Forderung der Relativitätstheorie.

Es sei ρ die Dichte, v (mit den Komponenten v_x, v_y, v_z) die Geschwindigkeit der elektrischen Ladung, \mathfrak{E} die elektrische, \mathfrak{H} die magnetische Feldstärke, so lauten die Grundgleichungen, bezogen auf das Fundamentalsystem (s. Artikel Optik bewegter Körper):

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \rho v_x + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \rho v_y + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \rho v_z + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} = \rho \\
 (2) \quad & \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t} \\
 & \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} = 0.
 \end{aligned}$$

Wenden wir auf die x, y, z, t die Lorentz-Transformation an, so beziehen wir alle Längen- und Zeitabmessungen auf ein System, das sich in der x -Richtung mit der Geschwindigkeit v relativ zum Fundamentalsystem bewegt. Die Ausrechnung ergibt dann, daß die Gleichungen 1) und 2) in Gleichungen übergehen, die x', y', z', t' in genau derselben Weise enthalten wie x, y, z, t in 1) und 2) enthalten sind. Damit ist gezeigt, daß die Lorentzschen Gleichungen der Elektronentheorie dem Relativitätsprinzip nicht widersprechen.

Man kann aber auch die weitere Anwendung des Relativitätsprinzips machen, indem man untersucht, welche Ausdrücke anstatt der \mathcal{E} , \mathcal{H} , ρ , v in den transformierten Gleichungen stehen. Wir wollen diese Größen \mathcal{E}' , \mathcal{H}' , ρ' , v' nennen, so daß etwa die erste Gleichung des transformierten Systems lautet:

$$\frac{\partial \mathcal{H}'_z}{\partial y'} - \frac{\partial \mathcal{H}'_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \rho' v'_x + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}'_x}{\partial t'}$$

Da diese ρ' , \mathcal{H}' , \mathcal{E}' , v' relativ zum bewegten System mit den Raumzeitgrößen genau so zusammenhängen wie die Dichte und Feldstärken relativ zum Fundamentalsystem, sind ihre Werte durch dieselben Meßoperationen, nur relativ zum bewegten System bestimmbar, wie die Dichten und Feldstärken relativ zum Fundamentalsystem. Wir nennen die ρ' , \mathcal{E}' , \mathcal{H}' die Dichten bzw. Feldstärken relativ zum bewegten System. Die Durchrechnung der Transformation ergibt die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \mathcal{E}'_x & \mathcal{H}_x &= \mathcal{H}'_x \\ \mathcal{E}_y &= \frac{\mathcal{E}'_y + \frac{w}{c} \mathcal{H}'_z}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathcal{H}_y &= \frac{\mathcal{H}'_y - \frac{w}{c} \mathcal{E}'_z}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \\ \mathcal{E}_z &= \frac{\mathcal{E}'_z - \frac{w}{c} \mathcal{H}'_y}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathcal{H}_z &= \frac{\mathcal{H}'_z + \frac{w}{c} \mathcal{E}'_y}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

$$(4) \quad \rho v_x = \rho' \frac{v'_x + w}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \quad \rho v_y = \rho' v'_y \quad \rho v_z = \rho' v'_z$$

$$\rho = \rho' \frac{1 + \frac{w v'_x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

Die Unterscheidung der elektrischen von der magnetischen Feldstärke wird dadurch etwas Relatives, vom Bezugssystem Abhängiges. Denn wenn etwa relativ zum bewegten System ein rein elektrostatisches Feld vorhanden ist, wenn also alle elektrischen Ladungen relativ zu diesem System ruhen, so ist offenbar $\mathcal{H}'_x = \mathcal{H}'_y = \mathcal{H}'_z = 0$. Trotzdem ist dann aber relativ zum ruhenden System auch ein magnetisches Feld vorhanden, für das sich nach Gleichung 3)

$$\mathcal{H}_y = -\frac{w \mathcal{E}'_z}{\sqrt{c^2 - w^2}}, \quad \mathcal{H}_z = \frac{w \mathcal{E}'_y}{\sqrt{c^2 - w^2}}$$

ergibt. Unter einem Feld von der elektrischen Feldstärke 1 relativ zu einem System verstehen wir dann ein Feld, das auf eine in dem betreffenden System ruhende Ladung 1 die Kraft von einem Dyn ausübt, d. h. der Masse 1 relativ zu diesem System die Einheit der Beschleunigung erteilt, wobei die Ladung genau wie in der gewöhnlichen Elektrizitätslehre auf Grund des Coulombschen Gesetzes definiert ist.

Nach den Newtonschen Bewegungsgesetzen erfährt dann ein materieller Punkt von der Ladung e und der Masse m_0 , der relativ zum bewegten System ruht, eine Beschleunigung relativ zu diesem bewegten System, die durch die Gleichungen

$$(5) \quad \begin{aligned} m_0 \frac{d^2 x'}{dt'^2} &= e \mathcal{E}'_x \\ m_0 \frac{d^2 y'}{dt'^2} &= e \mathcal{E}'_y \\ m_0 \frac{d^2 z'}{dt'^2} &= e \mathcal{E}'_z \end{aligned}$$

gegeben ist. Es ist klar, daß diese Gleichungen nicht in allen gleichförmig bewegten Systemen, wenn sie mit Hilfe der Lorentz-Transformation umgerechnet werden, dieselbe Gestalt haben können, da sie ja gegenüber der Galilei-Transformation invariant sind (s. Artikel Relativitätsprinzip nach Galilei und Newton). Wenn wir sie als allgemein gültig annehmen, würden die Erscheinungen relativ zu einem bewegten System, die sich ja aus elektrischen und mechanischen zusammensetzen, dem Einsteinschen Relativitätsprinzip widersprechen, da die Bewegungsgesetze relativ zu einem System die Newtonsche Gestalt hätten, im anderen aber nicht. Wenn wir nun die der Relativitätstheorie entsprechenden Bewegungsgleichungen des Massenpunktes ableiten wollen, kann uns zum Fingerzeig dienen, daß die Newtonschen Gesetze für verschwindende Geschwindigkeit, also für die aus der Ruhe heraus erzeugte Beschleunigung richtig sein dürften, weil ja für kleine Geschwindigkeit die Lorentz-Transformation in die Galileische übergeht. Wenn also ein geladener Massenpunkt sich gerade mit der Geschwindigkeit w in der x -Richtung bewegt, also in dem betrachteten bewegten System ruht, können wir für einen Zeitmoment die Gleichungen 5) als richtig annehmen. Wir müssen nun in diese Gleichungen für x' , y' , z' , t' ihre Werte gemäß der Lorentz-Transformation mit der Systemgeschwindigkeit w einsetzen und für die rechten Seiten ihre Werte aus den nach \mathcal{E}'_x , \mathcal{E}'_y , \mathcal{E}'_z aufgelösten Gleichungen 3) und erhalten die Beschleunigung, die ein geladener Massenpunkt, der eine beliebige Geschwindigkeit besitzt, infolge der auf ihn wirkenden elektromagnetischen Kräfte erfährt. Die erhaltenen Gleichungen sind nur insofern spezialisiert, als die x -Achse in die Richtung der augenblicklichen Geschwindigkeit gelegt ist. Wir haben also aus den Gleichungen der Lorentz-Transformation die zweiten Ableitungen der x' , y' , z' nach t' durch die entsprechenden ungestrichelten

Größen auszudrücken und im Resultat $\frac{dx}{dt} = w$, $\frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = 0$ zu setzen. Dann gehen die Gleichungen 5) über in

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{m_0}{\sqrt{\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^3}} \frac{d^2 x}{dt^2} &= e \mathcal{E}_x \\ \frac{m_0}{1 - \frac{w^2}{c^2}} \frac{d^2 y}{dt^2} &= e \frac{\mathcal{E}_y - \frac{w}{c} \mathcal{H}_z}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \\ \frac{m_0}{1 - \frac{w^2}{c^2}} \frac{d^2 z}{dt^2} &= e \frac{\mathcal{E}_z + \frac{w}{c} \mathcal{H}_y}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

Nun ist die auf eine mit der Geschwindigkeit w in der x -Richtung bewegte Ladung e wirkende Kraft wegen des Biot-Savartschen Gesetzes in

der Lorentz'schen Elektronentheorie durch den Vektor \mathfrak{F} gegeben; dessen Komponenten sind:

$$(7) \quad \mathfrak{F}_x = e \mathfrak{E}_x, \quad \mathfrak{F}_y = e \left(\mathfrak{E}_y - \frac{w}{c} \mathfrak{H}_z \right), \\ \mathfrak{F}_z = e \left(\mathfrak{E}_z + \frac{w}{c} \mathfrak{H}_y \right)$$

Die Gleichungen 6) können also auch in die folgende Gestalt gebracht werden:

$$(8) \quad m_l \frac{d^2 x}{dt^2} = \mathfrak{F}_x \\ m_t \frac{d^2 y}{dt^2} = \mathfrak{F}_y \\ m_t \frac{d^2 z}{dt^2} = \mathfrak{F}_z$$

$$(9) \quad m_l = \frac{m_0}{\sqrt{\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^3}} \quad m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

Diese Gleichungen gehen offenbar, wenn wir Größen von höherer als erster Ordnung in $\frac{w}{c}$ vernachlässigen, in die Gleichungen über, nach denen sich eine Ladung e gemäß den Newton'schen Bewegungsgesetzen unter dem Einfluß der Kraft \mathfrak{F} bewegen würde. Die nach der Relativitätstheorie gültigen Gleichungen 7) können wir dann so auffassen: das Verhältnis von Kraft und der durch sie erzeugten Beschleunigung ist nicht mehr eine für den betreffenden Massenpunkt charakteristische Konstante, sondern hängt von der augenblicklichen Geschwindigkeit des materiellen Punktes ab. Die Abhängigkeit ist wieder eine verschiedene, je nachdem, ob die Kraft in der Richtung der augenblicklichen Geschwindigkeit oder senkrecht dazu wirkt. Im ersten Fall nennen wir dieses Verhältnis die longitudinale Masse m_l , im zweiten Falle die transversale Masse. Für die Geschwindigkeit Null gehen beide in die Ruhmasse m_0 über, die eine für den materiellen Punkt charakteristische Konstante bleibt.

Diese Unterschiede von der Newton'schen Mechanik sind aber nur dann empirisch nachprüfbar, wenn das Verhältnis $\frac{w}{c}$ einen so großen Wert hat,

daß noch die Größen von der Ordnung $\frac{w^2}{c^2}$ gegenüber 1 in Betracht gezogen werden müssen. Das ist z. B. der Fall bei den β -Strahlen des Radiums, die negativ geladene Teilchen sind, die mit einer Geschwindigkeit bis fast $\frac{3}{4}$ der Lichtgeschwindigkeit ausgesendet werden. An der Bewegung dieser Teilchen unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Kräfte sind auch die Einsteinschen Bewegungsgleichungen nachgeprüft worden.

Von Bucherer und G. Neumann ist eine gute Übereinstimmung festgestellt worden.

Wächst die Geschwindigkeit w bis gegen die Lichtgeschwindigkeit, so wächst die Masse ins Unendliche und es würde also zur Erzielung einer solchen Geschwindigkeit eine unendlich große Kraft notwendig sein.

Die Gleichungen 8), 9) stellen natürlich auch die Bewegung eines Massenpunktes unter dem Einfluß einer beliebigen Kraft \mathfrak{F} dar, da ja auch auf jede nicht elektrische Kraft dieselbe Argumentation anwendbar ist. Man kann die Gleichungen

formal einfacher schreiben, wenn man einen Vektor \mathfrak{G} mit den Komponenten

$$(10) \quad \mathfrak{G}_x = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \frac{dx}{dt} \\ \mathfrak{G}_y = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \frac{dy}{dt} \\ \mathfrak{G}_z = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \frac{dz}{dt}$$

einführt. Mit Hilfe desselben schreiben sich die Einsteinschen Bewegungsgleichungen dann einfach

$$(11) \quad \frac{d\mathfrak{G}}{dt} = \mathfrak{F}.$$

Man kann das leicht verifizieren, indem man die vorkommenden Differentiationen unter der Voraussetzung durchführt, daß vor der Differentiation

$$w^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2$$

und nachher $\frac{dx}{dt} = w$, $\frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = 0$ gesetzt wird,

wodurch sich wieder die Gleichungen 8), 9) ergeben. In den Gleichungen 10), 11) ist die ausgezeichnete Stellung der x -Achse beseitigt. Der Vektor \mathfrak{G} ist die Bewegungsgröße des Massenpunktes.

Die Arbeit berechnen wir am einfachsten aus Gleichung 8), indem wir berücksichtigen, daß wegen der Richtung der augenblicklichen Geschwindigkeit nur die x -Komponente der Kraft einen Beitrag zur Arbeit liefert. Es ist dann nach der ersten der Gleichung 8) die Arbeit in der Zeiteinheit

$$(12) \quad \mathfrak{F}_x \frac{dx}{dt} = \frac{m_0}{2 \sqrt{\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^3}} \frac{dw^2}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \right)$$

Für die Energie ε eines Massenpunktes, bezogen auf ein System, relativ zu dem er sich mit der Geschwindigkeit w bewegt, erhalten wir also

$$(13) \quad \varepsilon = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

dabei ist die willkürliche additive Konstante so bestimmt, daß die Energie des ruhenden Massenpunktes ε_0 mit der Ruhmasse durch die Gleichung

$$(14) \quad m_0 = \frac{\varepsilon_0}{c^2}$$

zusammenhängt. Wenn wir den Begriff der Masse eines materiellen Punktes M relativ zu einem System, in dem er die Geschwindigkeit w hat, wie in der gewöhnlichen Mechanik mit Hilfe der in den Bewegungsgleichungen 11) vorkommenden Bewegungsgröße durch die Beziehung

$$(15) \quad \mathfrak{G} = M w \quad (\text{d. h. } \mathfrak{G}_x = M \frac{dx}{dt} \text{ usw.})$$

definieren, so ist wegen Gleichung 10)

$$(16) \quad M = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

und wegen Gleichung 13)

$$(17) \quad M = \frac{\varepsilon}{c^2}.$$

Genau dieselbe Beziehung besteht nun auch, wie man sich leicht überzeugt, zwischen Masse (bzw. Bewegungsgröße) und Energie einer ebenen elektromagnetischen Welle. Wenn etwa A die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke ist, so ist die Energie der Volumeinheit

$$\varepsilon = \frac{1}{2} A^2$$

und die elektromagnetische Bewegungsgröße, wie sie von Abraham und Lorentz eingeführt wurde,

$$G = \frac{1}{2c} A^2.$$

Wenn wir dieser Welle auch gemäß Gleichung 15) eine Masse zuschreiben, so ist diese hier, weil die Geschwindigkeit der Energieströmung c ist, durch $Mc = G$ gegeben, und es besteht zwischen ε und M gemäß den letzten beiden Gleichungen wieder die Beziehung 17).

Man kann nun auf Grund des Relativitätsprinzips zeigen, daß ganz allgemein jedem Energiezuwachs ε immer auch ein Massenzuwachs $\frac{\varepsilon}{c^2}$ entspricht.

Der Beweis beruht auf folgendem: Nach Gleichung 13), 16) und 17) bringt jede durch Geschwindigkeitsänderung bewirkte Änderung $\Delta\varepsilon$ der kinetischen Energie eines Massenpunktes eine Änderung ΔM seiner Masse vom Betrage $\Delta M = \frac{\Delta\varepsilon}{c^2}$ mit sich. Betrachten wir nun ein System von Massen, in dem etwa kinetische Energie in Wärmeenergie umgesetzt wird, so würde diese Abnahme der kinetischen Energie $\Delta\varepsilon$ eine Zunahme der Gesamtmasse um $\frac{\Delta\varepsilon}{c^2}$ mit sich bringen, wenn wir (wie in der früheren Physik üblich) annehmen, daß durch die Änderung der kinetischen Energie in 16) sich wohl die Geschwindigkeit w ändert, die Ruhmasse m_0 aber konstant bleibt. Nun läßt sich aber aus dem Relativitätsprinzip folgern, daß die Gesamtmasse M eines gegen andere abgeschlossenen Systems konstant bleibt, auch wenn kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird. Dieser Widerspruch läßt sich nur beseitigen, wenn man annimmt, daß durch das Verschwinden der kinetischen Energie und das Entstehen von Wärmeenergie die Ruhmassen der Körper sich so vermehren, daß trotz der Geschwindigkeitsabnahme die Gesamtmasse M konstant bleibt. Quantitativ läßt sich dieser Gedankengang folgendermaßen durchführen: Ein in der x -Richtung bewegter Körper habe relativ zu S die Geschwindigkeit w , also nach Gleichung 10) die Bewegungsgröße G

$$G = \frac{m_0 w}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} = \frac{m_0 dx}{\sqrt{dt^2 - \frac{1}{c^2}(dx^2 + dy^2 + dz^2)}}.$$

Berechnen wir die Bewegungsgröße G' desselben Körpers relativ zu einem System S' , das sich mit der Geschwindigkeit v relativ zu S bewegt, dann ist wegen der Invarianz der im Nenner von G unter der Wurzel stehenden quadratischen Form gegenüber der Lorentz-Transformation

$$G' = \frac{m_0 dx'}{\sqrt{dt'^2 - \frac{1}{c^2}(dx'^2 + dy'^2 + dz'^2)}}.$$

$$\begin{aligned} &= \frac{m_0(dx - vdt)}{\sqrt{dt^2 - \frac{1}{c^2}(dx^2 + dy^2 + dz^2)} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ (17A) \quad &= \frac{G - vM}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{aligned}$$

Wenn nun in unserem abgeschlossenen System bei der besprochenen Energieumsetzung die Bewegungsgröße G relativ zu S unverändert bleibt, muß wegen des Relativitätsprinzips auch die Bewegungsgröße G' relativ zu S' unverändert bleiben, was nach der Gleichung 17 A) bei beliebigem v nur möglich ist, wenn M unverändert bleibt. Das System möge nun aus zwei Teilsystemen von den Massen M_1 und M_2 bestehen, die bei der Energieumsetzung die Massenänderungen ΔM_1 und ΔM_2 erfahren; dann ist $\Delta M_1 + \Delta M_2 = 0$. Die Energieänderungen der beiden Teilsysteme seien $\Delta\varepsilon_1$ bzw. $\Delta\varepsilon_2$. Da das Gesamtsystem abgeschlossen ist, so gilt $\Delta\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon_2 = 0$. Wenn nun etwa das erste Teilsystem die Energie in Form der kinetischen verliert, so ist wegen Gleichung 17) $\frac{\Delta\varepsilon_1}{c^2} = \Delta M_1$, woraus wegen $\Delta\varepsilon_2 = -\Delta\varepsilon_1$ und $\Delta M_2 = -\Delta M_1$ folgt, $\frac{\Delta\varepsilon_2}{c^2} = \Delta M_2$. Wenn also das zweite Teilsystem die Energie $\Delta\varepsilon_2$ irgendeiner Form (z. B. Wärme) erhält, so erfährt es dadurch eine Massenzunahme, die durch Gleichung 17) gegeben ist und die, wenn etwa die Geschwindigkeit w unverändert bleibt, nur in einer Änderung der Ruhmasse durch Energieaufnahme bestehen kann.

Zu dem so aus der Relativitätstheorie abgeleiteten Satze, daß jede Energieänderung von Massenänderung begleitet ist, kann man mit einer naheliegenden Verallgemeinerung die Hypothese aufstellen, daß wo Masse ist, auch eine Möglichkeit zum Energiegewinn vorhanden ist. Man müßte also durch Vernichtung der Ruhmasse m_0 eines materiellen Punktes nach Gleichung 14) die ungeheure Energie $\varepsilon_0 = m_0 c^2$ gewinnen können. Doch sagt die Relativitätstheorie natürlich nur etwas über die Größe des möglichen Energiegewinnes aus, nichts aber über die Art, wie diese Verwandlung von Ruhmasse in Energie möglich gemacht werden kann.

Ganz ähnlich wie man auf Grund des Relativitätsprinzips neue Bewegungsgleichungen aufstellen kann, die nicht mehr gegenüber der Galilei-Transformation invariant sind, sondern gemäß dem Einsteinschen Relativitätsprinzip gegenüber der Lorentz-Transformation, kann man auch mit Hilfe dieses Prinzips die lange gesuchten Differentialgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern aufstellen, was zuerst Minowski gelungen ist.

Wenn ein Körper (Isolator) von der Dielektrizitätskonstante ε und der magnetischen Permeabilität μ relativ zu einem Fundamentalsystem ruht, so werden die elektromagnetischen Erscheinungen in ihm durch die gewöhnlichen Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Diese lauten, wenn wir wie üblich die elektrische Erregung mit \mathfrak{D} , die magnetische mit \mathfrak{H} bezeichnen:

$$(18) \quad \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{D}_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial t} \\
 \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{D}_z}{\partial t} - \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}_z}{\partial t} \\
 \frac{\partial \mathfrak{D}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{D}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{D}_z}{\partial z} &= 0 \quad \frac{\partial \mathfrak{B}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{B}_z}{\partial z} = 0 \\
 \mathfrak{D}_x &= \varepsilon \mathfrak{E}_x \quad \mathfrak{B}_x = \mu \mathfrak{H}_x \\
 \mathfrak{D}_y &= \varepsilon \mathfrak{E}_y \quad \mathfrak{B}_y = \mu \mathfrak{H}_y \\
 \mathfrak{D}_z &= \varepsilon \mathfrak{E}_z \quad \mathfrak{B}_z = \mu \mathfrak{H}_z.
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Die Gleichungen 18) gehen genau wie die analogen Gleichungen 1), 2), die für das Vakuum gelten, bei Anwendung der Lorentz-Transformation in genau gleich gebaute Gleichungen über, in denen nur überall gestrichene Größen stehen. Aus der ersten Gleichung 18) wird z. B.

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_z'}{\partial y'} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y'}{\partial z'} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{D}_x'}{\partial t'} \text{ usw.}$$

Dabei bedeuten:

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{E}_x &= \mathfrak{E}_x' & \mathfrak{H}_x &= \mathfrak{H}_x' \\
 \mathfrak{E}_y &= \frac{\mathfrak{E}_y' + \frac{w}{c} \mathfrak{B}_z'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathfrak{H}_x &= \frac{\mathfrak{H}_y' - \frac{w}{c} \mathfrak{D}_z'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \\
 \mathfrak{E}_z &= \frac{\mathfrak{E}_z' - \frac{w}{c} \mathfrak{B}_y'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathfrak{H}_z &= \frac{\mathfrak{H}_z' + \frac{w}{c} \mathfrak{D}_y'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \\
 \mathfrak{D}_x &= \mathfrak{D}_x' & \mathfrak{B}_x &= \mathfrak{B}_x' \\
 \mathfrak{D}_y &= \frac{\mathfrak{D}_y' + \frac{w}{c} \mathfrak{H}_z'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathfrak{B}_y &= \frac{\mathfrak{B}_y' - \frac{w}{c} \mathfrak{E}_z'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} \\
 \mathfrak{D}_z &= \frac{\mathfrak{D}_z' - \frac{w}{c} \mathfrak{H}_y'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}} & \mathfrak{B}_z &= \frac{\mathfrak{B}_z' + \frac{w}{c} \mathfrak{E}_y'}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}.
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Man sieht sofort, daß die Gleichung 19) bei Einsetzen dieser Größen in den gestrichenen Größen eine ganz andere, kompliziertere Form haben als in den ungestrichenen. Während also die elektromagnetischen Vorgänge im Vakuum bei Zugrundelegung der Maxwell'schen Gleichungen mit den bewegten Maßstäben und Uhren gemessen genau dieselben Gesetze ergeben als mit den ruhenden, so ist das für die Vorgänge in bewegten Körpern nicht der Fall; wenn auch ein Teil der Gleichungen (die Gleichung 18) gegenüber der Lorentz-Transformation invariant sind, gilt das nicht für das Gesamtsystem der Maxwell'schen Gleichungen für ruhende ponderable Körper, zu dem auch die Gleichungen 19) gehören. Man kann nun die wichtigen Gleichungen für die Vorgänge in einem ponderablen Körper, der sich mit der konstanten Geschwindigkeit w in bezug auf das Fundamentalsystem längs der x -Achse bewegt, folgendermaßen ableiten: Nach dem Relativitätsprinzip müssen sich relativ zu einem Bezugssystem, in dem der Körper ruht, die elektromagnetischen Vorgänge genau so abspielen, als sich die Vorgänge in einem im Fundamentalsystem ruhenden Körper relativ zu diesem System abspielen. Diese letzteren sind aber durch das System der Maxwell'schen Feldgleichungen 18), 19) beschrieben. Die Erscheinungen in unserem

bewegten Körper relativ zu einem mit der Geschwindigkeit w in der x -Richtung bewegten System von Maßstäben und Uhren müssen also durch Gleichungen genau derselben Gestalt beschrieben werden, nur daß jetzt alle Größen relativ zum bewegten System gemessen werden; und diese Maßzahlen bezeichnen wir mit den entsprechenden gestrichenen Buchstaben. Die Gleichungen lauten also entsprechend den Gleichungen 18) und 19)

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathfrak{H}_z'}{\partial y'} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y'}{\partial z'} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{D}_x'}{\partial t'} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x'}{\partial z'} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z'}{\partial x'} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}_y'}{\partial t'} \\
 \text{usw.} \\
 \mathfrak{D}_x' &= \varepsilon \mathfrak{E}_x', \quad \mathfrak{B}_x' = \mu \mathfrak{H}_x' \\
 \text{usw.} & \quad \text{usw.}
 \end{aligned}
 \tag{19'}$$

Wir brauchen jetzt nur durch Ausübung der Lorentz-Transformation und der nach den gestrichenen Größen aufgelösten Gleichungen 20) die Erscheinungen in dem bewegten Körper nun relativ zum Fundamentalsystem zu beschreiben und erhalten die gesuchten Gleichungen, die uns die elektromagnetischen Erscheinungen in einem bewegten ponderablen Körper beschreiben, der sich mit der Geschwindigkeit w in der x -Richtung relativ zu dem System bewegt, in bezug auf das wir die Erscheinungen beschreiben. Da die Auflösung der Gleichungen 20) sich dadurch ergibt, daß man die gestrichenen mit den ungestrichenen Größen und w mit $-w$ vertauscht und die Gleichungen 18'), wie wir gesehen haben, bei Anwendung der Lorentz-Transformation einfach in die analogen Gleichungen 18) übergehen, so lauten die Gleichungen 18') nach der Transformation einfach folgendermaßen: zuerst ergeben sich die Gleichungen 18), die also auch in bewegten Körpern relativ zum ruhenden System gelten; zu ihnen treten aber jetzt die vermöge 20) transformierten Gleichungen 19')

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{D}_x &= \varepsilon \mathfrak{E}_x & \mathfrak{B}_x &= \mu \mathfrak{H}_x \\
 \mathfrak{D}_y - \frac{w}{c} \mathfrak{H}_z &= \varepsilon \left(\mathfrak{E}_y - \frac{w}{c} \mathfrak{B}_z \right) \\
 \mathfrak{B}_y + \frac{w}{c} \mathfrak{E}_z &= \mu \left(\mathfrak{H}_y + \frac{w}{c} \mathfrak{D}_z \right) \\
 \mathfrak{D}_z + \frac{w}{c} \mathfrak{H}_y &= \varepsilon \left(\mathfrak{E}_z + \frac{w}{c} \mathfrak{B}_y \right) \\
 \mathfrak{B}_z - \frac{w}{c} \mathfrak{E}_y &= \mu \left(\mathfrak{H}_z - \frac{w}{c} \mathfrak{D}_y \right)
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

Die Gleichungen 18) und 21) bilden das System der Minkowskischen Gleichungen für die Vorgänge in einem bewegten Dielektrikum. Um die überschüssigen Größen \mathfrak{D} und \mathfrak{B} aus den Gleichungen 18) zu eliminieren, kann man die Gleichungen 21) nach \mathfrak{D} und \mathfrak{B} auflösen und das Resultat in 18) einsetzen. Wir wollen die aufgelösten Gleichungen nur für den Fall anschreiben, daß wir Größen von höherer als der ersten Ordnung in $\frac{w}{c}$ vernachlässigen. Dann

lauten die aufgelösten Gleichungen 21):

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{D}_x &= \varepsilon \mathfrak{E}_x & \mathfrak{B}_x &= \mu \mathfrak{H}_x \\
 \mathfrak{D}_y &= \varepsilon \mathfrak{E}_y - \frac{w}{c} (\varepsilon \mu - 1) \mathfrak{H}_z \\
 \mathfrak{B}_y &= \mu \mathfrak{H}_y + \frac{w}{c} (\varepsilon \mu - 1) \mathfrak{E}_z \\
 \mathfrak{D}_z &= \varepsilon \mathfrak{E}_z + \frac{w}{c} (\varepsilon \mu - 1) \mathfrak{H}_y \\
 \mathfrak{B}_z &= \mu \mathfrak{H}_z - \frac{w}{c} (\varepsilon \mu - 1) \mathfrak{E}_y
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Wir wollen etwa als Anwendung dieser Gleichung die Differentialgleichung der Amplitude einer ebenen elektromagnetischen Welle berechnen, die sich in dem bewegten Körper in der Bewegungsrichtung fortpflanzt.

Es möge etwa der elektrische Vektor die Richtung der y-Achse haben, der magnetische die z-Richtung. Dann ist von allen Komponenten der Feldstärken nur \mathfrak{E}_y und \mathfrak{H}_z von Null verschieden und daher wegen Gleichung 22) von den Erregungskomponenten auch nur \mathfrak{D}_y und \mathfrak{H}_z .

Da die Feldgrößen in unserem Falle nur von der x-Koordinate abhängen, reduziert sich das System der Feldgleichungen 18) auf

$$-\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{D}_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t}.$$

Setzt man hierin für \mathfrak{D}_y und \mathfrak{H}_z ihre Werte aus Gleichung 22) ein, so erhält man, wenn man aus den beiden entstehenden Gleichungen dann \mathfrak{E}_y eliminiert:

$$(23) \quad \frac{c^2}{\varepsilon \mu} \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_z}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_z}{\partial t^2} + 2w \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \mu}\right) \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_z}{\partial x \partial t}.$$

Für $w=0$ ergibt sich die gewöhnliche Wellengleichung. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit g einer Welle im ruhenden Körper ergibt sich als

$$(24) \quad g_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

Wenn $n = \frac{c}{g_0}$ der Brechungsexponent ist, erhalten wir daraus die Maxwell'sche Relation

$$(25) \quad \varepsilon \mu = n^2.$$

Um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit g einer Welle, die sich im bewegten Körper fortpflanzt, zu finden, setzen wir eine Lösung von 23) in der Form

$$\mathfrak{H}_z = e^{\frac{2\pi i}{\tau} \left(t - \frac{x}{g}\right)}$$

an.

Durch Einsetzen dieses Ausdruckes in 23) erhalten wir bei Verwendung von 24) und 25) für g

$$g^2 - 2w \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) g = g_0^2.$$

Wenn wir Ausdrücke von der Ordnung $\frac{w^2}{g^2}$ und höherer Ordnung vernachlässigen, erhalten wir als Lösung dieser Gleichung

$$(26) \quad g = \pm g_0 + w \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

was ganz in Übereinstimmung mit der Fresnel'schen Theorie der Mitführung steht (s. Artikel Optik bewegter Körper).

Philipp Frank.

Näheres s. M. LAUE, Das Relativitätsprinzip. Braunschweig. Sammlung: Die Wissenschaft. Bd. 38.

Relativphotometer von L. Weber s. Universalphotometer.

Relaxation s. Elastizität fester Körper.

Relaxationsdauer. Schließt man einen elektrischen Strom über eine Spule mit sehr vielen Windungen und großer Windungsfläche, so kommt der nach dem Ohmschen Gesetz zu berechnende Höchstwert des Stroms nicht sofort zustande, sondern infolge der Selbstinduktion der Spule erst nach einer gewissen Zeit. Die umgekehrte Erscheinung tritt ein, wenn man die Spule im Kreise durch Kurzschluß ausschaltet, dann sinkt in ihr der Strom nicht plötzlich auf Null, sondern erst nach einer gewissen Zeit. Unter Relaxations-

dauer versteht man nun die Zeit, innerhalb deren der Strom auf $1/e$ seines Wertes herabsinkt ($e =$ Basis der natürlichen Logarithmen $= 2,71828$), bzw. im ersteren Fall die Zeit, innerhalb deren er nach Stromschluß den Bruchteil $(e-1)/e$ seines Höchstwertes erreicht. Dieselbe Erscheinung, nur in wesentlich erhöhtem Maße wegen der stärkeren Selbstinduktion und der außerdem noch auftretenden Wirbelströme, zeigen eisengefüllte Spulen, namentlich also Elektromagnete mit nicht unterteiltem Eisenkern, bei denen unter Umständen Minuten vergehen, bis das Feld seinen Höchstwert erreicht hat, doch ist hier die Relaxationsdauer, welche u. a. von der differentiellen Permeabilität des Eisenkerns abhängt, nur schwer genau zu berechnen.

Gumblich.

Relaxationszeit s. Raumdichte der Elektrizität.

Remanenz. Unter Remanenz versteht man die Induktion, welche nach Aufhören der magnetisierenden Feldstärke infolge der Hysterese noch übrigbleibt (vgl. Magnetisierungskurven, Fig. 1, OB). Die Remanenz ist am größten und wird als „wahre“ Remanenz bezeichnet, wenn die Probe in Form eines gleichmäßig bewickelten Ringes von überall gleichem Querschnitt untersucht wird (vgl. ballistische Messungen). Ist der Ring dagegen von einem Luftspalt unterbrochen, oder hat man es mit einem Stab in einer geraden Magnetisierungsspule zu tun, so findet man eine sehr viel niedrigere, die sog. „scheinbare“ Remanenz. Da nämlich die in der Nähe der Enden austretenden Induktionslinien entmagnetisierend wirken, so herrscht im Innern der Probe nicht mehr die wahre Feldstärke Null, sondern eine negative, deren Größe außer von der wahren Remanenz auch noch vom Dimensionsverhältnis l/d des Stabes abhängt. Ist dies und der Verlauf der Magnetisierungskurve des Materials bekannt, so läßt sich die scheinbare Remanenz aus der wahren annähernd berechnen. Der Unterschied zwischen beiden ist um so geringer, je magnetisch härter das Material, also je größer seine Koerzitivkraft ist. Infolgedessen verwendet man für permanente Magnete auch Material mit möglichst hoher Koerzitivkraft (Koerzit, s. Hufeisenmagnete), die bei geringem Dimensionsverhältnis des Magnets noch wichtiger ist, als hohe wahre Remanenz.

Gumblich.

Rendahl-Mast. Ein Gitter-Mast für Antennen. *A. Meißner.*

Rendement s. Saccharimetrie.

Reproduktions-Objektive. An Reproduktions-Objektive werden wesentlich andere Forderungen gestellt als an die Linsen für die üblichen Zwecke des Liebhaber- und Fachphotographen. Die leistungsfähigen Objektive dieser Gruppe sind Anastigmaten. Allerdings ist die Ausdehnung des Gesichtsfeldes verhältnismäßig gering und auch die Lichtstärke ist meist nicht groß. Dafür ist innerhalb des ausgezeichneten Bildfeldes die Hebung der Bildfehler besonders weit getrieben, so daß die Bilder von hervorragender Schärfe und Klarheit sind. Die besten Reproduktions-Objektive sind nicht nur achromatisch, sondern auch apochromatisch korrigiert, so daß z. B. die Negative der einzelnen Filteraufnahmen für Dreifarbendrucke gleiche Schärfe und Bildgröße besitzen. Für die Reproduktions-Verfahren, die seitenverkehrte Negative erfordern, benutzt man vor oder hinter dem Objektiv angebrachte Planspiegel oder rechtwinkelige Prismen. Als Repro-

duktions-Objektive seien hier genannt das Apochromat-Tessar und Apochromat-Planar (C. Zeiß).

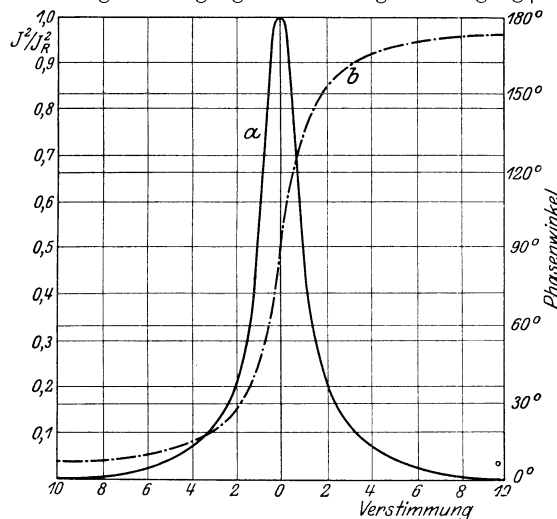
W. Merté.

Repulsionsmotor s. Einphasige Wechselstrom-Kommutatormotoren.

Residuum s. Rückstand.

Resonanz s. Schwingungen eines mechanischen Systems.

Resonanz, Resonanzkurve. Erregt man einen aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand bestehenden Schwingungskreis von außen mit elektrischen Schwingungen, so erhält man in ihm zwei Schwingungen, eine erzwungene von der Frequenz der Erregerschwingung und eine Eigenschwingung



Resonanzkurve und Phasenwinkel in der Nähe der Abstimmung.

von der Frequenz des Schwingungskreises. Die Amplitude beider Schwingungen wird ein Maximum, wenn die Erregerfrequenz gleich der Eigenfrequenz ist. Man sagt dann, die beiden Systeme sind aufeinander abgestimmt oder sie sind in Resonanz. Ändert man eine der beiden Frequenzen, z. B. die Eigenfrequenz des Schwingungskreises durch Änderung seiner Kapazität oder Selbstinduktion, verstimmt man also die beiden Systeme gegeneinander, so sinkt der Stromeffekt im Schwingungskreis. In graphischer Darstellung erhält man für den Stromeffekt in Abhängigkeit von der Verstimmung eine Kurve, die man als die Resonanzkurve bezeichnet. Ihre Gleichung wurde zuerst von Bjerknes aufgestellt. Im allgemeinen wählt man bei der graphischen Darstellung als Ordinate jedoch nicht den Stromeffekt selber, sondern sein Verhältnis zu dem Stromeffekt bei Resonanz, dann wird die Ordinate bei Resonanz gleich 1. Bei Erregung mit ungedämpften Schwingungen ist die Gleichung der Resonanzkurve:

$$y = \frac{\vartheta^2}{\vartheta^2 + 4\pi^2 x^2}$$

wo ϑ das Dämpfungs-Dekrement des Schwingungskreises und x der Verstimmungsgrad ist. Die Resonanzkurven verlaufen um so schärfer, je kleiner die Dämpfung ist. Es läßt sich daher durch Aufnahme der Resonanzkurve aus ihrer Breite die Dämpfung bestimmen. In der Nähe der Resonanz ändert sich die Phasenverschiebung zwischen der im Schwingungskreis induzierten Spannung und der

Spannung am Kondensator sehr stark (um nahezu 180°), bei Abstimmung beträgt der Phasenwinkel 90° . Aus der Figur ist der Verlauf der Resonanzkurve und des Phasenwinkels zu entnehmen. Wie man sieht, läßt sich mit Hilfe der Phase eine viel genauere Resonanzeinstellung erzielen, als mit Hilfe des Stromeffektes. Über multiple Resonanz s. d.

E. Alberti.

Näheres s. Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum.

Resonanzboden s. Klavier und Plattenschwingungen.

Resonanzbrücke. Eine von Grüneisen und Giebe angegebene Wheatstonesche Brücken-anordnung, bei der in einem Zweige Kapazität und Selbstinduktion in Reihe geschaltet sind, während in den anderen drei Zweigen kapazitäts- und induktivitätsfreie Widerstände liegen.

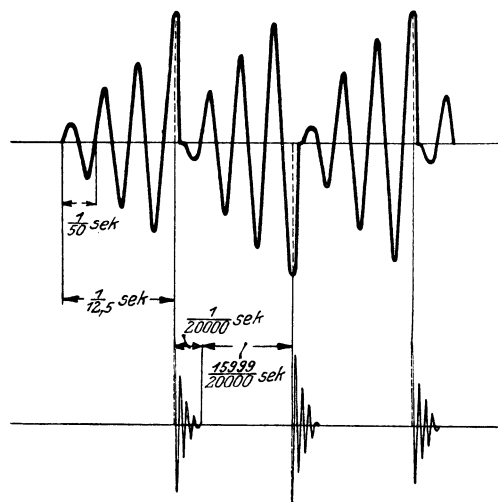
Der Brückenstrom verschwindet, wenn $\frac{w_1}{w_2} = \frac{w_3}{w_4}$ und außerdem $\omega^2 LC = 1$ ist. Die Brücke dient zum Vergleich einer Kapazität mit einer Selbstinduktion oder zur Messung einer Frequenz oder zur Bestimmung des Widerstandes der Spule. Die Anwendung der Methode erfordert sehr reine Sinusschwingungen, weil nur für solche eine völlige Nullabgleichung der Brücke möglich ist. Bei Hochfrequenz ist für genaue Messungen eine Abschirmung der einzelnen Teile erforderlich.

E. Alberti.

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie, Berlin, 1927, Julius Springer.

Resonanzfluoreszenz = Fluoreszenz (s. d. an Gasen und Dämpfen).

Resonanzinduktor. Beim alten Braunschensender mit Zink-Funkenstrecke trat an der Funkenstrecke leicht ein Lichtbogen auf. Um dies zu vermeiden, wurde zu ganz langsamen Funkenzahlen übergegangen in der Art, daß der Maschinenkreis in Resonanz gebracht wird mit dem Wechselstrom, ein offener Induktor verwendet



Anstieg der Spannung im Resonanzinduktor.

und an diesen die sekundäre Wicklung mit dem an ihr liegenden Kondensator lose gekoppelt wird (Resonanzinduktor). So konnte bei 50 bis 100 Perioden mit 3 bis 10 Funken pro Sekunde ge-

sendet werden. Die Figur zeigt den Anstieg der Spannung im Transformator. Sie schaukelt sich hier auf über etwa sechs Perioden, dann setzt der Funke ein. *A. Meißner.*

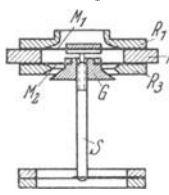
Resonanzkurve s. Resonanz.

Resonanzspannung. Diejenige Spannung, bei der das Elektron von seiner Grundbahn auf die benachbarte übergeht, wobei es bei seiner Rückkehr die Resonanzlinie emittiert. S. Elektronenstoß, Ionisierungsspannung. *v. Staal.*

Resonanzspektrum, Resonanzstrahlung s. Fluoreszenz.

Resonanztelefon (Monotelephon). Die gewöhnlichen Sprachtelefone sind so konstruiert, daß die Membran möglichst keine bevorzugte Eigenschwingung besitzt, oder aber daß diese außerhalb des benutzten Frequenzbereiches liegt.

Für manche Verwendungszwecke des elektrodynamischen Telephonprinzips (Meßtechnik, Relaiswirkung, Frequenzanalyse usw.) wird aber gerade beabsichtigt, eine Resonanzwirkung zu erzielen.



Resonanztelefon.

Wird an die Stelle der Membran eine eingespannte Metallzunge oder ein Draht von bestimmter Eigenfrequenz gesetzt, so erhält man ein Resonanztelefon. In dieser Form wurde es von Max Wien für Meßzwecke als optisches Telefon (Wied. Ann. 42, 593; 44, 681, 1891) ausgebildet, das die Schwingungen dadurch sichtbar werden läßt, daß sie durch eine Feder auf einen Spiegel übertragen werden. In diesem Spiegel wird das Bild eines Spaltes oder eines Glühlampfadens mit dem Fernrohr beobachtet. Auf dem Prinzip des Resonanztelefons beruhte der heute durch die Elektronenröhre verdrängte Tonverstärker von Telefunken. (Jahrb. d. drahtl. Tel. 5, 301, 1911.) In ähnlicher Weise wie die Resonanztelefone arbeiten die technisch gut durchgebildeten Vibrationsgalvanometer (s. d.).

Für die Zwecke der Erdtelegraphie hat G. Seibt (E. T. 2. 41, 625, 1920) ein Resonanztelefon technisch durchgebildet, dessen Querschnitt in der Figur wiedergegeben ist. Zwischen den Ringen R_1 und R_2 ist die Membran M_1 , zwischen den Ringen R_2 und R_3 die Membran M_2 eingespannt. M_1 und M_2 sind fest miteinander gekoppelt und mit Gewichten (G) versehen. Zur Abstimmung werden mittels des Stößels S die Membrane nach oben gedrückt, wobei abgesehen von einer gegenseitigen Verspannung eine Änderung des wirksamen Membrandurchmessers eintritt. Das Seibtsche Resonanztelefon läßt sich natürlich auch für Brückenmessung, Überlagerungsempfang usw. verwenden. *R. Jaeger.*

Resonanztheorie des Hörens gibt eine äußerst elegante und einfache „Erklärung“ für die Befähigung des menschlichen Ohres zur Klanganalyse (s. Klang). Ihre Grundannahme ist die, daß bestimmte Gebilde im Ohre vorhanden sind, die auf die einzelnen Töne abgestimmt sind. Er klingt dann im Außenraum irgendein Ton, so schwingt in erster Linie das auf ihn abgestimmte Gebilde mit; ebenso werden von einem Klange merklich nur diejenigen Gebilde erregt, deren Eigentöne als Partialtöne in dem Klange enthalten sind. Der Gedanke, daß das Ohr einen abgestimmten Saitenapparat enthalte, ist mehrfach schon vor Helmholtz aus-

gesprochen worden. Trotzdem gilt mit Recht Helmholtz als der eigentliche Begründer der Resonanztheorie, denn erst durch seine Untersuchungen sind die vereinzelt Ideen, die bis dahin vorhanden waren, in eine gut begründete und durchgeführte Theorie zusammengefaßt bzw. erweitert worden.

Ob die abgestimmten Gebilde, wie es Helmholtz angenommen hat, wirklich in den Radialfasern der Basilarmembran zu suchen sind, oder ob andere Gebilde im Ohre vorhanden sind, denen man die Funktionen eines Resonatorenapparates mit größerer Berechtigung zuerteilen würde, ist für den Physiker von geringerer Bedeutung. Er hat in erster Linie die physikalischen Eigenschaften der hypothetischen Ohrresonatoren zu untersuchen und muß die anatomisch-physiologischen Einzelheiten dem Urteile des Anatomen und Physiologen überlassen. Jedoch sei darauf hingewiesen, daß eine ganze Reihe von Versuchen an Hunden und Meeresschweinchen angestellt worden sind, die sich durchaus zugunsten der Helmholtzschen Annahme deuten lassen. Namentlich haben H. Held und F. Kleinknecht (Sächs. Akad.-Ber. 1925) sehr elegante Experimente angestellt, die fast als strikter Beweis für die von Helmholtz angenommenen Resonanzeigenschaften der Basilarmembran angesprochen werden dürfen.

In neuerer Zeit hat Lux eine sehr interessante und beachtenswerte Annahme gemacht. Er nimmt an, daß die Vorhofstreppe und die Paukentreppe (s. Ohr) als die beiden Schenkel eines kommunizierenden Rohres angesehen werden dürfen, deren Länge infolge der membranösen Beschaffenheit der Trennungswand variabel ist, so daß auf diese Weise Abstimmung auf verschieden hohe Töne zustande kommen kann.

Die wichtigste Frage betrifft die Eigenschaften der Resonatoren ist die Frage nach ihrer Dämpfung, oder, was auf dasselbe hinauskommt, nach der Schärfe ihrer Abstimmung. Helmholtz kam zu der Annahme, daß alle Ohrresonatoren etwa gleich stark gedämpft seien, d. h. daß ihre Schwingungsamplituden während der gleichen Anzahl von Schwingungen auf den gleichen Bruchteil ihrer ursprünglichen Werte herabsinken, während andere Bearbeiter der Resonanztheorie (Waetzmann) auf Beobachtungen hinweisen, die für die Annahme schwächerer Dämpfung und damit schärferer Resonanz der höher abgestimmten Ohrresonatoren sprechen. Namentlich sind es Beobachtungen an Schwebungen (s. d.), Zwischentönen (s. d.) und Trillern (s. d.), die gewisse, wenn auch noch wenig sichere Rückschlüsse auf den Grad der Dämpfung der Ohrresonatoren gestatten.

G. v. Békésy hat sehr interessante Beobachtungen über die Ermüdung des Ohres angestellt, wenn es mehrere Minuten lang durch einen bestimmten Ton erregt wird. Nach den bisherigen Mitteilungen ist noch nicht recht zu übersehen, ob die Beobachtungen als Ergänzung zur Resonanztheorie anzusehen oder anders zu deuten sind.

S. auch Hörtheorien und Schallbildertheorie.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Die Resonanztheorie des Hörens. Braunschweig 1912.

Resonator s. Luftresonator und Resonanztheorie des Hörens.

Restaktivität s. RaD, RaE, RaF.

Restatom. Der bei zerfallenden radioaktiven Atomen nach Abschleuderung des α - oder des β -Teilchens überbleibende Atomrest, das ist also das Atom des Zerfallsproduktes, das zufolge Erhaltung der Bewegungsgröße eine im Verhältnis der Massen verringerte Geschwindigkeit entgegengesetzt der des α - oder β -Teilchens erlangt (vgl. den Artikel Rückstoß). Ist das Restatom aus dem Mutteratom

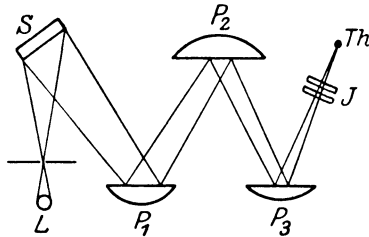
mit Verlust eines α -Teilchens entstanden, so ist sein Atomgewicht um 4 Einheiten vermindert, da das Atomgewicht des α -Teilchens (d. i. Heliumatom) 4 beträgt; wurde bei der Entstehung ein β -Teilchen abgestoßen, so bleibt sein Atomgewicht nahe unverändert. Näheres hierüber im Artikel „Verschiebungsregel“. — Schon nach sehr kurzen Wegstrecken — in Luft von Atmosphärendruck nach 0,14 mm — ist ihre anfängliche Geschwindigkeit durch die bremsenden Zusammenstöße mit Luftmolekülen auf Molekulargeschwindigkeit gesunken, worauf sie sich genau gleich wie positive Gasionen verhalten und sich von diesen nur durch ihre radioaktiven Eigenschaften unterscheiden. Durch Anlagerung an größere, in der Luft suspendierte Aggregate kann sich der Einfluß der Schwere auf ihre räumliche Verteilung geltend machen.

K. W. F. Kohlrausch.

Restmethode von Sterneck s. Kanaltheorie der Gezeiten.

Reststrahlen. Kristalle haben im Ultrarot (s. d.) Gebiete metallischer Reflexion, deren Existenz von Rubens und seinen Mitarbeitern entdeckt und gemessen wurde. Einfach gebaute heteropolare Kristalle sind von Rubens und Mitarbeitern untersucht, die Wellenlängen der Reflexionsmaxima früher mit Quarzinterferometer, neuerdings mit Gittern gemessen worden.

Eine Figur gibt das Prinzip der Anordnungen: die von der Lichtquelle L, meist der an ultraroten Strahlen sehr reiche Auerbrenner, kommenden Strahlen gelangen über einen Silberhohlspiegel S nach Reflexion an den Kristallplatten P_1, P_2, P_3 zum Thermolement Th (Radiomikrometer von Rubens), nachdem sie vorher die



Erzeugung von Reststrahlen.

Platten J des Interferometers durchsetzt haben. Bei der dreifachen Reflexion an den gleichartigen Kristallplatten wird immer mehr von der Strahlung verloren gehen, welche nicht selektiv reflektiert wird, so daß eine Vermehrung der Plattenzahl die spektrale Reinheit der Reststrahlen erhöht.

Die Reststrahlenwellenlängen folgender Kristalle sind in μ ($= 0,001 \text{ mm} = 10000 \text{ \AA}$) gemessen worden (Auswahl):

Quarz	$\lambda = 8,50 \mu, \lambda = 9,02 \mu, \lambda = 20,75 \mu,$
Glimmer	$\lambda = 9,20 \mu, \lambda = 18,40 \mu, \lambda = 21,25 \mu,$
Flußspat	24,0 und 31,6
Steinsalz	52,0
Sylvin	63,4
Chlorsilber	81,5
Bromkalium	82,6
Thalliumchlorür	91,6
Jodkalium	94,1
Bromsilber	112,7
Thalliumbromür	117,0
Thalliumjodür	151,8

Die selektiven Reflexionen im kurzwelligen Ultrarot haben besonders Cl. Schaefer und M. Schubert, sowie A. Reinkober untersucht. Es ergaben sich typische Reflexionsmaxima für das negative Radikal der:

Karbonate (Gruppe CO_3)	λ in μ	6,5	11,5	14,5
Nitrate („ NO_3)		7,5	12,5	15,0
Chlorate („ ClO_3)		10,5	16,2	
Bromate („ BrO_3)		~ 12		
Jodate („ JO_3)		$\sim 12,5$		
Sulfate („ SO_4)		9		
Selenate („ SeO_4)		11,4		
Chromate („ CrO_4)		11,3		

Messungen im polarisierten Licht ergeben ganz übereinstimmend bei allen Kristallen, daß die Reflexionsmaxima von einachsigen Kristallen aus zwei, von zweiachsigen Kristallen aus drei Gruppen von Eigenschwingungen zusammengesetzt sind, die je zu einer bestimmten Schwingungsrichtung im Kristall zugeordnet sind. (Ultraroter Dichroismus und Trichroismus.)

Auch das Kristallwasser wird durch seine Reflexionsmaxima bei etwa 3,2, 6,2 und 16 μ erkannt. Es scheint, daß das nicht im Kristallgitter (wie bei den echten Kristallhydraten) angeordnete Wasser nicht reflektiert. Gerlach.

Reststrom. Bleibt die Spannung an den unangreifbaren Elektroden einer elektrolytischen Zelle unterhalb der Zersetzungsspannung (s. d.), so fließt ein meist nur kleiner Reststrom, der in scheinbarem Widerspruch zum Faradayschen Gesetz keine sichtbare chemische Veränderung des Elektrolyten bewirkt. Helmholtz gab hierfür (1873) folgende Erklärung. Die Zersetzungsprodukte des Reststromes sind im Elektrolyten löslich und auch ohne Elektrolyse jederzeit, oft nur spurenweise, als gelöste Stoffe enthalten. Daher findet z. B. in angesäuertem Wasser der an der Kathode sich abscheidende atomare Wasserstoff als Depolarisator (s. d.) wirkenden Sauerstoff vor, der ihn unter der katalytischen Wirkung der Elektrodenoberfläche sogleich oxydiert. Nach Verbrauch des Depolarisators würde sich nun Wasserstoff abscheiden, wenn nicht durch Diffusion aus den mittleren Schichten des Elektrolyten neue Mengen Sauerstoff an die Kathode heranträten, die sich aus dem an der Anode vom Lösungsmittel aufgenommenen und dann gleichsam im Rückfluß zur Kathode diffundierenden Sauerstoff immer wieder ergänzen. Die Stärke des Reststromes ist bei hinreichend großer Oxydationsgeschwindigkeit dadurch bestimmt, daß sie im stationären Zustand den in der Zeiteinheit herandiffundierenden Mengen des Depolarisators elektrochemisch äquivalent sein muß.

Vielfach, wie bei der Elektrolyse von komplexen Cyansalzen, hängt die Reststromintensität außer von den Diffusionskonstanten des depolarisierenden Stoffes auch von der Reaktionsgeschwindigkeit ab, mit der sich das elektrolytische Dissoziationsgleichgewicht einstellt. H. Cassel.

Näheres G. Grube, Elektrochemie, Dresden 1930.

Restvalenz s. Valenztheorien.

Restwiderstand. In der Modellversuchstechnik heißt Formwiderstand derjenige Teil des gemessenen Gesamtwiderstandes, der übrig bleibt, wenn man den aus der benetzten Körperoberfläche und der dort vorhandenen Geschwindigkeitsverteilung errechenbaren Reibungswiderstand (s. d.) vom Gesamtwiderstand abzieht. Er enthält somit den Wirbel- und bei freien Flüssigkeitsoberflächen den Wellenwiderstand (s. Schiffswiderstand) und wird, wenn der Reibungswiderstand wie bei ebenen Platten gleich großer Oberfläche und längs der ganzen Fläche mit der Fortschrittsgeschwindigkeit des Körpers ohne Rücksicht auf Über- bzw. Untergeschwindigkeiten

auf Ablösungen usw., d. h. im „Froude“schen Sinne (bei Schiffmodellen z. B.), gerechnet wird, als Restwiderstand bezeichnet. Im übrigen s. Bewegungswiderstand. *Eisner.*

Resultierende Töne s. Kombinationstöne.

Retortenkohle. Retortenkohle bildet sich als reinste Form des amorphen Kohlenstoffs bei der Darstellung des Leuchtgases. Sie setzt sich hauptsächlich im oberen Teil der Retorten und in Rissen als eisengraue Masse ab. Während die direkt an der Retortenwand ansitzende Schicht keinen Wasserstoff enthält, finden sich geringe Mengen davon in den weiter abliegenden Schichten. Retortenkohle bildet sich auch, wenn man C_2H_4 , einen Hauptbestandteil des Leuchtgases, durch weißglühende Porzellanröhren leitet. Sie ist äußerst hart, so daß sie am Stein Funken gibt, und hat das spez. Gewicht 2,35. Retortenkohle findet Verwendung zur Herstellung von Kohlezylindern und Platten galvanischer Elemente sowie von Kohlestiften für Bogenlampen. *R. Jaeger.*

Retrograde Kondensation. Bei einem Gemisch von einem Volumteil Luft mit 5 Volumteilen Kohlensäure beobachtete Cailletet im Jahre 1880, daß beim Komprimieren desselben zunächst Verflüssigung eintritt, während bei weiterer Kompression die ganze Masse wieder in den gasförmigen Zustand übergeht. Diese später mehrfach beobachtete Erscheinung wurde von Kuenen näher untersucht, von dem auch die Bezeichnung retrograde Kondensation stammt.

Der Grund für diesen Vorgang liegt darin, daß im Dampf eine höhere Konzentration x der einen Komponente auftreten kann, als der sog. kritischen Konzentration (die dann vorhanden ist, wenn die koexistierende flüssige und dampfförmige Phase gleiche Konzentration und gleiche Dichte besitzen) entspricht.

Trägt man in einem v - T -Diagramm das Sättigungsvolumen v einer Substanz als Funktion der absoluten Temperatur T auf, so erhält man eine Linie $AMKB$. Für einen einheitlichen Körper entspricht der höchsten Temperatur der Sättigungskurve der kritische Punkt, bei dem die Eigenschaften des Dampfes (Dichte, Entropie usw.) kontinuierlich in diejenigen der Flüssigkeit übergehen. Bei einer binären Mischung gegebener Zusammensetzung ist im allgemeinen der Punkt K des kontinuierlichen Überganges, der stets als der eigentliche kritische Punkt des Gemisches bezeichnet werden muß, von dem Scheitelpunkt M , dem kritischen Kontakt, verschieden.

Die Fläche innerhalb $AMKB$ gehört dem Sättigungsgebiet an. Die Kurve AMK stellt die Sättigungsvolumina des Dampfes, KB diejenigen der Flüssigkeit dar. Findet die Kompression längs einer Isotherme statt, die zwischen M und K hindurchläuft, so erkennt man, daß man, vom Dampfgebiet ausgehend, durch das Gebiet der koexistierenden Phasen, wieder in das Dampfgebiet gelangt. *Henning.*

Reusen-Antenne. Antenne, bei der zur Erhöhung der Kapazität eine größere Anzahl auf einen Kreisumfang von meist $\frac{1}{2}$ –3 m Durchmesser angeordnete Drähte parallel laufen, so daß ein schlauchartiges Gebilde entsteht. *A. Meißner.*

Reversibel und irreversibel. Ein Prozeß, der zwischen einem Anfangszustand A und einem Endzustand B verläuft, heißt irreversibel, wenn es auf keine erdenkliche Weise möglich ist, das System, welches jenen Prozeß durchlaufen hat, vom Zustand B zum Zustand A zurückzuführen, ohne daß in Körpern außerhalb des Systems neue Veränderungen auftreten. Ist eine solche Zurückführung möglich, so heißt der Prozeß reversibel, auch dann, wenn er nicht in allen Teilen dieselben Zustände durchläuft wie bei der anfänglichen Veränderung auf dem Wege von A nach B .

Es ist zu unterscheiden zwischen reversiblen und umkehrbaren Prozessen. Alle umkehrbaren Prozesse, welche nur Gleichgewichtslagen durchlaufen, sind zugleich reversible Prozesse. Reversibel ist auch die Bewegung eines reibungslosen Pendels, wie alle rein mechanischen Vorgänge. Irreversibel sind, wie der zweite Hauptsatz (s. d.) lehrt, z. B. Diffusionsvorgänge, ferner solche Prozesse, bei denen Wärmeleitung oder Reibung vorhanden sind. Da dies bei allen wirklichen Prozessen der Natur der Fall ist, so gibt es, abgesehen von gewissen idealen Grenzfällen, überhaupt keine reversiblen Prozesse. — In der theoretischen Thermodynamik werden die reversiblen und irreversiblen Prozesse dadurch charakterisiert, daß bei den ersteren die Entropie konstant bleibt, bei den letzteren dagegen die Entropie wächst. *Henning.*

Reversible Elemente s. Akkumulatoren.

Reversionspendel s. Pendel (math. Theorie) vgl. Schweremessungen.

Reversionsprisma s. Umkehrprismensystem.

Revolving Doubler s. Multiplikator.

Reynoldssche Zahl s. Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz.

Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz. Sind vorwiegend die inneren Reibungskräfte einer Flüssigkeit auf einen Vorgang von Einfluß (z. B. bei Rohrreibung (s. d.), beim Widerstand (s. d.) umströmter Körper), so folgt aus den Navier-Stokeschen Bewegungsgleichungen (s. d.) als Bedingung für das Vorhandensein mechanischer Ähnlichkeit für zwei Anordnungen vom Maßstabverhältnis λ , dem Geschwindigkeitsverhältnis ε , und dem Verhältnis ε_1 der kinematischen Zähigkeiten ν (s. d.): $\lambda \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = 1$.

Dieser Ableitung liegt das allgemeine Newtonsche Ähnlichkeitsgesetz für den Flüssigkeitsdruck bzw. für Kraft oder Widerstand $W = \alpha \frac{\gamma}{g} F v^2$ oder

$W = \zeta F \cdot q$, mit $q = \gamma \frac{v^2}{2g} =$ Staudruck (s. d.),

(α bzw. $\zeta =$ Widerstandsbeiwerte) zugrunde. Die abgeleitete Beziehung besagt, daß die dimensions-

lose Größe, genannt Reynoldssche Zahl $\Re = \frac{v l}{\nu}$ =

konst. sein muß, wenn mechanische Ähnlichkeit vorliegen soll. l ist dabei eine beliebige, das Strömungsbild charakterisierende Länge; ebenso ist für ν eine beliebig zu vereinbarende Geschwindigkeit (etwa die ungestörte Anströmgeschwindigkeit oder im Rohr die mittlere bzw. größte Geschwindigkeit) zu wählen. Über diese Werte sollte man sich praktischerweise ein für allemal einigen, um Verwechslungen und Irrtümern vorzubeugen; zumindest aber sollte man jedesmal deutlich erkennbar angeben, welche Länge und Geschwindigkeit zugrunde gelegt ist. — Für praktische Wasserbau-

versuche, bei denen bei üblichen Temperaturen der Wert $\frac{1,2}{10^6 \cdot \nu} = [\rho]$ wenig von 1 abweicht (vgl. Tab.)

für Wasser von	0	5	10	13,2	15	20	25° Cels.
ist $[\rho]$	0,68	0,79	0,92	1	1,05	1,19	1,32 sec/m ²

hat Krey die Benutzung der Reynoldsschen Kennzahl in der Form $\nu \cdot l \cdot [\rho]$ vorgeschlagen, was sich in den interessierten Kreisen bereits eingebürgert hat; in dieser Form unterscheidet sich die Kennzahl bei normaler Temperatur fast nicht vom (nicht mehr dimensionslosen) Kennwert der Reibung: $\nu \cdot l \left(\frac{\text{m}^2}{\text{sec}} \right)$, dem für aerodynamische Versuche der in Göttingen gebrauchte Kennwert $E = \nu \cdot l \left(\frac{\text{m}}{\text{sec}} \cdot \text{mm} \right)$ mit 1/1000 an Größe gegenübersteht. Für normale Luftverhältnisse ist der Kennwert E etwa der 70. Teil der Reynoldsschen Zahl. α bzw. ζ , sowie alle anderen Modellversuchsergebnisse werden als Funktion von $\Re = \frac{\nu l}{\nu}$ bzw. $\nu \cdot l \cdot [\rho]$

oder $\nu \cdot l$ ausgewertet. Verschiedenen Werten \Re entsprechen verschiedene Strömungsbilder (laminare, turbulente Strömung, Wirbelablösung usw.). Im vorstehenden ist sog. „praktisch-glatte“, oder besser „hydrodynamischglatte“ Wandung vorausgesetzt und somit der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Wand nicht mit in Rechnung gestellt. Dieser ist aber bei nicht „glatten“ Wänden von großer Bedeutung und muß daher in den Funktionszusammenhang als Parameter mit hineingenommen werden. Über die Zahl der hierzu nötigen Parameter und damit zusammenhängende Begriffe s. Eisner, Habilitationsvortrag (ungedruckt) und „Offene Gerinne“ in Hdb. der Experimentalphysik (Wien & Harms) Bd. IV, 2, 1931.

In der Bedingung $\Re = \frac{\nu l}{\nu} = \text{konst.}$ kommt zum Ausdruck, daß bei gleichen Medien kleinere Modelle entsprechend größeren Geschwindigkeiten ausgesetzt werden müssen. Da man Kavitationserscheinungen (s. d.) vermeiden muß und Überschallgeschwindigkeiten bzw. in offenen Gerinnen Überschallgeschwindigkeit im allgemeinen vermeiden will, ist der Erreichung beliebiger Reynoldsscher Zahlen auch physikalisch (von den Kosten ganz abgesehen) nach oben, sowie durch die Genauigkeitsgrenzen der Versuchseinrichtungen nach unten und oben eine Grenze gesetzt. Man kann dann zuweilen noch durch Änderungen des Mediums bzw. seiner Temperatur einiges erreichen (so ist z. B. die Luftzähigkeit etwa 10–20mal so groß wie die des Wassers; andere Zahlenwerte der Zähigkeit gebräuchlicher Medien s. Zähigkeit). Der Kräftemaßstab ist beim Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetz = 1, so daß im Modell die gleichen Kräfte auftreten wie in der Natur; auch hierdurch ist der Anwendbarkeit eine Grenze gesetzt. Literatur: Blasius, Forschungsheft Nr. 131 des V. d. J. und l. c. Eisner.

Reziprozitätsgesetz, photochemisches. Die Geschwindigkeit photochemischer Reaktionen ist durch die Intensität der absorbierten aktiven Strahlung bedingt. Der photochemische Stoffumsatz ist ebenfalls eine Funktion der absorbierten Strahlenmenge. Die einfachste Beziehung zwischen diesen beiden Größen, Strahlenmenge und Stoffumsatz, wird durch das Bunsen-Roscoe'sche

Gesetz gegeben. Nach ihm ist die umgesetzte Stoffmenge $M = k \cdot i \cdot t$ (photochemisches Reziprozitätsgesetz), wobei i die Intensität der absorbierten wirksamen Strahlung, t die Zeit ihrer Einwirkung ist. Dieses Gesetz gilt nicht während der sog. Induktionszeit (vgl. Induktion). Weiterhin zeigen fast alle photochemischen Reaktionen ein Zurückbleiben hinter der Proportionalität mit der Strahlenmenge, wenn während der Reaktion eine Verminderung der Menge des lichtempfindlichen Stoffes oder seines Acceptors oder eine Abschirmung des wirksamen Lichtes durch die Reaktionsprodukte eintritt. Für konstantes M kann man die Faktoren i und t bei den meisten Lichtreaktionen in weitem Umfange variieren, ohne daß sich Abweichungen vom Reziprozitätsgesetz zeigen. Doch gibt es auch hier Ausnahmen, und zwar gerade bei einigen besonders wichtigen photochemischen Reaktionen, so bei der Assimilation der Kohlensäure, beim Sehvorgang und beim photographischen Prozeß. Die Abweichung äußert sich meist so, daß geringere Intensitäten bei konstantem Produkt $i \times t$ schwächer wirken als größere, doch kommt auch der umgekehrte Fall vor. Diese Erscheinungen bedürfen noch der Klärung. Bisher kann man nur annehmen, daß es sich hier nicht um eine Verschiedenheit der primären Lichtwirkung, sondern um Fragen der Geschwindigkeit von Dunkelreaktionen handelt, die an die Lichtreaktion gekoppelt sind. W. Noddack.

Reziprozitätstheorem der Elastizitätstheorie. Ein beliebiger elastischer Körper, dessen Material dem allgemeinen Hookeschen Gesetze genügt, sei unter der Wirkung von Massenkraften ρf , Oberflächenspannungen \bar{s} und konzentrierten Kräften \Re im Gleichgewicht. Der Angriffspunkt einer bestimmten Kraft \Re erleide infolge irgendwelcher Ursachen eine Verschiebung u . Die von der Kraft \Re geleistete Arbeit $A = \Re u$ nennt man „Verschiebungsarbeit“ von \Re infolge des Verschiebungszustandes u . Wirken auf den betrachteten Körper nacheinander zwei Systeme κ und λ von äußeren Kräften, so erleiden die Angriffspunkte κ der Kräfte $\rho f_\kappa, \bar{s}_\kappa, \Re_\kappa$ des ersten Systems infolge des vom zweiten Kräftesystem $\rho f_\lambda, \bar{s}_\lambda, \Re_\lambda$ verursachten Formänderungszustandes gewisse kleine Verschiebungen $u_\kappa(\lambda)$ und umgekehrt die Angriffspunkte λ der Kräfte $\rho f_\lambda, \bar{s}_\lambda, \Re_\lambda$ des zweiten Systems bei Wirkung des ersten Kräftesystems die Verschiebungen $v_\lambda(\kappa)$. Die über alle äußeren Kräfte κ bzw. λ erstreckten Summen der Verschiebungsarbeiten

$$(1) A_\kappa(\lambda) = \int_V \rho f_\kappa u_\kappa(\lambda) dV + \int_O \bar{s}_\kappa u_\kappa(\lambda) dO + \sum \Re_\kappa u_\kappa(\lambda)$$

und

$$(2) A_\lambda(\kappa) = \int_V \rho f_\lambda v_\lambda(\kappa) dV + \int_O \bar{s}_\lambda v_\lambda(\kappa) dO + \sum \Re_\lambda v_\lambda(\kappa)$$

der beiden Kräftesysteme κ und λ infolge der jeweils erzeugten Verschiebungszustände u und v sind nach dem *Reziprozitätstheorem von Betti* (1872) gleich groß

$$(3) A_\kappa(\lambda) = A_\lambda(\kappa).$$

Wirken nur zwei konzentrierte Kräfte \Re_κ und \Re_λ , so hat man als Sonderfall

$$(4) \Re_\kappa u_\lambda = \Re_\lambda v_\kappa,$$

den sog. *Maxwellschen Satz von der Vertauschbarkeit der Verschiebungen* (1864). Sind insbesondere \Re_κ und \Re_λ Einheitskräfte ($\Re_\kappa^2 = \Re_\lambda^2 = 1$), so wird

$$(5) u_\lambda, \kappa = v_\kappa, \lambda$$

d. h. die Verschiebungskomponenten in den Richtungen der Kräfte sind dann gleich groß. In Gleichung 5) bezeichnet (wie oben) der erste Index die Ursache, der zweite Index die Richtung der Verschiebungskomponente, u die Verschiebung des Angriffspunktes z , v jene von λ .

F. Schleicher.

Näheres s. Tedone, Allgemeine Theoreme der mathematischen Elastizitätstheorie. Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften IV, 24.

Rheograph (Abraham). Ein Oszillograph (s. d.), bei dem aber das Galvanometer eine erheblich größere Schwingungsdauer besitzt, als bei den anderen (etwa 0,1 Sekunde) und bei dem daher auch ein größerer Spiegel angewendet werden kann, wodurch die Sichtbarmachung und Aufnahme der Kurve sehr erleichtert wird. Um die Kurve unverzerrt aufnehmen zu können, wird das Galvanometer in besonderer sinnreicher Schaltung mit zwei hintereinander geschalteten Transformatoren benutzt. Man erhält dann außer dem Strom i dessen Differentialquotienten nach der Zeit di/dt und d^2i/dt^2 und wählt die Konstanten (Induktivität und Kapazität) so, daß sie den Konstanten (Trägheit und Richtkraft) der Differentialgleichung für die mechanische Bewegung, die das Galvanometersystem ausführt, entsprechen. Das Galvanometer ist ein solches nach dem Drehspulsystem, bei dem zwischen dem starken feststehenden Magnet eine längliche Spule von einigen Millimetern Breite an zwei Torsionsfedern drehbar aufgehängt ist. Die Justierung des Instruments erfolgt experimentell, indem z. B. eine rechteckige Kurve (unterbrochener Gleichstrom) verwendet und so lange reguliert wird, bis das erhaltene Kurvenbild die gewünschte Gestalt besitzt.

W. Jaeger.

Näheres s. Ztschr. f. Instrumentenkunde 18, 30; 1898.

Rheonom s. Koordinaten der Bewegung.

Rheostat s. Stöpsel- und Kurbelrheostat.

Rhumben, die verlängerten Strahlen der Hauptrichtungen der Kompaßrose auf Landkarten (s. Kompaß).

Nippoldt.

Rhythmische Fällung in Kolloiden s. Liesegangsche Schichtungen.

Richardsoneffekt. Die von Richardson zuerst sicher nachgewiesene rein thermische Aussendung von Elektronen aus glühenden Metalloberflächen im höchsten Vakuum s. Glühelktroden.

Güntherschulze.

Richtkraft s. Direktionskraft.

Richtungshörer s. Schallrichtung.

Richtungsquantelung, die quantenhaft scharfe Richtungseinstellung eines Atomsystems gegen ein äußeres Kraftfeld. Wie Sommerfeld zuerst auf Grund seiner Quantenbedingungen (s. d.) für das Wasserstoffatommodell (s. d.) gezeigt hat, kann die räumliche Orientierung des Modells, bzw. seiner Drehimpulsachse unter dem Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes nicht ebenso willkürlich bleiben wie im feldlosen Falle, sondern muß quantenmäßig bestimmte Neigungswinkel gegen die Feldrichtung annehmen. Ähnliches gilt auch für beliebige andere Atomsysteme mit quantenhaftem Drehimpuls und hängt damit zusammen, daß jedem derartigen Impuls ein bestimmtes magnetisches Moment entspricht, auf welches die Einstellung zurückgeführt werden kann. Die Einheit solcher magnetischer Atommomente ist das Bohrsche Magneton (s. d.), welches dem Drehimpulsmoment $h/2\pi$ zugehört (Plancksches Wirkungsquantum).

Im Gegensatz zur Quantentheorie würde die klassische Theorie jede beliebige Orientierung der Drehimpulsachsen gegen das Feld für zulässig erklären. Es ist das Verdienst von O. Stern, eine Methode angegeben zu haben, welche zwischen beiden Möglichkeiten experimentell zu entscheiden gestattet. Bringt man das Atom in ein inhomogenes Magnetfeld, so muß auf dasselbe eine von der Orientierung gegen die Feldrichtung abhängige, dem Atommoment und der Feldinhomogenität proportionale ponderomotorische Kraft ausgeübt werden, welche zur Trennung der Atome mit verschiedenen Richtungseinstellungen benutzt werden kann. Stern und Gerlach haben daher einen ausgeblendeten Atomstrahl im Hochvakuum senkrecht zu den Kraftlinien eines Magnetfeldes von großer, zu den Kraftlinien paralleler Inhomogenität geschickt und seine Spur jenseits auf einer Platte aufgefangen. Wenn der in der Kraftlinienrichtung sehr schmal gewählte Querschnitt des Strahles zuvor ohne Feld bestimmt ist, müßte nach der klassischen Theorie eine einheitliche, von allen möglichen Orientierungen herrührende seitliche Verbreiterung im inhomogenen Felde erwartet werden, nach der Theorie der Richtungsquantelung jedoch eine Aufspaltung in ebenso viele diskrete Strahlquerschnitte, als die Atome verschiedene diskrete, quantenhafte Einstellungen besitzen; z. B. zwei getrennte Strahlen bei einem Atommoment von der Größe eines Bohrschen Magnetons. Die Beobachtung liefert tatsächlich die von der Quantentheorie vorausgesehene Aufspaltung und damit einen unmittelbaren Beweis für die tatsächliche Existenz diskreter stationärer Quantenzustände. Sie ermöglicht weiterhin eine direkte Messung der magnetischen Atommomente, bzw. der quantenhaften Atombereimpulse; auch hier ist die Übereinstimmung mit den quantentheoretischen Behauptungen eine vollständige.

Näheres s. Gerlach, Materie, Elektrizität, Energie, 2. Aufl., Dresden 1926.

Richtungswinkel. Die Methode der Satz- oder Richtungsbeobachtungen bei Triangulierungen besteht darin, daß man von der Beobachtungsstation aus alle Zielpunkte der Reihe nach zuerst in der einen Kreislage und sodann in umgekehrter Reihenfolge bei durchgeschlagenem Fernrohr in der anderen Kreislage beobachtet. Die erste Richtung erscheint dabei als Nullrichtung.

A. Prey.

Näheres s. S. Wellisch, Theorie und Praxis der Ausgleichsrechnung. Wien 1909/10. Bd. II, S. 53 ff.

Riemannsche Gleichungen für ebene Luftwellen von endlicher Schwingungsweite s. Detonationsgleichungen.

Riemannscher Raum s. Nichteuklidische Geometrie.

Riesensterne s. Russelldiagramme.

Riffeln oder Kapillarwellen s. Oberflächenwellen.

Righi-Hallwachseffekt. Werden ungeladene oder schwach positiv geladene Körper belichtet, so geben sie Elektronen ab und laden sich spontan zu einem positiven Potential auf. Diese lichtelektrische oder photoelektrische Erregung, die eine der lichtelektrischen Erscheinungen darstellt, ist unter dem Namen Righi-Hallwachseffekt bekannt. Dieser Effekt wurde fast gleichzeitig und völlig unabhängig von A. Righi und W. Hallwachs im Jahre 1888 entdeckt. Die beiden Autoren einigten sich selbst über die Prioritätsfrage dahin, daß Righi die

Priorität der Entdeckung selbst beanspruchen sollte, Hallwachs aber als erster eine richtige Erklärung der Erscheinung gefunden hat. Lichtstrahlen zeigen den Effekt bei um so größerer Wellenlänge, je elektropositiver der bestrahlte Körper ist. Sichtbares Licht gibt den photoelektrischen Effekt bei Rb, K, Na; bei Zink ist nur das ultraviolette Licht wirksam, ebenso ist bei Gasen (Lenard) sehr kurzwelliges Licht notwendig. Röntgenstrahlen und Gammastrahlen weisen an jeder Materie den Righi-Hallwachseffekt im erweiterten Sinne auf. Da die Geschwindigkeit der Photoelektronen mit abnehmender Wellenlänge zunimmt, ist diese bei den zuletzt genannten Strahlenarten sehr hoch.

R. Jaeger.

Righi-Oszillator, Erreger für sehr schnelle elektrische Schwingungen von einigen Zentimetern Wellenlänge. Er besteht aus vier in einer Achse liegenden Kugeln, welche durch drei Funkenstrecken, meist in Petroleum, voneinander getrennt sind. Die beiden äußeren sind unmittelbar mit dem Induktorium verbunden, zwischen ihnen und den beiden inneren liegen die sog. Vorfunkstrecken. Die beiden inneren Kugeln, zwischen denen die Hauptfunkenstrecke liegt, bilden das eigentliche schwingende, die Wellenlänge bestimmende System. Nuov. Cim. 1. 25. 1895.

H. Rukop.

Righisches Spiegelelektrometer. Das Instrument gehört zu den Nadelelektrometern. Die mit dem Spiegel an gemeinsamer Achse befindliche Nadel, die auf die zu messende Spannung aufgeladen ist, schwingt in einer Schachtel, die mit zwei Ausschnitten versehen ist. Infolge der unsymmetrischen Stellung der Nadel zu den Ausschnitten wird die Nadel abgelenkt. Das Elektrometer ist besonders zur Messung hoher Spannungen (bis 10⁵ Volt) geeignet; der Ausschlag ist nahe proportional dem Quadrat der angelegten Spannung. *W. Jaeger.* Näheres s. C. Müller, Ann d. Phys. 28, 592; 1909.

Ringanker s. Grammescher Ring.

Ringförmiges Tragwerk ist ein Flügelsystem, welches in der Ebene normal zur Flugrichtung einen geschlossenen Linienzug zeigt (s. Figur). Die Tragflügeltheorie läßt für solche ringförmigen Tragwerke besonders kleine induzierte Widerstände erwarten; praktische Erprobung steht aus. *L. Hopf.*



Ringmagnet. Ein außerordentlich leistungsfähiger, von Professor du Bois konstruierter Elektromagnettypus in Form eines geschlitzten Ringes oder Halbringes, der von der Firma Hartmann & Braun in Frankfurt a. M. in verschiedenen Größen hergestellt wird. Durch Vermeidung der bei den Konstruktionen von Rühmkorff, Ewing, Weiß u. a. vorkommenden Ecken wird die schädliche Streuung erheblich verringert. *Gumlich.*

Ringmessung, magnetische. Neben der magnetometrischen Messung von Ellipsoiden gibt genaue und einer Scherung nicht bedürftige Werte der Induktion die ballistische Messung (s. d.) an gleichförmig bewickelten Ringen, deren Breite im Verhältnis zum Durchmesser sehr gering sein muß. *Gumlich.*

Näheres s. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen.

Ringmikrometer s. Mikrometer.

Ringnebel s. Nebelflecke.

Ringschaltung s. Mehrphasen-Wechselstromsysteme.

Ringspule. Ein- oder mehrlagige Selbstinduktionsspule, deren Achse zu einem Kreise gebogen ist und die angewendet wird in allen Fällen, wo es auf sehr geringe Streuwirkungen der Spule ankommt. *A. Esau.*

Ringstrom. Ein die Erde im Abstand 10⁶ km in der Ebene des magnetischen Äquators umgebender Strom aus Elektronen, die von der Sonne stammen (s. Elektrische Strahlung der Sonne). In ruhigen Zeiten äußert er in unseren Breiten ein Feld von 150—200 γ . Er ist der Hauptsitz der äquatorialen magnetischen Störungen (s. d.). Trotz der Wiedervereinigung und der elektrostatischen Abstoßung der einzelnen Teilchen gegeneinander verschwindet er nie ganz, weil von der Sonne stets neue Zufuhr erfolgt. Sein Feld wirkt auf die den Polen zuwandernden Elektronen derart ablenkend, daß die Ionen maximaler Nordlichthäufigkeit (s. Isochasmen) von rund 3^o Winkelöffnung für Kathodenstrahlen auf 23^o erweitert wird (s. auch Variationen des Erdmagnetismus). *Nippoldt.*

Ringwellen s. Oberflächenwellen.

Ringwirkung s. Grammescher Ring.

Rippe. Die Rippen sind die Bauteile eines Flugzeugflügels, welche die auf die Außenwand wirkenden Luftkräfte an den Holm weiterzuleiten haben. Sie liegen senkrecht zum Holm in Flügelquerschnitt, dem sie die gewünschte Profilform verleihen, und sollen dem Flügel Torsionssteifigkeit geben. Deshalb müssen sie selbst bei geringem Baugewicht große Biegesteifigkeit besitzen. *L. Hopf.*

Rippelmarken. Wellenförmige Furchen in lockerem Sand, die sich unter dem Einflusse von Wind oder strömendem Wasser als dynamische Gleichgewichtsformen (s. d.) bilden. Ihre Entstehungsweise ist derjenigen der Meereswellen (s. d.) in gewisser Beziehung analog (s. Kymatologie), weshalb es möglich ist, ihre Wellenlänge λ aus der Windgeschwindigkeit w , der Dichte des Sandes ρ , derjenigen der Luft ρ' und der Schwere g zu berechnen

nach der Formel $\lambda = \frac{2\pi}{g} \cdot \frac{w^2}{\rho' - 1}$. Bei 10 m/sec

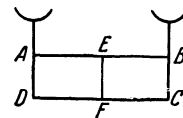
Windgeschwindigkeit ist $\lambda = 3$ cm, bei 20 m/sec = 12 cm. Auch auf der Oberfläche von Schnee und anderem leicht beweglichen Material bilden sich bei Wind Rippelmarken. *O. Baschin.*

Näheres s. E. Bertololy, Rippelmarken. Gießen 1894.

Ritchie-Photometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken.

Ritzsches Kombinationsprinzip s. Kombinationsprinzip.

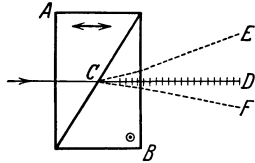
Robervalsche Waage. Die Robervalsche Waage ist eine gleicharmige Waage, welche von der gewöhnlichen Hebelwaage insofern verschieden ist, als die Last sich nicht unterhalb, sondern oberhalb der Drehpunkte des Waagebalkens befindet. Diese Anordnung wird dadurch ermöglicht, daß die Waage (s. Figur) statt eines Waagebalkens deren zwei AB und DC hat, welche in den Mitten E und F drehbar gelagert sind. Zwischen AD und BC sind Querverbindungen vorgesehen, die in ABCD in Scharnieren mit AB und DC verbunden sind; die Querverbindungen AD und BC tragen über A und B nach oben



hinaus verlängert die Waagschalen. — Die Robervalsche Waage wird als sog. Tafelwaage im Krämerladen und im Haushalt viel benutzt. Ihre Genauigkeit wird wesentlich dadurch erhöht, daß man die beiden Waagebalken um Schneiden drehbar lagert und auch die Scharniere bei ABCD durch Schneiden ersetzt. *Scheel.*

Robiquetscher Polarisationsapparat s. Polarimeter.

Rochon-Prisma. Wie aus der Figur ersichtlich, besteht dieses doppelbrechende, aus Kalkspat oder Quarz angefertigte Prisma aus zwei zusammengekitteten Stücken mit verschiedener Achsenrichtung. Die optische Achse liegt im Prisma A parallel dem Pfeil, im Prisma B dagegen senkrecht zur Zeichnungsebene. Ein Strahl natürlichen Lichtes wird somit bei C in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen zerlegt. Der ordentliche D geht un-



Rochon-Prisma.

gebrochen und unzerstreut hindurch, während der außerordentliche im Falle von Kalkspat nach E, im Falle von Quarz nach F abgelenkt wird. Der elektrische Vektor schwingt für D in der Zeichnungsebene, für E bzw. F senkrecht zu ihr. Soll das Prisma zur Erzeugung linear polarisierten Lichtes dienen, so benutzt man gewöhnlich nur den ordentlichen Strahl D und blendet den farbig zerstreuten, außerordentlichen Strahl E bzw. F ab. *Schönrock.*

Röhre für elektrische Entladungen in Gas oder in Vakuum, abgeschlossenes Gefäß aus Glas oder Quarz, seltener aus Metall, Porzellan, Hartgummi, Paraffin od. dgl.; mit eingeführten Elektroden, manchmal auch ohne Elektroden oder mit außerhalb der Röhre liegenden Elektroden, enthält verdünnte Gase, Dämpfe oder leicht verdampfende Substanzen, oder ist extra hoch evakuiert und enthält dann spezielle Elektroden wie *Wehnelt-Kathoden*, *Glühkathoden*, *lichtelektrisch empfindliche* oder *radioaktive Substanzen*. Siehe Näheres unter:

Anodenstrahlen, *Audion*, *Elektronenröhre*, *Flemingröhre*, *Geißlersche Röhre*, *Gleichrichter*, *Glimmentladung*, *Glimmlichtoszillograph*, *Heliumröhre*, *Kanalstrahlen*, *Kathodenstrahlen*, *Lichtbogen*, *Lieben-Röhre*, *Moorelicht*, *Quecksilberlampe*, *Röntgenröhre*, *Senderröhre*, *Ventilröhre*, *Verstärkeröhre*, *Wehnelt-Röhre*, *Zehndersche Röhre*. *H. Rukop.*

Röhren, kommunizierende s. *Kommunizierende Röhren*.

Röhrenfederanometer s. *Manometer*.

Röhrengucker s. *Höhlengucker*.

Röhrensender, Apparat zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen mittels der Entladung in einer Gas- oder Hochvakuumröhre. Als solche könnten sowohl Entladungen mit wirksamer negativer Charakteristik (nach dem *Duddell-Prinzip*) z. B. eine *Quecksilberlampe* (F. K. *Vreeland*), als auch eine *Glimmentladung* (*Gehrcke* und *Reichenheim*), als auch eine *Hochvakuum-Glühkathodenröhre* mit sekundärer Kathodenstrahlung (s. *Dynatron*) dienen. Jedoch pflegt man unter einem R. S. speziell einen solchen zu verstehen, in dem Röhren mit einer Steuerung, allgemein „*Rückkoppelung*“ genannt, verwendet werden. Diese Steuerung oder Rückkoppelung besteht in einer Einrichtung zur Erzeugung eines magnetischen oder

elektrischen Wechselfeldes, das von dem schwingenden Kreise herrührt und auf die Entladung in der Röhre rückwirkt, indem entweder Magnetspulen in ihrer Nähe liegen oder besondere Elektroden (*Sonde*, *Gitter*, *Steuerelektrode* genannt) in ihr Inneres führen, auch manchmal außen angebracht sind. Es existiert eine *Quecksilberdampföhre* mit magnetischer Steuerung (*Vreelandoszillator*, s. d.) von beschränkter Verwendbarkeit; große Bedeutung haben dagegen die *Gas- und Vakuumentladungsröhren* mit *Giterrückkoppelung* (S. *Strauß*, A. *Meißner*) erlangt, deren innere Funktionen (s. *Senderöhre*) sich aus dem Verstärkerprinzip ableiten lassen. Zur Erzeugung hoher Leistungen schaltet man oft viele Röhren parallel an denselben Kreis, wobei im Prinzip weniger Schwierigkeiten vorhanden sind, als bei Wechselstromdynamos, da die Röhre im Gegensatz zur Maschine keinen Energieinhalt hat, auch jede Phase, Amplitude und Frequenz eindeutig vom gemeinsamen Kreise abhängig ist. Allerdings zeigen sich doch praktisch andere Schwierigkeiten durch Entstehung von schwingungsfähigen Nebenkreisen, die in Leitungseinzelheiten begründet sind.

Der Röhrensender ergibt an sich einen kontinuierlichen (ungedämpften) Wellenzug, wenn er mit Anodengleichspannung betrieben wird. Für die Übertragung von Sprache und Musik durch Hochfrequenz (*Telephoniesender*, *Rundfunk*) werden die Schwingungen jedoch moduliert, d. h. in ihrer Amplitude proportional den Wechselströmen der zu übertragenden Tonfrequenzen geändert. Dies geschieht dadurch, daß entweder die Anodenspannung oder die Gitterspannung oder der Gitterkreiswiderstand analog den Tonfrequenzen geändert werden, was durch Verstärkung letzterer auf große Leistungen und Zuführung in die betreffenden Kreise bewerkstelligt wird.

Heutzutage sind wohl 99% aller Telephoniesender der Welt Röhrensender mit Hochvakuum-Glühkathodenröhren. Für diese, sowie auch für *Telegraphiesender* wird überwiegend die sog. *Fremderregung* angewendet, d. h. ein kaskadenartiger Bau der Sender, wie bei Verstärkern (s. d.). Eine Anfangsstufe schwacher Leistung schwingt dabei in Rückkoppelungsschaltung, die folgenden Stufen enthalten die Modulation und die Röhren der gewünschten Endleistung. Besonders wichtig ist die *Fremderregung* in mehreren Kaskaden für die *Kurzwellensender*, weil hier in den Zwischenstufen auch noch *Vervielfachungen* der von einem piezoelektrischen Quarz gegebenen Steuerfrequenz vorgenommen werden können.

Es ist allgemein üblich, den Röhrensender mit einem „*Zwischenkreis*“ zu versehen, d. h. einem geschlossenen Schwingungskreis zwischen Endröhren und Antenne. Er hat die Vorzüge, die Frequenz weniger abhängig von der eventuell schwankenden Antenne zu machen, als auch die in den Röhren stets entstehenden Oberfrequenzen aus der Antenne fernzuhalten und daher deren störende Ausstrahlung zu verhindern (s. *Zwischenkreissender*).

Die Röhrensender dienen hauptsächlich der Nachrichtenübermittlung mit Hochfrequenz, d. h. der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, sowie der Hochfrequenztelegraphie und -telephonie längs Leitungen, und zwar sowohl als *Sender* als auch als *Hilfsschwingungserzeuger* am *Empfangsorte* (s. *Schwabungsempfang*). Ferner werden sie zu *Wechselstrommessungen* im *Laboratorium* oder

Prüffeld gebraucht, auch zur mittelbaren Erzeugung von Schallwellen für physikalische oder medizinische Zwecke, in der Medizin außerdem zur Diathermie (Wärmebehandlung des menschlichen Körpers). Schließlich kann der R. S. wie jeder andere Wechselstromsender zur Erforschung des Erdinneren nach Wasser oder Metallagern dienen. *H. Rukop.*

Röntgen s. „R“ (Einheit).

Röntgendiagnostik. Medizinische Anwendung der Röntgenstrahlung für die Untersuchung von Patienten. Die Untersuchung kann entweder als sog. Durchleuchtung oder als Röntgenaufnahme ausgeführt werden. Im ersteren Falle bringt man den Patienten zwischen eine Röntgenröhre und einen Leuchtschirm (s. d.) und beobachtet das von den Röntgenstrahlen entworfene Schattenbild. Bei der Röntgenaufnahme tritt an die Stelle des Leuchtschirmes eine photographische Platte oder ein Film (vgl. den Artikel „Photographische Wirkung der Röntgenstrahlen“), welcher das Bild für die Dauer festhält. Skeletteile sowie eingedrungene Fremdkörper, wie Geschosse u. dgl., lassen sich so sehr leicht abbilden, da solche Objekte die Strahlen erheblich stärker absorbieren als das umgebende weiche Gewebe. Um Magen, Darm, Harnwege darzustellen, benutzt man stark absorbierende Kontrastmittel, die in die genannten Hohlräume eingefüllt werden. Bei Magen- und Darmuntersuchungen dienen dazu Präparate aus Wismutkarbonat oder Bariumsulfat, auch Zirkonoxyd. Zur Kontrastfüllung der Harnwege dienen Brom- oder Jodsäurelösungen. Bei der Pneumoradiographie z. B. der Nieren bläht man Luft in das die Nieren umgebende Fettgewebe hinein und setzt so dessen Dichte herab, so daß sich die Niere als dunkler Schatten im Röntgenbilde abhebt. Bei der Untersuchung voluminöser Körperteile (Thorax, Abdomen) ist die Anwendung einer Buckyblende erforderlich (s. diesen Artikel). *Behnken.*

Röntgenphotographie. Die Wirkung der Röntgenstrahlen auf photographische Bromsilberschichten ist in quantitativer Beziehung wesentlich anders als die des Lichtes. Während ein Lichtquant nur ein Bromsilbermolekül aufspaltet, d. h. ein Silberatom für das latente Bild liefert, zersetzt ein Röntgenquant ca. 1000 Bromsilbermoleküle bzw. liefert 1000 Silberatome für das latente Bild. Die sehr großen Empfindlichkeitsunterschiede der Bromsilberkörner einer Schicht wie sie bei Bestrahlung bestehen, fallen daher für die Röntgenstrahlen fort. Diese Zusammenhänge drücken sich anschaulich in der Gestalt der Schwärzungskurve für Röntgenstrahlen aus (vgl. Schwärzungskurve). *Meidinger.*

Röntgenröhre. Gerät zur Erzeugung von Röntgenstrahlen (s. d.). Vorbedingung für die Entstehung der Röntgenstrahlen ist das Vorhandensein von Kathodenstrahlen, bei deren Auftreffen auf Materie die Röntgenstrahlen emittiert werden. Dementsprechend muß jede Röntgenröhre eine Kathode enthalten, welche Kathodenstrahlen zu liefern vermag. Je nachdem, ob die Kathodenstrahlen in „klassischer“ Weise durch Ionenstoß erzeugt oder aber von einem Glühdraht emittiert werden, unterscheidet man Ionenröhren (s. d.), Coolidge-Röhren (s. d.) und Lilienfeldröhren (s. d.), von denen die Coolidge-Röhren den modernsten und zur Zeit meist gebrauchten Typ darstellen. Da der Wirkungsgrad bei der Umsetzung von Kathodenstrahlenenergie in Röntgenenergie sehr ungünstig ist — er beträgt nur wenige Promille — so muß die sog. Anti-

kathode (s. d.), welche die zu bremsenden Kathodenstrahlen auffängt, sehr widerstandsfähig gegen Wärme sein. Aus diesem Grunde wählt man dafür ein hochschmelzendes Material (Platin, Wolfram) und trifft außerdem Vorsorge für gründliche Kühlung (vgl. den Artikel Siedekühlröhre). Im übrigen richtet sich die Konstruktion der Röhren nach dem Verwendungszweck. Bei Diagnostikröhren soll der Brennfleck möglichst scharf und außerdem für kurze Zeiten eine hohe Strombelastung möglich sein. Therapieröhren sollen lange Zeit unter hoher Spannung — bis 200 kV — laufen können.

Näheres s. Behnken, Zeitschr. f. Instrumentenk. Bd. 45, S. 287; 1925.

Wirkungsgrad von Röntgenröhren. Das Verhältnis der von Röntgenröhren in Gestalt von Röntgenstrahlen emittierten Leistung zur zugeführten Leistung. Der gemessene Wirkungsgrad ist nicht identisch mit dem Wirkungsgrad der Umsetzung von Kathodenstrahlenenergie in Röntgenstrahlenenergie schlechthin, da ein erheblicher Teil der in der Antikathode erzeugten Röntgenstrahlung in dieser selbst oder aber in der Röhrenwand absorbiert wird. Der Wirkungsgrad einer Röntgenröhre steigt proportional mit der Atomnummer N des Antikathodenmaterials und der Röhrenspannung V in Kilovolt. Kulenkampff gibt als angenäherten Mittelwert

$$(8 \pm 2) \times 10^{-8} \cdot N \cdot V\% \text{ an.}$$

Doch wurden neuerdings von Rump (Ztschr. f. Phys. Bd. 43, S. 283; 1927) beträchtlich höhere Werte — bis zu 2,2% bei 200 KV — gemessen.

Behnken.

Röntgenserien. Die in einem Röntgenspektrum (s. d.) auftretenden Linien lassen sich in Serien, welche man als K-, L-, M-, N-, O- und P-Serie bezeichnet, zusammenfassen. Die Entstehung der Röntgenserien ist eng verknüpft mit dem Aufbau der Atome entsprechend den Bohrschen Vorstellungen, wonach sich die den Atomkern als Planeten umkreisenden Elektronen in bestimmte durch die Quantengesetze definierte stabile Niveaus einordnen. Diese Niveaus werden von innen nach außen als K-, L-, M-, N-, O- und P-Niveaus bezeichnet. Die K-Serie wird dann emittiert, wenn, sei es durch einen Elektronenstoß oder durch Absorption eines Röntgenquants, ein Elektron aus dem K-Niveau herausgeworfen und dann durch Einrücken eines Elektrons aus einem weiter außen liegenden Niveau ersetzt wird. Entsprechendes gilt für die übrigen Niveaus (vgl. den Artikel „Niveauschema“). Um ein Elektron aus einem bestimmten Niveau zu entfernen, ist eine bestimmte Mindestenergie, die „Ablösungsarbeit“ erforderlich. Eine Röntgenserie wird daher nur angeregt, wenn die erzeugenden Kathodenstrahlen diese Mindestenergie, die sich nach dem Quantengesetz $e \cdot V = h \cdot \nu$ (e = Elementarladung, V = Spannung am Röntgenrohr, h = Plancksche Konstante, ν = Grenzfrequenz der Serie) berechnen läßt, besitzen. Auf die Anregung durch Primärstrahlen übertragen bedeutet dies, daß die Primärstrahlen eine bestimmte Mindestfrequenz besitzen müssen, damit ein solcher Absorptionsvorgang, der zur Loslösung eines Elektrons aus einem bestimmten Niveau führt, stattfinden kann. Erst wenn diese Grenzfrequenz überschritten wird, tritt die entsprechende Absorption plötzlich ein (vgl. den Artikel „Absorptionskanten“). Das Röntgen-

absorptionsspektrum zeigt daher bei allen solchen Frequenzen eine Unstetigkeit, die sog. Absorptionskante. Die Zahl der Absorptionskanten eines Elementes ist gleich derjenigen seiner mit Elektronen besetzten Niveaus. *Behnken.*

Röntgenspektralanalyse (chemische). Wegen der systematischen Einfachheit der Röntgenspektren und wegen der experimentellen Einfachheit, mit der sie für alle Elemente vom Natrium (11) aufwärts zu erhalten sind, ist die Röntgenspektralanalyse ein wichtiges Hilfsmittel der chemischen Analyse geworden. (Zuerst angewandt von Hadding 1922.) Durch die Möglichkeit, das Röntgenspektrum eines unbekanntes chemischen Elementes vorauszusagen, ist ein neuer Abschnitt in der Geschichte der Entdeckung der Elemente eingeleitet worden, dem bisher die Entdeckung des Hafniums (72) (v. Hevesy, Coster), Rheniums (75) und Masuriums (43) (Noddack, Tacke, Berg) und Illiniums (61) (Hopkins, Yntima) angehören. Zur qualitativen Identifikation eines Elementes werden alle drei Röntgenserien benutzt, doch häufig mit Bevorzugung derer, die in das experimentell leicht zu handhabende Gebiet von etwa 600—5000 X-E. fallen. Doch sind bei sehr komplizierten chemischen Systemen in diesem Gebiet Linienkoinzidenzen häufig, die dann nur durch extrem hohe Dispersion des Spektrographen aufzulösen sind.

Für die qualitative Analyse werden praktisch fast nur die Emissionsspektren verwandt, für die quantitative Analyse können sowohl aus den Emissionsintensitäten wie aus der Tiefe der Absorptionssprünge an den Absorptionskanten Schlüsse gezogen werden.

Bei der Emissionsspektroskopie befindet sich die Analysesubstanz (möglichst in glühbeständiger Form) auf der Antikathode (aus Cu, Ag oder Al) einer gasgefüllten Röhre oder Elektronenröhre, die wegen des unvermeidbaren Gasens der Substanz dauernd an der Pumpe liegen muß. Der Spektrograph kann jede Anordnung haben, die das interessierende Wellengebiet zu erfassen erlaubt (Kristall: Kalkspat, Steinsalz oder Gips).

Das qualitative röntgenspektroskopische Verfahren ist der gewöhnlichen qualitativen chemischen Analyse oft und manchmal weit überlegen wegen der gleichmäßigen Einfachheit der Ausführung auch bei komplizierten, analytisch schwierigen Systemen (z. B. Bismuten von seltenen Erden oder von Platinmetallen) und wegen der kurzen Versuchsdauern. Die Empfindlichkeit des Nachweises liegt zwischen 0,1 und 0,01%. Sie ist nicht gleichmäßig, doch gleichmäßiger als die um mehrere Größenordnungen wechselnde Empfindlichkeit der chemischen Nachweisreaktionen. Allerdings kann die Röntgenanalyse deren Leistungsfähigkeit in Extremfällen (z. B. Rhodanreaktion auf Eisen) niemals erreichen, und ebensowenig die hohe Empfindlichkeit, die die Spektralanalyse im optischen Gebiet zuweilen besitzt.

Die Auswertung von Emissionsspektrogrammen zur quantitativen Analyse ist bedingt möglich. Sie ist zuerst 1923 von Coster und v. Hevesy zur Bestimmung des Hafniumgehaltes von Zirkonpräparaten ausgeführt worden. Obgleich die Entstehungsbedingungen der Röntgenspektren wegen der Einfachheit der Vorgänge in der Röntgenröhre gut definiert sind, und obgleich es möglich ist, wenig voneinander verschiedene Frequenzen in genau demselben Verhältnis, wie sie vermischt von

der Antikathode ausgestrahlt werden, voneinander getrennt zur Messung zu bringen, ist doch die Beziehung zwischen dem Konzentrationsverhältnis strahlender Atomarten auf der Antikathode und dem Intensitätsverhältnis korrespondierender Linien aus gleichen Serien im allgemeinen nicht eindeutig.

Schon in der Analysesubstanz selbst können Akte selektiver Absorption stattfinden. Aber wichtiger noch als Störungsquelle ist der von Coster und Nishina näher studierte Effekt, daß die Intensität, mit der eine Atomart sich an der Gesamtstrahlung beteiligt, nicht nur von ihrer Konzentration, sondern auch noch von anderen Umständen abhängig ist. So zeigten die La-Linien von Hafnium (72) und Tantal (73) bei gleicher (geringer) Atomkonzentration im Zirkonoxyd gleiche Intensität, wenn das Hafnium als HfO_2 mit Tantal als TaO_2 verglichen wurde, aber nicht, wenn das Tantal als Ta_2O_3 vorlag. Glocker und Schreiber konnten zeigen, daß dieser Effekt durch eine oberflächliche Veränderung der Analysesubstanz (ungleichmäßige Verdampfung, Zerstäubung—Mischkristallbildung) durch die auftretenden Kathodenstrahlen verursacht wird. Er bleibt aus, wie die gleichen Autoren beobachtet haben, wenn man die Röntgenstrahlung der Analysesubstanz sekundär erregt. Unter dieser Bedingung, der sekundären Erregung, kann man die Atomkonzentrationen dann aus den Intensitäten der Linien direkt errechnen. Praktisch einfacher und wohl häufiger angewandt ist das Verfahren, der Analysesubstanz eine Aichsubstanz in bekannter wechselnder Menge beizumischen, bis zwei eng benachbarte Linien der Aichsubstanz und des zu bestimmenden Stoffes die gleiche Intensität zeigen, nachdem durch Vorversuche bestimmt worden ist, bei welchem Verhältnis der Atomkonzentrationen diese Gleichheit eintritt. Hierbei kann die primäre oder zweckmäßiger zur Ausschaltung des Einflusses sonst noch vorhandener Stoffe, soweit er rechnerisch nicht erfaßt werden kann, die sekundäre Erregung angewandt werden. Um bei der sekundären Erregung zu praktisch annehmbaren Expositionszeiten zu kommen, ist eine sehr starke Primärstrahlung erforderlich.

Die Absorptionsmethode beruht darauf, daß man die Tiefe eines Absorptionssprunges mißt (Glocker und Frohnmayer 1925). Bezeichnen I_1 und I_2 die Intensitäten neben der Absorptionskante, so gilt

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-c \cdot p}$$

wo p die Menge der absorbierenden Atomart in einem qcm der durchstrahlten Substanzschicht bezeichnet und c eine für jede Atomart (und Serie) charakteristische Konstante darstellt, die für die meisten Atomarten ermittelt ist. Die Methode gibt unter günstigen Umständen (Bestimmung schwerer Atomarten neben leichten) sehr genaue Resultate, wobei es noch praktisch von erheblichem Vorteil ist, daß die Analysesubstanz im Strahlengange außerhalb der Röhre angeordnet ist. Doch versagt sie, wenn schwach absorbierende Atome in geringer Konzentration neben sehr vielen stark absorbierenden zu bestimmen sind. *Günther.* Näheres s. H. Stintzing in Eggert und Schiebold, Die Röntgentechnik in der Materialprüfung. Leipzig 1930.

Röntgenspektren. Läßt man ein durch einen Spalt ausgeblendetes Röntgenstrahlenbündel auf eine natürliche Kristallfläche auffallen, so findet

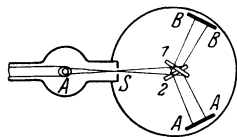
eine Reflexion der Röntgenstrahlen statt, sofern zwischen der Wellenlänge λ und der Gitterkonstante d (s. d.) des Kristalles die durch das Braggsche Gesetz (s. d.)

$$n \cdot \lambda = 2 d \cdot \sin \varphi$$

geforderte Beziehung besteht. n ist eine Ordnungszahl und φ der sog. Glanzwinkel, d. i. der Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Röntgenstrahles und der reflektierenden Ebene. Es werden also unter verschiedenen Winkeln φ verschiedene Wellenlängen λ reflektiert, so daß man die genannte Anordnung dazu benutzen kann, die verschiedenen im Röntgenstrahlenbündel enthaltenen Wellenlängen räumlich voneinander zu trennen, d. h. ein Röntgenspektrum zu entwerfen. Die hierzu benutzten Apparate werden Röntgenspektrometer oder Röntgenspektrographen genannt. Vgl. die Artikel „Braggsches Spektrometer“, „Seemannspektrograph“, „Vakuumspektrograph nach Siegbahn“. Das Spektrum einer Röntgenröhre besteht aus einem kontinuierlichen Untergrund, der sog. Bremsstrahlung (s. d.), über welchen sich die Linienreihen der charakteristischen Strahlung (s. d.) überlagern. Es ist bisher gelungen, Röntgenspektren im Bereich von $\lambda = 0,05$ bis etwa 150 \AA auszumessen. Es ist aber nicht zu bezweifeln, daß Röntgenstrahlen auch außerhalb dieses Bereiches existieren.

Behnken.

Röntgenspektrometrie. Besonders durch M. Siegbahn und seine Mitarbeiter zu großer Vollkommenheit entwickelter Zweig der Röntgenstrahlenphysik. Die von Siegbahn für die innerhalb eines Bereiches von etwa $0,05$ bis über 100 \AA liegenden Spektralgebiete konstruierten Spektrographen, welche alle auf dem Braggschen Gesetz (s. d.) beruhen, erlauben Wellenlängenbestimmungen genauer als $0,1\%$. Diese Genauigkeit wird vermöge des Prinzipes der Doppelaufnahmen erreicht, zu dessen Erläuterung



Röntgenspektrometrie.

nebenstehende Figur dienen möge. Die von der Antikathode A kommende Röntgenstrahlung wird bei S durch einen engen Spalt ausgeblendet und trifft dann in einem schwach divergenten Bündel von wenigen Grad Öffnung auf den Kristall auf, der auf einen Drehtisch montiert ist. Die Stellung des Drehtisches kann mit Hilfe einer Kreisteilung, die noch etwa Zehntelgrade abzulesen gestattet, definiert werden. Die am Kristall reflektierte Strahlung trifft sodann auf eine photographische Platte. Der Plattenhalter sitzt an einem drehbaren Arm, dessen Drehachse mit der des Kristalltischchens zusammenfällt. Er ist mit einer sehr genauen Kreisteilung verbunden, die seine Einstellung auf wenige Sekunden genau abzulesen erlaubt. Man macht nun zunächst eine Aufnahme mit der Kristallstellung 1 und der Plattenstellung AA. Darauf wird der Kristall in die symmetrische Lage 2 gedreht und die Platte um einen am Präzisionsteilkreis genau abzulesenden Winkel in die Lage BB gedreht. Wäre der Drehwinkel der Platte hierbei genau gleich dem vierfachen Reflexionswinkel 4φ , so würde die aufzunehmende Spektrallinie bei beiden Aufnahmen genau an der gleichen Stelle liegen, so daß sich die Aufnahmen überdecken. Anderenfalls läßt sich aus dem Abstand der Linien die am Drehwinkel anzunehmende Korrektur, durch welche er den Betrag

4φ annehmen würde, sehr genau ermitteln. Ausführliche Mitteilungen über Technik und Ergebnisse der Röntgenspektrometrie bei A. E. Lindh, Phys. Ztschr. Bd. 28, S. 24 und 93; 1927.

Behnken.

Röntgenstrahlen. Im Jahre 1895 von Röntgen in Würzburg entdeckte Art elektromagnetischer Wellenstrahlung, die entsteht, wenn Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Materie gebremst werden. Sie sind selbst unsichtbar, bringen jedoch Fluoreszenzschirme zum Leuchten (vgl. d. Art. Leuchtschirm), schwärzen die photographische Platte (vgl. d. Art. Photographische Wirkung der R.) und ionisieren Gase. (Vgl. d. Art. „Chemische Wirkung der R.“) Die Wellennatur der Röntgenstrahlen wurde durch ihre Beugung in einem Kristallgitter (vgl. d. Art. Beugung der R.) durch Laue, Friedrich und Knipping im Jahre 1912 zweifelsfrei nachgewiesen. Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen kann je nach der zu ihrer Erzeugung benutzten Spannung von etwa $0,05$ bis zu einigen Hundert Å betragen. (Vgl. d. Art. Duane-Huntsches Gesetz.) Zur Erzeugung von Röntgenstrahlen dienen Röntgenröhren (s. d.). Ihre wichtigste praktische Anwendung finden die Röntgenstrahlen in der Medizin in Gestalt der Röntgendiagnostik (s. d.) und der Röntgentherapie (s. d.). Von großer wissenschaftlicher Bedeutung ist auch die Ermittlung von Kristallstrukturen mittels der Röntgenstrahlen (s. d. Art. Kristallstrukturuntersuchung) sowie ihre Verwendung zur Spektralanalyse. (Vgl. d. Art. Spektroskopie der Röntgenstrahlen.) Röntgen selbst bezeichnete die von ihm entdeckten Strahlen als X-Strahlen, eine Bezeichnung, die z. B. in der englischen und französischen Fachliteratur beibehalten worden ist.

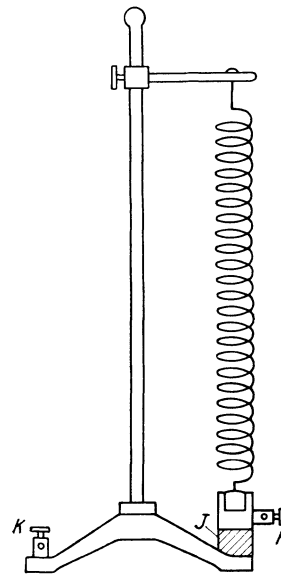
Behnken.

Röntgentherapie. Ausnutzung der biologischen Wirkung der Röntgenstrahlen (s. d. Artikel „Biologische Strahlenwirkung“), um einen erkrankten Organismus günstig zu beeinflussen. Je nachdem ob die Körperoberfläche, also die Haut, oder Organe im Inneren des Körpers bestrahlt werden, unterscheidet man eine

Oberflächen- oder Hauttherapie und eine Tiefentherapie, die jede ihre besondere Technik verlangen. Die wichtigste Anwendung der Tiefentherapie ist die Bekämpfung des Krebses. Da durch übermäßige Röntgenbestrahlung sehr gefährliche Röntgenverbrennungen hervorgerufen werden können, ist eine sorgfältige Dosierung notwendig.

Behnken.

Rogetsche Spirale. Die Rogetsche Spirale dient zur Demonstration der anziehenden Wirkung gleichgerichteter Ströme oder zu dem experimentellen Beweis, daß ein stromdurchflossener Kreis-



Rogetsche Spirale.

leiter einem magnetischen Blatt äquivalent ist, dessen eine Seite einen magnetischen Nordpol und dessen entgegengesetzte Seite einen magnetischen Südpol besitzt. Leitet man durch die Spirale (s. vorstehende Figur) einen elektrischen Strom dadurch, daß man an die Klemmen KK eine kleine Spannung anlegt, so verkürzt sich die Spirale infolge der anziehenden Wirkung der einzelnen Windungen aufeinander und das untere Ende der Spirale wird aus dem auf dem Isolator J montierten Quecksilbernafp herausgezogen und unterbricht den Strom, um ihn gleich darauf infolge der Rückkehr in ihre Ruhelage wieder zu schließen. Durch die hüpfende Bewegung der Spirale ergibt sich ein rhythmisches Öffnen und Schließen des Stromes, das auch praktisch verwertet werden kann.

R. Jaeger.

Rohlmotor (Schwerölmaschine) s. Verbrennungskraftmaschinen.

Rohrflöte s. Orgel.

Rohrkonstruktion. Für die Konstruktion eines Geschützrohres, d. h. für seinen inneren Aufbau, ist in erster Linie die verlangte Schußweite oder Leistung maßgebend, dann das für das Rohr zulässige Gewicht, ferner das für die Herstellung zur Verfügung stehende Material, sowie abweichend von den theoretischen Erfordernissen die werkstatt-technische Einrichtung.

Die verlangte Schußweite bedingt unter Beachtung der gewünschten Geschößform die erforderliche Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses. Ist dann unter Abwägung und Abstimmung der verschiedenen Anforderungen für die innere und äußere Ballistik sowie die Geschößkonstruktion und das Schießgerüst die Rohrlänge festgelegt, so ergibt sich aus dem zu verwendenden Material und dem festgelegten maximalen Gasdruck sofort der Rohraufbau. Mit den obigen Festsetzungen ist das Arbeitsdiagramm des Rohres gegeben. Sobald nun auch das zu verwendende Pulver bestimmt ist, wird der anfängliche Verbrennungsraum festgelegt. Als anfänglicher Verbrennungsraum wird der Raum zwischen dem Abschluß der Seele am Verschuß und dem Geschößboden angesehen. Den Abschluß nach vorn bildet das Führungsband des Geschosses.

Es ist nun nach der Geschützart (ob Flachbahn- oder Steilfeuergeschütz) und auch noch innerhalb dieser beiden Gruppen eine erhebliche Verschiedenheit in der Leistung je nach der Verwendung vorhanden. So können Flachbahngeschütze als Schiffs- und Küstenartillerie, da sie ihre Stellung nicht wechseln, bedeutend schwerer als andere Geschütze ausgeführt werden und dementsprechend ist die Leistung dieser Geschütze meistens erheblich höher als die der Flachbahngeschütze in anderer Verwendung.

Die Rohrlänge wird allgemein in Rohrweiten oder Kalibern angegeben, z. B. 38 cm S.K. L/45. Das bedeutet also ein Kanonenrohr von 38 cm Innendurchmesser zwischen den Feldern gemessen und von einer Länge von 45 Kalibern oder 45,38 cm.

Nach den Gasdrücken wird der Rohraufbau verschieden ausfallen müssen, wenn das Rohrgewicht in den zulässigen Grenzen gehalten werden soll. So können die Haubitzen und die leichten Feldgeschütze noch aus einem Massivrohr hergestellt werden. Ist die Herabsetzung des Gewichtes aber erforderlich oder sind andere Überlegungen ausschlaggebend, so wird man auch bei diesen Rohren bereits zum Rohraufbau aus mehreren Lagen

schreiten müssen. Hierbei werden erwärmte Rohre oder Ringe mit kleinem inneren Durchmesser auf kalte Rohre mit größerem äußeren Durchmesser aufgeschumpft. Dadurch werden die äußeren Lagen eines Rohres stärker zur Überwindung des inneren Druckes herangezogen, als es mit den äußeren Metallfasern eines gleichen Massivzylinders geschehen würde, während die inneren Schichten, welche beim Ruhezustand zusammengedrückt sind, beim Schuß durch Überlagerung der Ausdehnung durch den Innendruck und der Zusammenpressung durch den Außendruck im Resultat entlastet erscheinen. Ob nun die Rohre mit den hohen Gasdrücken aus 2, 3, 4 oder mehr Lagen gemacht werden, hängt von der Güte des verwendeten Materials und von dem zulässigen Rohrgewicht ab. Neuerdings ist man bestrebt, die Lagenzahl mit Rücksicht auf das bessere Stahlmaterial zu vermindern. Die Güte des Materials wie auch die Güte des Rohraufbaues sind oftmals von besonderen Fabrikationsgängen, die die einzelnen Fabriken geheim halten, abhängig. Geschumpfte Gußstahlrohre sind zuerst mit Erfolg von der Gußstahlfabrik Fried. Krupp in Essen gefertigt. Die von der Firma Fried. Krupp AG. gefertigten Mantelringrohre haben, ohne störende Veränderungen in den Seelenabmessungen zu erleiden, Gasdrücke bis zu 6000 Atm. ausgehalten und Rohre aus einer Lage bis zu 3000 Atm.

Eine besondere Art der Mehrlagenrohre bilden die Rohre der Drahtkonstruktion. Diesen Rohren liegt der Gedanke zugrunde, daß die Festigkeit der Rohre in tangentialer Richtung wächst, je mehr Lagen zum Aufbau verwendet werden. (Ein Rohr aus einer unendlichen Lagenzahl würde dem theoretisch entsprechen, ist praktisch ja aber unmöglich.) Zunächst ist für das Innere des Kanonenrohres ein Kernrohr erforderlich. Ferner werden nochmals zur Aufnahme des Längenzuges und besonders bei längeren Rohren zum genügenden Widerstande gegen die Durchbiegung eine äußere Rohrlage erforderlich. Der Draht, von rechteckigem Querschnitt als dem geeignetsten, wird in Lagen mit vorher bestimmter Spannung um die Kernröhre gewickelt. Der Anfang und das Ende jeder Lage werden besonders befestigt.

Auf die Drahtwicklung wird die äußere Lage von einigen Fabriken mit, von anderen ohne Schrumpfung aufgebracht. An der Herstellung beteiligten sich Fabriken in England, Frankreich und Amerika. Die deutschen Fabriken verwarfen nach eingehender Prüfung die Drahtrohre. Der Kampf zwischen Stahldraht- und Mantel- oder Mantelringrohren ist nach mehrfachem Urteil zugunsten der letzteren entschieden.

Neuerdings spielt im Auslande das Verfahren des „Kaltreckens“ der Geschützrohre eine Rolle. Es ist dies eine Methode, die schon bei den österreichischen Stahlbronzerohren mit Erfolg verwendet wurde. Erweitert man in einem spannungslosen Rohr die Seele durch Durchtreiben von Stempeln oder indem man den Hohlraum hydraulischem Druck aussetzt, so finden zunächst im ganzen Rohr elastische Dehnungen statt, die nach den Gesetzen der Elastizitätstheorie berechnet werden können. Wird aber bei einem solchen Rohr für die inneren Schichten die Elastizitätsgrenze überschritten, so entstehen innen bleibende Dehnungen und das Rohr wird in bezug auf Spannungen im Ruhezustand ähnlich einem Rohr mit aufgeschumpften Ringen.

Außerdem wird aber durch die Formänderung im kalten Zustand die Streckgrenze der bleibend gedehnten Schichten wesentlich heraufgesetzt, allerdings auch die Sprödigkeit vermehrt. Auf diese Weise lassen sich minderwertige Stahlsorten für den Geschützaufbau etwas verbessern.

Neben dem Rohraufbau und dem verwendeten Material ist die innere Rohreinrichtung — die Gestaltung der Seelenwand — in Verbindung mit dem Führungsband des Geschosses zur möglichst langen Erhaltung der angenäherten normalen Schußweite und Streuung von größter Bedeutung.

Zur Erzeugung der Triebkraft für das Geschöß dient das Pulver. Dieses wird entweder in Metallhülsen oder in Seidenbeuteln in den anfänglichen Verbrennungsraum des Rohres gebracht. Wie der Name das bereits andeutet, beginnt in diesem Raum das Pulver zu Gas zu verbrennen. Der Raum wird hinten am Verschuß durch eine Liderungseinrichtung und vorne durch das Geschöß, im besonderen durch das Geschößführungsband, abgeschlossen. Das Geschöß ist bei den kleineren Kalibern mit der Treibladung zur Patrone zum schnelleren Laden vereinigt, bei den größeren Kalibern werden Geschöß und Treibladung, letztere hier Kartusche genannt, getrennt geladen und das Geschöß wird kräftig in das Rohr hineingestoßen — „angesetzt“ — damit sich das Geschöß mit seinem Führungsband in der Seele festklemmt.

Die Liderung, die in Verbindung mit dem Verschuß einen gasdichten Abschluß des Rohres nach hinten bewirken soll, wird bei den Rohren mit Metallhülsen von den Hülsen als Hülsenliderung übernommen. In den Rohren mit Zeugkartuschen wird die Liderung bei Rohren mit Keilverschuß von Ringen aus Stahl oder Kupfer, die fest gegen die Seelenwand und mit der Stirnfläche gegen die Stahlplatte des Verschlusses gepreßt werden, ausgeführt. Bei den Rohren mit Schraubverschluss tritt an Stelle der Ringliderung die sog. plastische Liderung.

Die Wirkung des Geschützes hängt von der Wirkung des Einzelschusses ab. Die Wirkung des Schusses wird beeinflußt von der Mündungsenergie des Geschosses, also von seinem Gewicht und seiner Anfangsgeschwindigkeit. Das Gewicht relativ gleicher Geschosse wächst nur mit dem Kaliber des Rohres. Der andere Faktor der Bewegungsarbeit, die Anfangsgeschwindigkeit wächst für jede Rohrlänge bis zu einer bestimmten Grenze mit Zunahme der Geschützladung, d. h. für jede Rohrlänge gibt es ein Maximum der Leistung, weil mit Zunahme der Ladung, um den Gasdruck einzuhalten, der Verbrennungsraum eine Vergrößerung und der Geschößweg eine Verkürzung erleidet. Je größer nun die Geschwindigkeit werden soll, desto länger müssen die Pulvergase bei gleicher Gasmenge auf das Geschöß wirken können, um so länger muß der Geschößweg und damit das Rohr sein (d. h. bis zu einer bestimmten Grenze). Hierbei ist es wichtig, daß das Pulver bis zu einer bestimmten Länge des Geschößweges verbrannt ist, woraus sich die Schärfe des Pulvers ergibt. Allgemein brauchen kurze Rohre, und besonders die Haubitzen und Mörser mit verschiedenen Ladungen, sehr scharfe oder schnellverbrennende, und lange Rohre mit meistens nur einer Anfangsgeschwindigkeit langsam brennende Pulver. Scharfe Pulver erfordern eine kleine Ladedichte (d. i. das Verhältnis der Geschützladung zum anfänglichen Verbrennungsraum), es muß also der spezifische Raum für 1 kg Pulver groß

sein; langsame oder faule Pulver erfordern größere Ladedichte. C. Cranz und O. v. Eberhard.

Rohrmethode s. Ausdehnung durch die Wärme.
Rohrrücklaufgeschütze. Dies sind solche Geschütze, bei denen das Rohr beim Schuß in einer Geradföhrung der Lafette zurückläuft, während die Lafette selbst irgendwie in der Feuerstellung festgehalten ist. Dieses Festhalten geschieht entweder dauernd, wie z. B. bei den Pivot- und Sockellafetten der Küsten- und Schiffsgeschütze, oder nur vorübergehend, wie z. B. bei den Räderlafetten der Feldgeschütze und Belagerungsgeschütze, bei denen ein am hinteren Ende der Lafette oder zwischen den Rädern angebrachter Sporn oder Spaten in den Erdboden eingetrieben wird. (Bei diesem vorübergehenden Festhalten der Räderlafetten durch den Sporn oder Spaten ist die Verankerung der Lafette natürlich nur eine einseitige, und die Vorderteile der Lafette und damit die Räder [bei Räderlafetten] können sich unter Umständen doch noch vom Boden abheben; es muß also bei der Konstruktion dafür gesorgt werden, daß ein Abheben der Räder, allgemeiner ein Abheben der vorderen Teile der Lafette ausgeschlossen ist.) Die so dauernd oder vorübergehend festgehaltene Lafette besteht aus der die Geradföhrung tragenden Wiege und der eigentlichen Lafette. Da das Rohr verschiedene Erhöhungen und (in beschränktem Maße) seitliche Verschiebungen gegenüber der verankerten Lafette muß annehmen können, ist es notwendig, die Verbindung zwischen den beiden Teilen so anzuordnen, daß die Wiege und damit die Geradföhrung und folglich auch das Rohr eine beliebige Stellung gegenüber der Unterlafette erhalten kann.

Was nun die Bewegung des Rohrs in der Geradföhrung anlangt, so würde die Reibung des Rohrs in dieser Führung allein für sich im allgemeinen nicht genügen, um das beim Schuß zurücklaufende Rohr genügend früh zum Stillstand zu bringen; vielmehr würde, wenn keine anderen Kräfte außer der Reibung verwendet würden, die Geradföhrung ungebührlich lang ausfallen müssen; oder aber würde, wenn man doch die Geradföhrung auf eine brauchbare kurze Länge beschränken und die Rücklaufbewegung mittels eines Anschlags begrenzen wollte, das Rohr allzu heftig gegen den Anschlag anprallen. Man ist deshalb genötigt, die Rücklaufbewegung des Rohrs anderweitig zu bremsen. Dies geschieht bei Geschützen jetzt ausschließlich durch Flüssigkeitsbremsen. Durch die Bremse muß die Rücklaufenergie des Rohrs der Hauptsache nach in Wärme umgewandelt werden. Die Bremse besteht aus einem mit Glycerin gefüllten Hohlzylinder und einem Kolben mit Kolbenstange; entweder wird der Hohlzylinder festgehalten und ist die Kolbenstange mit dem zurücklaufenden Rohr verbunden oder wird die Kolbenstange festgehalten und läuft der Hohlzylinder zurück. Ist z. B. der Hohlzylinder an der Lafette, die Kolbenstange am Rohr befestigt, so muß die vom Kolben verdrängte Flüssigkeit durch enge Öffnungen im Kolben (bzw. durch enge Kanäle am Kolben vorbei) auf die andere Seite des Kolbens übertreten; dadurch entsteht ein Widerstand, der um so größer ist, je größer die Rücklaufgeschwindigkeit des Rohrs und damit des Kolbens und je enger die Durchflußöffnungen sind. Nach vollendetem Rücklauf des Rohrs muß das Rohr durch eine Vorholer-Einrichtung wieder in die Anfangsstellung zurückgebracht werden: Zu dieser Einrichtung verwendet man entweder Federn aus

Stahl oder aber, und jetzt in ausgedehntem Maße, komprimierte Luft. Die Vergrößerung der Kompression der Luft im Vorholer wird durch den Rücklauf des Rohrs beim Schuß selbst bewirkt.

Es wirken alsdann bei der Rücklaufbewegung des Rohrs im ganzen drei Kräfte dieser Bewegung entgegen: erstens der Widerstand der Flüssigkeitsbremse, zweitens der Widerstand des Vorholers, in dem die Luft komprimiert wird, drittens die Reibung zwischen der Geradföhrung und dem Rohr; nur bei negativen Rohrerhöhungen kommt dazu als eine in gleichem Sinne wirkende vierte Kraft, die Gewichtskomponente des Rohrs; bei den üblichen positiven Erhöhungen dagegen wirkt die Gewichtskomponente im Sinne einer Vermehrung der Rücklaufenergie.

Auf Grund solcher Überlegungen werden die Bremsen und die Vorholer, sowie die Beanspruchungen der einzelnen Geschützteile berechnet und konstruiert. Dabei hat man zwei wesentlich verschiedene Perioden des Rohrrücklaufs zu unterscheiden. Erstens die Periode der Rohrbeschleunigung: Das Geschoß geht von seiner Ruhelage im Rohr ab bis zur Rohrmündung, wobei der Pulvergasdruck zuerst rasch ansteigt, dann langsamer abfällt. Wenn der Geschoßboden die Mündung passiert, treten die Pulvergase aus der Mündung des Rohrs aus, und der Gasdruck fällt rasch ab. Zu der Zeit des Geschoßdurchgangs durch das Rohr kommt demnach als weiterer Teil der Beschleunigungsperiode die Zeit hinzu, während deren die ausströmenden Pulvergase auf das Rohr noch nachdrücken. Zweitens die Periode der Rohrverzögerung durch die oben angeführte Kraft: unter der Wirkung des Widerstands von Bremse und Vorholer, sowie der Reibung (und meistens entgegen der Wirkung der Gewichtskomponente des Rohrs) wird die Rücklaufbewegung des Rohrs verzögert, bis ihre Geschwindigkeit schließlich Null wird. Die beiden Vorgänge können auch ineinander übergreifen.

Meistens geht man bei der Berechnung und Konstruktion darauf aus, die Flüssigkeitsbremse so anzuordnen, daß der Gesamtdruck, der auf das Rohr verzögernd wirkt, der Bremsdruck im weiteren Sinne (also die Summe aus dem Flüssigkeitsdruck, der Vorholerspannung und der Reibung), während des ganzen Rücklaufs angenähert konstant bleibt. Die Formeln, die zur Konstruktion der einzelnen Teile dienen, sind zu umfangreich, als daß sie an dieser Stelle Platz finden könnten. Wir beschränken uns deshalb darauf, einige neuere Literatur, sowie ein von F. Rausenberger durchgerechnetes Zahlenbeispiel anzuführen:

Beispiel: Kaliber 17 cm; Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses 900 m/sec; Gewicht der rücklaufenden Teile 11000 kg; Geschoßgewicht 54 kg; maximaler Pulvergasdruck im Rohr 3200 kg/cm²; Mündungsgasdruck 1450 kg/cm²; ganzer Rücklaufweg 0,36 m; Zeit für den Durchlauf des Geschosses durch das Rohr 0,0151 sec; Zeit für die weitere Nachwirkung der Pulvergase 0,022 sec. Gesamter Bremsdruck (Bremse, Vorholer, Reibung) 82500 kg, falls der Bremsdruck sofort auf das Rohr wirkt, wenn das Geschoß seine Bewegung im Rohr beginnt; wenn dagegen der Rücklauf anfänglich ein freier ist, wenn man nämlich in der ersten Periode noch keinen Bremsdruck auf das Rohr wirken läßt, sondern den Bremsdruck erst am Schluß der Beschleunigungsperiode beginnen läßt, wird der ge-

samte notwendige Bremsdruck 233000 kg werden; dabei größte Energie des Rohrrücklaufs 39737 m/kg. (Man pflegt deshalb bei Geschützen, denen eine hohe Leistung zugemutet wird und ein nur kleiner Rücklaufweg gegeben werden kann, nämlich bei Feldgeschützen und bei Rohrrücklaufgeschützen mit fester Unterlafette und etwa 2—3 Kaliber Rücklaufweg, durchweg schon während der Beschleunigungsperiode den Bremsdruck wirken zu lassen.) Wenn dem Rohr kein Rücklauf gestattet, vielmehr das Rohr starr gelagert würde, so würde die Lafette eine Druckbeanspruchung von 719400 kg erfahren; man sieht daraus die Vorteile der Rohrrücklaufgeschütze; die auf die Hinterlage wirkende Kraft wird durch Verwendung von Rohrrücklauf in diesem Falle von 719400 kg auf 82500 kg herabgedrückt. Eine Zeitlang erregte das Rohrvorlaufsystem, welches in Österreich versucht und von den Franzosen bei ihrem Gebirgsgeschütz eingeführt worden ist, das Interesse der Artilleristen. Bei diesem System wurde dem Rohr vor dem Schuß durch einen Vorholer eine Geschwindigkeit gegeben, welche etwa gleich der halben normalen Rücklaufgeschwindigkeit eines normalen Rücklaufgeschützes ist. Beim Schuß überlagert sich dann die volle Rücklaufgeschwindigkeit zu dieser Vorlaufgeschwindigkeit, so daß resultierend die Rücklaufgeschwindigkeit gleich der halben normalen ist. Die Vorlaufgeschwindigkeit wird also in eine ihr gleichgroße Rücklaufgeschwindigkeit umgekehrt, und die Rücklaufenergie nur $\frac{1}{4}$ von derjenigen Energie, die man bei einem Rohrrücklaufgeschütz unter sonst gleichen Umständen normalerweise haben würde. Die Kruppschen Versuche mit diesen Geschützen ergaben keine befriedigenden Resultate, indem das Rohr beim Vorlauf, also vor dem Schußmoment, aus der Richtung kommt und dadurch unzulässige Streuungen hervorgerufen wurden.

C. Cranz und O. v. Eberhard.

Näheres s. E. Vallier, Théorie et tracé des freins hydrauliques. Revue de mécanique. Paris 1899/1900. — F. Rausenberger, Theorie der Rohrrücklaufgeschütze. Berlin 1907. Dort auch weitere Literatur. — J. Challéat, Mécanique des affûts. Paris 1908.

Rohrzucker s. Saccharimetrie.

Rollbewegung nennt man die Schwankung eines Flugzeuges um seine Längsachse, die durch Seitenwind oder eine Unregelmäßigkeit der Auftriebsverteilung über die Flügelbreite verursacht sein kann. Im normalen Flug wird diese Bewegung durch die Auftriebserrhöhung an dem abwärtsgehenden Flügelteil rasch gedämpft. Nur wenn die Flügelanstellung in der Nähe des maximalen Auftriebs liegt, so daß eine Anstellwinkervergrößerung keine Auftriebsvermehrung oder sogar eine Erniedrigung des Auftriebswertes ergibt, kann sich die Rollbewegung stärker ausbilden. Sie führt dann zur Autorotation und zum Trudeln (s. d.).

L. Hopf.

Rollbewegung = Schlingerbewegung s. Schiffsschwingungen.

Rollreibung s. Reibung zwischen festen Körpern.

Roots-Gebläse s. Pumpen.

Rose. Bezeichnung für das die Teilung tragende Blatt des Schiffskompasses (s. Kompaß).

Rose-Tiegel heißt ein bei der chemischen Analyse gebrauchter kleiner Tiegel aus unglasiertem Porzellan mit durchbohrtem Deckel. In die Durchbohrung wird ein Gaszuführungsrohr aus unglasiertem Porzellan lose eingesetzt. Der Rosetiegel

dient dazu, Niederschläge, die später zur Präzisionswägung bestimmt sind, in einem Gasstrom hoch zu erhitzen. Günther.

Näheres s. P. Treadwell, Lehrbuch der analytischen Chemie, Leipzig u. Wien.

Rosesches Metall. Eine leicht schmelzbare (94°) Legierung aus 1 Blei, 1 Zinn, 2 Wismut. v. Staal.

Roßbreiten. Zwei, an den polaren Grenzen der Passate (s. d.) gelegene Gürtel schwacher Winde und Windstillen, die namentlich über den Ozeanen deutlich ausgebildet und durch hohen Luftdruck charakterisiert sind. Sie bilden eine Windscheide zwischen dem äquatorialen Kreislauf der Atmosphäre und den Windsystemen der höheren Breiten. Polwärts der Roßbreiten herrschen auf der nördlichen Halbkugel SW- und WSW-Winde, auf der südlichen NW- und WNW-Winde, jedoch nicht mit gleicher Beständigkeit in Stärke und Richtung wie bei den Passaten, sondern in beiden Beziehungen vielfach veränderlich (s. Wind).

O. Baschin.

Rosten — Rostschutz. Von Feuchtigkeit benetztes Eisen erleidet eine Zersetzung im Sinne der Reaktion:



unter Bildung von zweiwertigem Eisenhydroxyd und Wasserstoffgas. Dieser als Rosten des Eisens bezeichnete Vorgang entspricht dem chemischen Prozeß in einem galvanischen Element mit einer Elektrode aus Eisen, der eine Wasserstoffelektrode gegenübergestellt ist. In Richtung der Auflösung (Oxydation) des Eisens kann sich eine derartige Zelle nur dann betätigen, wenn der Potentialsprung an der Eisenelektrode größer ist als das Wasserstoffpotential: $RT \ln \frac{c_{\text{Fe}}}{c_{\text{Fe}^{2+}}} > RT \ln \frac{c_{\text{H}_2}}{c_{\text{H}^+}^2}$ wo C

die Lösungstension der Elektroden, c die Ionenkonzentration in der Lösung bezeichnen.

Man erkennt hieraus sofort, daß Vergrößerung der Wasserstoffionenkonzentration (Gegenwart von Säure), den Auflösungsprozeß des Eisens begünstigt. In demselben Sinne macht sich die depolarisierende Wirkung des Luftsauerstoffs geltend, indem sie den Partialdruck des in Freiheit tretenden Wasserstoffs durch unmittelbare Oxydation (primäre Bildung von H_2O_2) herabsetzt. Der Zutritt des Luftsauerstoffs verursacht andererseits eine Vergrößerung des Potentialsprunges an der Eisenelektrode dadurch, daß durch Bildung von braunrotem, „rostfarbenem“ Ferrihydroxyd der Gehalt der Lösung an Ferroionen vermindert wird.

Das Rosten des Eisens kann durch Bedeckung mit edlerem Metall wie Blei, Kupfer, Nickel, Zink, nur so lange verhindert werden, wie keine Poren oder Risse den Zutritt von Feuchtigkeit zum Eisen ermöglichen. Als dann bilden sich Lokalelemente (s. d.) vom Typus der Voltaschen Kette (s. d.) aus, bei welchen eben das Eisen als Lösungselektrode einer Wasserstoffelektrode gegenübersteht. Ein derartiger „Rostschutz“ ist also sehr unvollkommener Art.

Dagegen wird durch Bedeckung mit Metallen, welche unedler sind als Eisen, wie Zink und Chrom ein sehr wirksamer Rostschutz erzielt, weil das Einzelpotential dieser Elemente die Ionenbildung des Eisens zurückdrängt. Die oxydierende Wirkung des Luftsauerstoffs oder eines unter Umständen vorhandenen Säuregehalts ist jedoch nicht zu

verhindern, falls sich das deckende Metall selbst mit einer unangreifbaren Oxydhaut bedeckt, passiviert. H. Cassel.

Vgl. U. R. Evans, Die Korrosion der Metalle, Leipzig 1926, sowie F. Tödt, Z. f. phys. Chemie A. 1930.

Rostfeuerung s. Kohlenverbrennung.

Rotation, elektromagnetische. Wenn die elektromagnetische Wirkung einer Stromführung so ausgenutzt wird, daß eine Drehbewegung eines Magneten oder Leiters erfolgt, so spricht man von einer elektromagnetischen Rotation. Zur Demonstration der elektromagnetischen Kraftwirkung sind meist zuerst von Ampère zahlreiche Anordnungen angegeben worden, die eine elektromagnetische Rotation zeigen. Einige von diesen seien erwähnt.

Fließt z. B. ein Strom durch einen Leiter, so sind die magnetischen Kraftlinien in Form von Kreisen um den Leiter gewunden, deren Richtungssinn durch eine Rechtsschraube festgelegt ist. Wird eine solche in Richtung des Stromes vorwärtsgedreht, so gibt die Drehung ihrer Außenfläche den Drehsinn der magnetischen Kraftlinien an. Läßt man den

Strom in einem Draht geradlinig von oben nach unten fließen (Grimsehl) und hängt an einem Faden eine magnetische Stricknadel so auf, daß deren Nordpol am oberen Teil des vertikalen Drahtes nach unten hängt (s. Fig. 1), so wird bei Stromschluß der Nordpol im angedeuteten Sinn um den Leiter rotieren. Bei Stromumkehr sowohl wie bei Umkehr der Nadel dreht sich der Drehsinn um.

Steht die Magnetnadel senkrecht zum Stromleiter (s. Fig. 1), so findet keine Rotation statt, da die auf einen Magnetpol ausgeübte Kraft der Entfernung des Magnetpols vom Stromleiter umgekehrt proportional ist. Die Kraftmomente auf den nahen Nordpol und den entfernten Südpol heben sich auf. Ampère hat eine Reihe ähnlicher Apparate angegeben, bei denen die Leiter in Quecksilberberrinnen rotieren. Das umgekehrte der oben beschriebenen Anordnung findet

statt, wenn man einen Stromleiter z. B. in Form eines schmalen Stanniolstreifens neben einen Magnetstab hängt. Bei Stromschluß wickelt sich dann das Band je nach der Stromrichtung in dem einen oder anderen Sinne spiralig um den Magnetstab herum. Die Anordnungen, die die elektromagnetische Rotation zu praktischen Zwecken verwenden (Elektromotor, Drehspulinstrument) beruhen auf folgendem Prinzip (vgl. Fig. 3). Eine Drahtschleife D sei zwischen den beiden Polen N, S eines Magneten um eine Achse A drehbar angeordnet. Wird sie, wie in der Fig. 2 angedeutet, in der Weise vom Strom durchflossen, daß in dem unteren Leiterquerschnitt der Strom auf den Beschauer zufließt, im oberen von ihm fort, so wird das Kraftlinienfeld des Magneten in der Weise verzerrt, daß eine Drehung im angegebenen Sinne erfolgt.

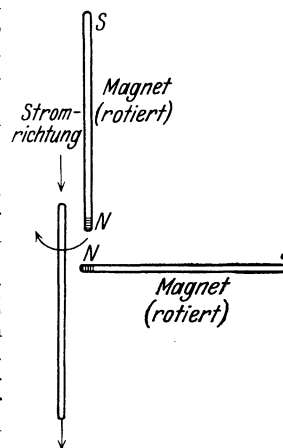


Fig. 1. Demonstration der elektromagnetischen Ordnung nach Grimsehl.

Wird dieser elektromagnetischen Kraft eine Gegenkraft (Direktionskraft) z. B. in Form einer Spiralfeder entgegengesetzt, so ist die Größe des Drehwinkels ein Maß für den durch die Drahtschleife bzw. Spule fließenden Strom (vgl. Drehspulinstrument). Wird durch Kommutatoren oder

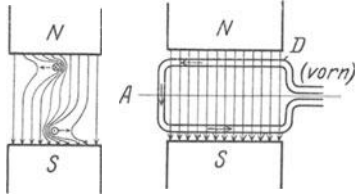


Fig. 2.

Fig. 3.

Prinzip des Drehspulinstrumentes und des Elektromotors.

Schleifringe für eine dauernde Rotation gesorgt, so erhält man einen Elektromotor (s. d.). Zu den praktischen Anwendungen der elektromagnetischen Drehung gehört auch das Weicheisen- (s. d.) oder Drehspulinstrument in der Ausführung, daß innerhalb der von dem Meßstrom durchflossenen Spule ein exzentrisch angeordnetes Weicheisenblech um einen der Größe des Stroms entsprechenden Winkel gedreht wird.

R. Jaeger.

Rotation (Flüssigkeiten) s. Achsensymmetrische Flüssigkeitsbewegung; Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten.

Rotationsdispersion. Behufs Bestimmung der Rotationsdispersion einer Substanz muß man die Drehungswinkel für Licht verschiedener Wellenlängen ermitteln. Sind die Rotationswinkel groß und die Rotationsdispersion stark, so läßt sich mit Vorteil das Brochsche Verfahren anwenden. Bei diesem dient als Lichtquelle Sonnenlicht, welches mit Hilfe eines Heliostaten horizontal in ein Spektrometer reflektiert wird. An Stelle des Spaltrohr-Objektivs wird der drehbare Analysator eingebaut und dicht am Spalt der Polarisator befestigt. Die Sonnenstrahlen durchlaufen also der Reihe nach: Spalt, Polarisator, den zu untersuchenden aktiven Körper, Analysator, ein im Minimum der Ablenkung befindliches Prisma und das Fernrohr, welches mit Fadenkreuz oder noch besser mit vertikalen Parallelfäden versehen ist. Behufs Justierung des Apparates stellt man den Analysator auf Helligkeit, beleuchtet den Spalt mit Natriumlicht und stellt das Fernrohr-Okular scharf auf Spalt und Fadenkreuz ein. Nach Entfernung der Natriumlichtquelle erscheint dann bei Benutzung des Sonnenlichtes im Fernrohr ein reines Spektrum mit den Fraunhoferschen Linien. Da das Fernrohr um die Spektrometerachse drehbar ist, läßt sich jeder beliebige Teil des Spektrums auf das Fadenkreuz bringen. Als Nullpunkt des Analysators gilt die gekreuzte Stellung der Nicols, die sich darin zeigt, daß das ganze Spektrum dunkel ist. Das Einschalten einer drehenden Substanz erhellt dann das Spektrum. Dreht man nun den Analysator nach, so tritt im Spektrum ein dunkles Band auf, welches vom roten nach dem violetten Ende wandert und dessen Mitte der vollkommen ausgelöschten, den sichtbaren Fraunhoferschen Linien zu entnehmenden Wellenlänge entspricht. Durch die Stellung des Analysators wird also der Drehwinkel dieser Wellenlänge gemessen.

Die genauesten Resultate werden mit der Lippichschen Methode erzielt. Intensives weißes

Licht, z. B. eine Nernstlampe von 1,4 Ampere (Glühlampenfabrik Glasco-Lampen-Gesellschaft, Berlin) oder eine Wolfram-Bandlampe von 5,5 Volt und 9,2 Ampere oder am günstigsten eine 12 Volt-Azobandlampe von 2,4 Ampere mit gerader zylindrischer Leuchtspirale (Bergmann-Elektrizitäts-Werke AG., Berlin), wird durch einen lichtstarken Monochromator (Spaltrohr, Prisma, Spaltrohr) zerlegt; das den Spalt verlassende einfarbige Licht von gewünschtem Wellenlängenbezirk gelangt darauf in einen Lippichschen Polarisationsapparat (s. Polarimeter), mit welchem die Drehungsbestimmung in gewöhnlicher Weise ausgeführt wird. Dem das einfarbige Licht aussendenden Austrittsspalt gibt man am vorteilhaftesten eine solche Lage, daß durch die Beleuchtungslinse des Polarimeters ein scharfes Bild des Spalts zentrisch auf dem Analysator-Diaphragma des Polarimeters entworfen wird. Um die Strahlen mehr zu zentrieren und die Justierung der beiden Apparate zueinander zu erleichtern, wird nach außen am Monochromator unmittelbar vor dem Austrittsspalt eine Linse (von passend gewählter Brennweite) angebracht, welche ein Bild des Spaltrohr-Objektivs auf der Beleuchtungslinse des Polarimeters entwirft. Die Trennungslinie im Gesichtsfelde des Polarimeters verschwindet bei Einstellung auf gleiche Helligkeit vollkommen, sobald man den leuchtenden Spalt senkrecht zur Trennungslinie anordnet und ihn genügend lang macht, was immer möglich ist.

Da aus dem leuchtenden Spalt nicht nur Licht der eingestellten Wellenlänge tritt, sondern auch in merklichen Mengen diffuses, gebeugtes und mehrfach reflektiertes Licht anderer Wellenlängen, die wegen der Rotationsdispersion das dunkle Gesichtsfeld stark aufhellen können, so muß dieses schädliche falsche Licht entfernt werden. Das geschieht am besten durch doppelte spektrale Zerlegung (zwei Monochromatoren hintereinander) oder einfacher, was meist ausreichen wird, in der Weise, daß man zwischen Spaltrohr und weißer Lichtquelle ein passendes Jenaer Farbglas oder Goerzsches Gelatine-Farbfilter einfügt und zwar möglichst von der Farbe der eingestellten Wellenlänge. Es empfiehlt sich deshalb, mittels einer Linse ein Bild der weißen Lichtquelle auf dem Spalt am Spaltrohr zu entwerfen, wobei dafür zu sorgen ist, daß Spalt und Spaltrohr-Objektiv ganz von Licht ausgefüllt sind. Recht brauchbar für den obigen Zweck sind die fünf neuen Gläser vom Jenaer Glaswerk Schott u. Gen. der folgenden Tabelle; diese enthält auch die zu wählenden Dicken, sowie die Spektralbereiche, innerhalb derer die einzelnen Gläser benutzt werden sollen.

Farbe des Farbglases	Bezeichnung des Farbglases	Dicke in mm	Farbglas benutzbar im Spektralbereich
rot	F 4512 Rotfilter . . .	3,8	0,770—0,620 μ
gelb	F 5899 Gelbglas dunkel	7,0	0,620—0,573 μ
grün	F 4930 Grünfilter . . .	2,7	0,573—0,495 μ
blau	F 3873 Blaufilter . . .	2,0	0,495—0,430 μ
violett	F 3653 Blau-Violettglas	4,0	0,430—0,390 μ

Das später von Glan angegebene Spektrosaccharimeter stimmt im Prinzip mit der Lippichschen Methode überein, steht aber in bezug auf Bequemlichkeit sowie Genauigkeit dem Lippichschen Apparate nach.

Bei Messungen im Ultravioletten erzielt man die genauesten Resultate mit photographischen Methoden, während im Ultraroten bei spektraler Zerlegung die

Beobachtungen mit Thermoelementen, dem Radiomikrometer oder dem Bolometer als Intensitätsmesser ausgeführt werden. Schönrock.

Näheres s. O. Schönrock, Polarimetrie in Bd. 19, Handbuch der Physik, Geiger-Scheel. Berlin 1928.

Rotationsdispersion, magnetische. Abhängigkeit der magnetischen Drehung der Polarisationssebene (s. d.) von der Farbe, d. h. Wellenlänge.

R. Ladenburg.

Rotationsellipsoid s. Abplattung.

Rotationsinduktor. Erdinduktor (s. d.), bei welchem die Stromspule nicht wie bei den Modellen von W. Weber oder L. Weber um 180° hin- und hergedreht wird, sondern rotieren kann.

A. Nippoldt.

Rotationspektrum, Rotationserschwingungsspektrum s. Bandenspektren und Quantentheorie.

Rotationsymmetrische Flüssigkeitsbewegung s. Achsensymmetrische Flüssigkeitsbewegung.

Rotationstöne, die z. B. bei der Rotation einer Stimmgabel um ihre Achse auftreten, gehören zur Klasse der Variationstöne (s. d.). E. Waetzmann.

Rotator, starrer elektrischer Dipol, der um eine feste oder freie Achse gleichförmig rotiert, von Planck ähnlich dem *Oszillator* (s. d.) zur Ableitung seines Strahlungsgesetzes (s. Plancksches Strahlungsgesetz) benutzt. Gelegentlich wird auch ein Massenpunkt, der in einem Kreise um ein festes Zentrum gleichförmig umläuft, als Rotator bezeichnet.

Rotierende Flüssigkeitsmassen s. Gleichgewichtfiguren rotierender Flüssigkeitsmassen.

Rotierende Funkenstrecke. Funkenstrecke, bei welcher der Funkenübergang zwischen zwei Elektroden erfolgt, von denen die eine oder beide zwecks Erhöhung der Zündspannung und Löschwirkung rotieren (s. Löschfunken). A. Meißner.

Rotierende Scheibe s. Grenzschicht.

Rotierender Prismenapparat, und — Sektor von Brodhun s. Lichtschwächungsmethoden.

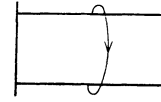
Rotierender Unterbrecher. Eine Vorrichtung, die einen Gleichstrom in regelmäßigen Zeitabständen unterbricht und die genaue Messung der Unterbrechungszahl in der Sekunde zu messen gestattet. Er besteht aus einer mit Zähnen von einiger Breite versehenen, um eine Achse drehbaren Scheibe, die von einem Motor angetrieben wird. Der Zwischenraum zwischen den Zähnen ist mit Isoliermaterial ausgefüllt oder besser, zur Vermeidung von Reibungselektrizität mit isolierten Metallstücken. Häufig werden zwei Scheiben benutzt, deren Zähne gegeneinander verdreht sind. Am Rand und an der Seite der Scheibe schleifen Federn, die zur Stromzuführung dienen. Die Achse der Scheibe ist mit einem Zählwerk oder einem Kontaktmacher versehen, so daß die Umdrehungsgeschwindigkeit — im letzteren Fall mittels eines Chronographen — gemessen werden kann; daraus ergibt sich dann die Frequenz der Unterbrechungen. Die Schaltungsweise der Federn kann je nach dem Zweck, dem der Apparat dienen soll, verschieden ausgeführt werden. W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Rotor s. Vektorrechnung.

Rotor nennt man in der Aerodynamik einen rotierenden Zylinder, der sich in einer Luftströmung befindet. Auf ihn wirkt eine „Auftriebskraft“ senkrecht zur Luftströmung, denn die Rotation zwingt durch innere Reibung (Haften am festen Körper) die Luft zu einer Zirkulationsströmung, die sich der

allgemeinen Luftströmung überlagert (s. Auftrieb). Die Auftriebserzeugung durch Rotation von bewegten Zylindern wird auch „Magnuseffekt“ genannt. Der entstehende Auftrieb wird noch wesentlich vergrößert, wenn die Grundflächen des Zylinders durch überlagernde Flächen (Endscheiben) bedeckt werden (s. Figur), weil dadurch eine Umströmung der Zylinderenden vermieden wird, die sich sonst infolge der Druckunterschiede ausbilden und den Auftrieb herabsetzen würde. In der Technik sind diese Anordnungen als „Flettnerrotoren“ bekannt (vgl. Magnuseffekt). L. Hopf.



Rotor mit Endscheiben.

unterchiede ausbilden und den Auftrieb herabsetzen würde. In der Technik sind diese Anordnungen als „Flettnerrotoren“ bekannt (vgl. Magnuseffekt).

Rotor-Quirl s. Dilatation und Rotation, sowie Wirbelbewegungen.

Rotverschiebung der Spektrallinien (s. auch Artikel „Allgemeine Relativitätstheorie“). Wenn wir eine Lichtwelle betrachten, die von einem strahlenden Elektron ausgesendet wird, und sie in einem nahezu Newtonschen Inertialsystem darstellen, wie dies in schwachen Gravitationsfeldern möglich ist, so lautet der Zeitfaktor der Formel für die elektrischen und magnetischen Vektoren wie in der klassischen Physik $\sin 2\pi \nu x_0$, wenn x_0 die nahezu Newtonsche Zeit ist. Eine Lichtwelle hat also an allen Stellen des Raumes, in der Skala x_0 gemessen, die ja allen unseren Definitionen von Farbe usw. zugrunde liegt, dieselbe Frequenz ν . Die in der Skala x_0 gemessene Dauer eines Ereignisses dx_0 stimmt aber mit der Dauer dt , wie sie durch die Anzahl von Schlägen einer transportablen „Uhr“ gemessen wird, nur im gravitationsfreien Raum, also, soweit dies möglich ist, unendlich weit von allen Massen entfernt, überein. Wenn irgendwo das Gravitationspotential g_{00} nicht, wie im schwerkraftfreien Raum, den Wert c^2 , sondern einen beliebigen Wert hat, ist das Verhältnis von dx_0 zu der z. B. durch die Anzahl der Schwingungen eines strahlenden Elektrons gemessenen Zeitdauer $d\tau$ von dem Potential g_{00} an der Stelle, wo die Schwingung stattfindet, abhängig. Nach dem Artikel „Allgemeine Relativitätstheorie“ Gl. 10) ist nämlich

$$dx_0 = \frac{c}{\sqrt{g_{00}}} d\tau \dots \dots \dots 1)$$

Die für die Definition der Frequenz ν , wie sie durch die Welle unverändert überallhin übertragen wird, maßgebende Dauer dx_0 einer bestimmten Anzahl von Schwingungen, ist um so größer, je kleiner g_{00} ist. Das heißt: je kleiner das Potential g_{00} am Ort der Schwingung des strahlenden Elektrons ist, desto langsamer finden die zu uns übertragenen Schwingungen statt, desto mehr werden die vom Elektron ausgesendeten Spektrallinien nach größeren Schwingungsdauern oder kleineren Frequenzen, also nach dem roten Ende des Spektrums zu verschoben. Wir betrachten nun insbesondere das von einem einzigen Himmelskörper der Masse M erzeugte Feld in der Entfernung r vom Zentrum des als kugelförmig gedachten Körpers. Wir wenden dann für g_{00} die Formel 12) des eben zitierten Artikels an. Wenn das Feld in der betrachteten Gegend schon schwach ist, so bedeutet r darin die Entfernung im gewöhnlichen Sinn der euklidischen Geometrie und der Newtonschen Mechanik. Wenn T_0 die Schwingungsdauer im feldfreien Raum ist, wo ja (da $r = \infty$) dx_0 und $d\tau$ übereinstimmen, finden wir aus Gl. 13) des zitierten Artikels, wenn

wir in ihr $d\tau = T_0$ setzen, für dx_0 , das wir als Schwingungsdauer an einer beliebigen Stelle des Feldes einfach mit T bezeichnen wollen, wegen der Kleinheit von $\gamma M/c^2 r$ den Näherungswert

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{\gamma M}{c^2 r} = \frac{\nu_0}{\nu} \dots \dots \dots 2)$$

wo ν_0 und ν die T_0 und T entsprechenden Frequenzen sind.

Da das Feld der Erde gegenüber dem der Sonne zu vernachlässigen ist, können wir für ν_0 die Frequenz einer bestimmten Spektrallinie einer irdischen Lichtquelle, für ν die der entsprechenden Linie des Sonnenspektrums setzen. Dann sagt uns Gl. 2), daß alle Linien auf der Sonne gegen Rot zu verschoben sind. Den relativen Betrag der Verschiebung erhalten wir, wenn wir in 2) für M die Sonnenmasse, für r den Sonnenradius, für γ die Newtonsche Gravitationskonstante, für c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum einsetzen:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = - \frac{\gamma M}{c^2 r} = - 2,12 \cdot 10^{-6} \dots \dots 3)$$

Das ergibt z. B. für Blau von 4000 Å Wellenlänge eine Verschiebung von $8 \cdot 10^{-3}$ Å, was noch gerade oberhalb der Grenze der Beobachtungsmöglichkeit liegt. Die Beobachtung dieses Effektes ist um so schwieriger, als er durch den Einfluß des Druckes, den Dopplereffekt, Überlagerung fremder Linien und anomale Dispersion gestört wird. Obwohl viele Beobachtungen für die Existenz der Rotverschiebung im Gravitationsfeld der Sonne sprechen, so ist es doch noch nicht gelungen, ihn völlig einwandfrei von den störenden Effekten zu trennen.

Hingegen scheint durch Beobachtungen der letzten Zeit sich immer deutlicher die Realität unseres Effektes im Gravitationsfeld der Fixsterne herauszustellen. Es gibt nämlich Doppelsterne (s. Artikel Doppelsterne), bei denen die Massen von gleicher, die Volumina hingegen von sehr verschiedener Größenordnung sind. So sind beim Sirius die Massen von Hauptstern und Begleiter, die sich wie 1:3 verhalten, beide von der Größenordnung der Sonnenmasse, während der Durchmesser des Begleiters (Sirius B) abnorm klein, etwa dreimal so groß wie der Erddurchmesser ist. Infolgedessen ist an der Oberfläche dieses abnorm dichten Begleiters (das Verhältnis zur Dichte des Wassers ist ungefähr 53000) das Gravitationsfeld sehr stark, und die für die Rotverschiebung nach Gl. 3) maßgebende Größe M/r , wo M die Masse, r der Radius des Sternes ist, hat für Sirius B einen sehr viel größeren Wert als für den Hauptstern Sirius A. Während für diesen nämlich eine Rotverschiebung wie bei der Sonne zu erwarten ist, berechnete Eddington für Sirius B aus den Massen und Radien, wie sie durch die üblichen astronomischen Schätzungen gewonnen werden, die zu erwartende Rotverschiebung auf ungefähr 0,30 Å. Tatsächlich hat W. S. Adams im Jahre 1925 durch Beobachtungen vom Mount Wilson aus als Mittelwert der Verschiebungen für eine größere Anzahl von Linien den Wert von 0,32 Å erhalten, was in guter Übereinstimmung mit der Theorie steht.

Philipp Frank.

Näheres s. F. Kottler, Gravitation und Relativitätstheorie. Im Bd. VI (Astronomie) der Enzykl. d. math. Wiss.

Rowlandsches Gitter s. Beugung.

Rubidium als radioaktiver Körper. Ebenso wie Kalium (s. d.) sendet auch Rubidium spontan eine β -Strahlung aus, die wesentlich weicher ($v = 1,85 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$) ist als die von Kalium und deren Intensität dem Temperatureinfluß nicht unterliegt. Daß es sich um eine dem Element inhärente und nicht etwa durch aktive Beimischungen hervorgerufene Eigenschaft handelt, wurde nachgewiesen. Die Aktivität kann auf keine Weise vom Rubidium getrennt, also angereichert werden. Der erzeugte Sättigungsstrom von 1 cm² strahlender Oberfläche ist von der Größenordnung 10^{-6} st. E., aber kleiner wie der von Kalium. Zerfallsprodukt ist keines angebar; es müßte dies, wenn es sich um eine aus dem Kern stammende β -Strahlung, also um eine β -Umwandlung, handelte, nach den „Verschiebungsregeln“ (s. d.) ein dem Strontium isotopes Element sein.

K. W. F. Kohlbrausch.

Rubinerstellung. Künstliche Rubinkristalle werden nach einem von Verneuil angegebenen, später von Miethe u. a. verbesserten Verfahren für Schmuckzwecke, sowie Lagersteine in Uhren, Elektrizitätszählern vollkommen gleichwertig mit natürlichen Rubinen in der Weise gewonnen, daß man fein verteiltes, mit 2,5% Chromoxyd versetztes Aluminiumoxyd in dünnsten Schichten auf einer analogen Unterlage fortlaufend aufstreut und die jeweilige neue obere Schicht bei etwa 2000° durch genaue Temperatureinwirkung, z. B. durch ein abwärtsgerichtetes Knallgasgebläse oder elektrische Erhitzung zum Schmelzen bringt. Um klare, auch beim Abkühlen rißfrei bleibende Kristalle zu gewinnen, muß das Aufschmelzen von einer möglichst kleinen Unterlage aus erfolgen, ferner zur Vermeidung jeder Überhitzung, die zu Aufschäumen und Trübungen führt, die Temperatureinwirkung so geführt werden, daß das Aufschmelzen des allmählich zugeführten Rohstoffpulvers nur in einer äußerst dünnen Schichtdicke erfolgt, die noch innerhalb der Kristallisationswirkungssphäre liegt. Durch den Chromoxydzusatz wird den entstehenden Kristallen die charakteristische rote Rubinfärbung gegeben. Blaue Saphirfarben lassen sich durch Zusatz von Kobaltoxyd gewinnen, weitere Farbnuancen durch Beifügen von Titan, Vanadin, Mangan, Eisen erzielen. Auch künstliche Spinelle von der Zusammensetzung $\text{Mg O Al}_2 \text{O}_3$ werden in ähnlicher Weise gewonnen.

Carl Müller.

Ruder nennt man beim Flugzeug alle beweglichen tragflächenartig gestaltete Teile der Steuerung, im Gegensatz zu den am Flugzeug festen Leitflächen, den „Flossen“.

L. Hopf.

Rückkopplung s. Röhrensender; Senderöhre; vgl. Kopplungen elektromagnetischer Systeme.

Rückkühlanlage. Wo man zur Kondensation (s. d.) kein oder zu wenig natürliches Kühlwasser hat, oder wo es so tief oder so entfernt liegt, daß seine Heranschaffung zu viel Kosten erfordert, oder wo man mit der Ableitung des warmen Wassers Schwierigkeiten hat, bedient man sich einer und derselben Wassermenge, indem man sie nach ihrer Verwendung im Kondensator zu einer Kühlanlage führt, dort abkühlt und wieder verwendet. Als Kühlanlagen dienen meistens offene Kühlteiche, Gradierwerke, Kühltürme oder Kaminkühler. Die Wärme des Kühlwassers wird abgeführt durch Verdunstung, durch Erwärmung der an der Oberfläche des Wassers vorbeistreichenden Luft und

durch Ausstrahlung von der Wasseroberfläche. Das Wasser gelangt durchschnittlich mit 50 bis 70° C auf die Rückkühlanlage und wird dort auf 25—32° C gekühlt. *L. Schneider.*
Näheres s. F. J. Weiß, Kondensation. Berlin.

Rückläufige Bewegung der Himmelskörper. Wenn die Rektaszension eines Planeten oder Kometen mit der Zeit abnimmt, so nennt man die Bewegung rückläufig. Dies tritt bei den Planeten gewöhnlich für kurze Zeit bei der Opposition ein.

Bottlinger.

Rücklaufmesser s. Pulvergasdruck.

Rückscherung, magnetische s. Scherung.

Rückstand (Residuum). Rückstandsbildung oder sog. dielektrische Absorption zeigen im allgemeinen die festen Dielektriken. H. Hertz fand dieselbe auch bei Benzin. Sie äußert sich in der Weise, daß das Dielektrikum eines Kondensators nach der Entladung allmählich wieder eine Ladung gleichen Vorzeichens annimmt. Eine Folge der Rückstandsbildung ist die, daß der bei Bestimmungen der Kapazität eines Kondensators mittels ballistischem Galvanometer oder der Methode der Ladungsteilung erhaltene Wert mit der Dauer der Ladung oder Entladung zunimmt. Dementsprechend muß eine Korrektur an dem Werte der Kapazität angebracht werden. Man nimmt an, daß das Dielektrikum nach der Entladung noch etwas Polarisation beibehält, oder aber, was auf dasselbe führt, daß im Isolator Stellen vorhanden sind, die ein schwaches Leitungsvermögen besitzen. Diese Stellen werden beeinflusst und die Influenzladungen gleichen sich nach der Entladung allmählich wieder aus. Die experimentellen Arbeiten über den Rückstand, die besonders zur Erforschung der Vorgänge im Dielektrikum von Bedeutung sind, sind dementsprechend zahlreich. Von Kohlrausch, Schweidler, Curie u. a. wurden empirische Formeln zur Darstellung des zeitlichen Verlaufes aufgestellt. Nach Beobachtungen von Hoors wird durch wiederholtes Laden und Entladungen mit Spannung wechselnden Vorzeichens oft der Rückstandsstrom herabgedrückt. Im allgemeinen läßt sich nur sagen, daß für den Effekt das Verhältnis von Dielektrizitätskonstante zur Leitfähigkeit maßgebend ist. Der Rückstand tritt um so stärker auf, je mehr dieses Verhältnis innerhalb eines Dielektrikums schwankt. Durch besonders geringe dielektrische Verluste zeichnen sich gereinigtes Ceresin und Paraffin aus.

R. Jaeger.

Näheres s. J. C. Maxwell, Treatise, Bd. 1, Art. 328—330. E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. 24, 711, 1904. K. W. Wagner, Ann. d. Phys. 40, 817, 1913. Arch. f. Elektrotechnik 2, 371, 1914; 3, 67, 1914; dort auch Literaturzusammenstellung. F. Tank, Ann. d. Phys. 48, 307, 1914. U. Meyer, Verh. d. D. Phys. Ges. 19, 139, 1917.

Rückstoß. Die Umwandlung der instabilen, radioaktiven Atome erfolgt unter Abstoßung eines Heliumatoms (vgl. „ α -Strahlen“) oder eines Elektrons (vgl. „ β -Strahlen“). Nach dem Momentensatz erfährt der zurückbleibende Atomrest einen Rückstoß derart, daß $m v = (M - m) v'$ ist, wenn wir unter m und v Masse und Geschwindigkeit des abgestoßenen, unter $M - m$ (M sei die Masse des aufbrechenden Atomes) und v' Masse und Geschwindigkeit des zurückbleibenden Bestandteiles verstehen. Im Falle einer mit α -Strahlung verbundenen Umwandlung, also z. B. beim Zerfall eines RaA-Atomes in ein RaB-Atom, ergibt die Rechnung:

Atomgewicht des α -Teilchens (He-Atom)	$m = 4$
Anfangsgeschwindigkeit des α -Teilchens	$v = 1,69 \cdot 10^9$ cm
Atomgewicht des Ra A-Atomes	$M = 218$
Daher Atomgewicht des Rest-Atomes (d. i. Ra B-Atom)	$M - m = 214$
Und die gesuchte Anfangsgeschwindigkeit desselben	$v' = 3,16 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$

Infolge der verringerten Anfangsgeschwindigkeit v' ist die Reichweite (s. d.) der α -Rückstoß-Partikel — manchmal auch „ α -Strahlen“ genannt — wesentlich kleiner als die der α -Strahlen. Für das obige Beispiel, also für die zurückgestoßenen Ra B-Atome, wurde die Reichweite in Luft von Atmosphärendruck zu 0,14 mm beobachtet; eine direkte Geschwindigkeitsbestimmung ergab in guter Übereinstimmung mit obiger Berechnung und mit der gemessenen Reichweite $v' = 3,23 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$.

— Qualitativ verlaufen die Absorptions-, Streuungs- und Ionisierungs-Erscheinungen am bewegten Restatom so wie bei den α -Strahlen: Die Gesamtzahl der Rückstoßpartikel, die auf die Zeiteinheit umgerechnet mit der Zahl der sekundlich ausgeschleuderten α -Partikel übereinstimmt, bleibt bei der Absorption bis ungefähr zur halben Reichweite konstant, um dann zunächst langsam, später schnell auf Null zu sinken bzw. durch Verminderung ihrer Anfangsgeschwindigkeit auf Molekulargeschwindigkeit den Strahlungscharakter zu verlieren. Da die Restatome, wie aus der Ablenkung im Magnetfeld folgt, mit einem positiven Elementarquantum geladen sind — nur im extremen Vakuum wird die Anfangsladung Null beobachtet, die anscheinend durch Elektronenverlust bald positiv wird —, benehmen sie sich außerhalb der Reichweite wie positive Gasionen, wandern wie diese im elektrischen Feld zur Kathode, zeigen Wiedervereinigung, Diffusion, Adsorptionsercheinungen usw. (vgl. den Artikel „Rest-Atome“). Innerhalb der Reichweite erleiden sie wegen ihrer größeren Masse kräftige Streuung und ihre Ionisierungsfähigkeit pro Längeneinheit ist bis fünfmal größer als die der α -Partikel. Bei Aufnahmen mit der Wilsonschen Nebelmethode ergab sich, daß bei etwa $\frac{1}{4}$ der beobachteten Fälle die Bewegungsrichtung des Restatoms nicht genau entgegengesetzt der des α -Teilchens war. Es wird dies durch den Zusatzimpuls einer gleichzeitig ausgesendeten sehr harten γ -Strahlung zu erklären versucht.

Im Falle einer β -Umwandlung, z. B. bei der Umwandlung eines Ra B-Atomes in ein Ra C-Atom, wobei der Zerfall unter Aussendung eines β -Teilchens vor sich geht, liegen die Zahlenverhältnisse anders. Für dieses Beispiel ist:

Masse des abgestoßenen β -Teilchens	$m = \frac{1}{1842}$
Geschwindigkeit des abgestoßenen β -Teilchens	$v = 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$
Atomgewicht des zerfallenden Ra B-Atomes	$M = 214$
Atomgewicht d. Rest-Atomes (d. i. Ra C-Atom)	$M - m = 214$
Daher dessen gesuchte Anfangsgeschwindigkeit	$v' = 5 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$

Das Restatom erhält also eine Geschwindigkeit, die nur um wenig größer ist als die Molekulargeschwindigkeit in Gasen normaler Temperatur, weshalb der experimentelle Nachweis bisher nur in qualitativer Hinsicht gelang.

Wichtig ist der Rückstoßvorgang insofern, als er eine relativ einfache Reindarstellung von Zerfallsprodukten ermöglicht. Der zerfallenden Muttersubstanz gegenüber wird eine Kathode angebracht, auf der sich die zurückprellenden Atomreste, eben das Folgeprodukt, sei es infolge ihrer vorgegebenen Bewegungsrichtung, sei es einem angelegten elektrischen Kraftfeld folgend, ansammeln. Besonders bei Restatomen nach α -Umwandlungen ist die so erzielbare Ausbeute recht beträchtlich. Auf diesem Wege wurde z. B. die Existenz von AcD, ThD, RaC' entdeckt. — Weiters gestattet der Rückstoßvorgang Atomgewichtsbestimmungen an Substanzen, welche in zu geringen Mengen verfügbar sind, als daß nach den direkten chemischen Methoden gearbeitet werden könnte; ist einmal die elektrische Ladung der Rückstoßpartikel sichergestellt, so erlauben Ablenkungsmessungen im magnetischen Kraftfeld, aus denen $\frac{e}{m}$, das Verhältnis von Ladung

zur Masse, gewonnen wird, die Berechnung von m.

Auf Rückstoßwirkung beruht auch die häufig beobachtete scheinbare Flüchtigkeit radioaktiver Substanzen bei gewöhnlicher Temperatur, indem z. B. die aus zerfallenden RaF-Atomen entstehenden und infolge des Rückstoßes weggeschleuderten RaG-Atome ganze Klümpchen Polonium (RaF) mechanisch mitreißen (sog. „Aggregatrückstoß“ s. d.). Die gegen die Unterlage fliegenden RaG-Atome sprengen sogar Teilchen derselben ab — sie zerstäuben die Unterlage —, welche Teilchen auch wieder RaF-Atome mitführen können.

K. W. F. Kohlrausch.

Rückströmung. 1. Richtungsumkehr in der Grenzschicht s. „Ablösung“. 2. Neben fahrenden Schiffen s. „Nachstrom“.

Eisner.

Rücktrieb. Als Rücktrieb bezeichnet man mitunter den Widerstand, die entgegen der Flugrichtung wirkende Komponente der Luftkraft (analog dem „Auftrieb“, der senkrecht zur Flugrichtung stehenden Luftkraftkomponente).

L. Hopf.

Rückwendige Abbildung = Abbildung mit Spiegelverkehrung.

Rückzündung bei Lichtbogen-Generatoren. Die bei starker Ionisierung auftretende Erscheinung, daß der Lichtbogen bei beiden Stromwechseln zündet (s. Lichtbogenschwingungen dritter Art).

A. Meißner.

Rückzündungsgeschwindigkeit. Bei den modernen Knallgas- und Acetylsauerstoffbrennern (s. Acetylen-Sauerstoff-Flamme) erfolgt im Gegensatz zu der ursprünglichen Form des in Art. Knallgasgebläse besprochenen Daniellschen Hahns die Mischung des brennbaren Gasgemisches bereits im Innern des Brennerrohrs in einer besonderen Mischkammer, die Zündung an der Brennerspitze. Um ein Zurückschlagen der Flamme in das Innere des Brennerrohrs zu verhindern, das zur Beschädigung des Brenners und insbesondere bei dem zersetzlichen Acetylgas zu schwerwiegenden Explosionen des rückwärtigen Brennstoffvorrats führen kann, müssen die Konstruktionsverhältnisse des Brenners (Bohrungen, Druck, Reguliervorrichtungen) so abgeglichen wer-

den, daß die Ausströmungsgeschwindigkeit des explosiven Gasgemisches größer bleibt als die rückwärts gerichtete Fortpflanzungsgeschwindigkeit der normalen langsamen Verbrennung nach der Zündung (Rückzündungsgeschwindigkeit). Die Größe dieser Rückzündungsgeschwindigkeit (normal etwa 100 m/sec) ist nach Le Chatelier vom Mischungsverhältnis der Brenngase, von der Größe der Zulieferungsräume, der Temperatur und der Dichte der Gase und ihrer eventuellen Wirbelbewegung abhängig. Demgemäß muß einer zu weitgehenden Erhitzung des Brennermundstücks durch periodische oder kontinuierliche Kühlung vorgebeugt werden, ferner eine Wirbelbildung durch Wahl glatter, ausgerundeter Bohrungen vermieden werden, vor allem aber die richtige Brennerstellung je nach der benötigten Flammengröße durch Auswahl geeigneter Düsen mit entsprechendem Druckabgleich sorgfältig vorgenommen werden. Besonders bei Acetylschweißbrennern stellen sich im Fall unzureichender Brennerkühlung leicht schwerwiegende Mischungsverschiebungen ein, die zu Rückzündungen und oxydierenden Flammenwirkungen führen (vgl. auch Verbrennung).

Carl Müller.

Rühmkorff. Induktor mit offenem Eisenkern s. Induktor.

A. Meißner.

Ruhlänge heißt die Länge eines Stabes, gemessen von einem System, in dem der Stab ruht. Sie steht im Gegensatz zur Länge des bewegten Stabes, welche von einem anders bewegten System aus gemessen wird. Nach der Lorentztransformation ist die Ruhlänge ein Maximum unter diesen Längen.

Reichenbach.

Rumfordscher Kunstgriff s. Mischungsmethode.

Rumpf heißt der Teil des Flugzeuges, der hauptsächlich die weit hinter dem Schwerpunkt des Flugzeuges an einem langen Hebelarm wirkenden Leitwerksflächen mit dem Tragwerk starr zu verbinden hat. In der ersten Zeit des Flugzeugbaues bestand der Rumpf aus einem unverkleideten Stagerüst. Heute wird der Rumpf als nach außen glatter Körper so gebaut, daß er bei genügender Steifigkeit geringen Widerstand bietet und dabei außerdem Raum für den Flugzeugführer, die Nutzlast (Passagiere, Gepäck), meist auch für den Motor, Kühler und oft auch für die Betriebsstoffbehälter enthält.

L. Hopf.

Rumpf s. Leuchtelektron.

Rumpfkühler sind Kühler, die in den Rumpf eines Flugzeuges eingebaut sind, in der Regel unmittelbar vor den Motor. Die durchströmende Luft wird aus dem Rumpf durch Schlitze abgeführt. Der Widerstand von Rumpf und Kühler wird zusammen etwas kleiner, als bei getrennter Ausführung, wie aus Modellmessungen gefunden wurde. Da der Kühler aber unmittelbar im Schraubenstrahl liegt, sind die Verhältnisse beim Flugzeug im Betriebe nicht so günstig, wie nach den Modellmessungen angenommen werden konnte.

L. Hopf.

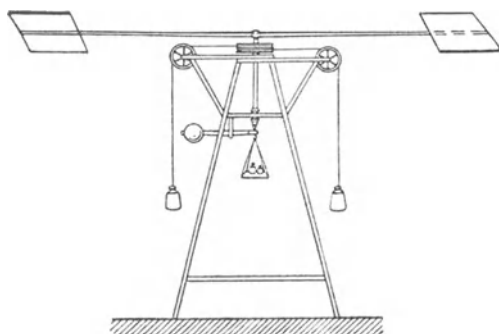
Run beim Ablesemikroskop s. Mikrometer.

Rundblickfernrohr s. Gebrochene Fernrohre.

Rundfeuer s. Kommutator.

Rundlauf ist ein schon von Lilienthal verwendeter Apparat, der dazu dient, um die auf bewegte Körper wirkenden Luftkräfte zu messen. Schematische Darstellung siehe Figur. Um eine feste Säule wird ein möglichst weit hinausragender Arm gedreht, an dessen Spitze der zu unter-

suchende Körper befestigt ist. Die Kraftmessung geschieht mit Hilfe einer Feder und einer Registrier-
 vorrichtung. Man kann auch den Einfluß der
 Geschwindigkeit dadurch eliminieren, daß man
 die Luftkräfte, welche dem Quadrate der Ge-
 schwindigkeit proportional sind, durch ein Gewicht,
 auf welches die gleichfalls dem Quadrate der Ge-
 schwindigkeit proportionale Fliehkraft wirkt, ins
 Gleichgewicht setzt. Man hat beim Rundlauf Ge-
 schwindigkeiten bis zu 30 m/sec erreicht und mit
 einer solchen Anordnung auch die wichtigsten



Rundlauf.

Tatsachen über den Auftrieb von Tragflügeln ge-
 funden. Heute verwendet man den Rundlauf nicht
 mehr zu exakten Messungen, weil man die Fehler
 für zu groß hält. Der geschleppte Körper bewegt
 sich ja dabei nicht in ruhender Luft. Es werden
 immer dieselben Luftteile durchstrichen, die da-
 durch immer mehr von Wirbel durchsetzt werden
 und Eigenbewegungen von der Ordnung der Be-
 wegung des Körpers erhalten. Da die Flügelkräfte
 von der Richtung des Luftstromes gegen den Flügel
 sehr empfindlich abhängen, wird durch diese Un-
 ruhe jede Genauigkeit unmöglich gemacht. Rund-
 läufe von sehr großen Abmessungen werden aber
 noch zum Messen der bei Kurvenflug auftretenden
 Luftkräfte gebraucht.

L. Hopf.

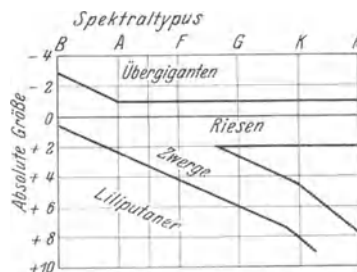
Rungesche Regel. Die magnetische Aufspaltung
 beim anomalen Zeemaneffekt (s. d.) ist meistens ein
 kleines ganzzahliges Vielfaches eines kleinen ganzzah-
 ligen Bruchteils der normalen (Lorentz-)Aufspal-
 tung: gemessen in Schwingungszahlen ($\nu = \frac{c}{\lambda}$) ist $\Delta\nu$
 $= q \frac{\Delta\nu_0}{r}$, wo q und r kleine ganze Zahlen ($r =$
 Rungescher Nenner) sind und $\Delta\nu_0$, die Lorentz-
 aufspaltung, gleich $\frac{e}{4\pi\mu} \mathfrak{H}$ ist ($\frac{e}{\mu} = 1,76 \cdot 10^7$ C.
 G · S = Verhältnis von Ladung zu Masse des
 Elektrons, \mathfrak{H} Feldstärke in Gauß) (s. anomaler
 Zeemaneffekt). R. Ladenburg.

Rußbilder s. Schallregistrierung.

Russelldiagramm. Das ist das Spektraltypus-
 Helligkeits-Diagramm der Fixsterne. Als Abszisse
 wird gewöhnlich der Spektraltypus, als Ordinate
 die absolute Größe genommen. Jeder Stern, von
 dem diese beiden Größen bekannt sind, bildet
 somit einen Punkt. Die Häufung der Punkte bei
 dieser Darstellung ist eigentümlich und wurde
 zuerst von Russell und Hertzsprung erkannt.
 Die Punkte häufen sich auf zwei Ästen.

Bei allen Spektraltypen finden sich besonders
 zahlreiche Sterne, die 3—5 Größenklassen heller als

die Sonne sind. Außer diesem horizontal ver-
 laufenden Häufungsstreifen existiert noch ein
 zweiter, der von links oben nach rechts unten
 verläuft und etwa beim Spektraltypus A5 sich mit
 dem horizontalen Aste trifft. Dieser aber setzt sich
 links vom Schnitt der beiden Äste nicht fort. Die Sonne



Das Russelldiagramm (schematisch).

gehört dem schrägen Aste an. Entsprechend den
 verschiedenen absoluten Helligkeiten heißen die
 Sterne des horizontalen Astes Riesen, die des
 schrägen Astes Zwerge, obwohl diese Bezeichnung
 nur für die gelben und roten Sterne stimmt. Die
 sehr hellen B- und O-Sterne muß man aber sinn-
 gemäß als dem Zwergaste zugehörig bezeichnen.
 Sterne von größerer Helligkeit als die Riesen sind
 ziemlich selten, sie heißen Übergiganten. Der
 spitze Winkel zwischen Riesen und Zwergen ist
 nicht völlig leer, sondern nur schwach besetzt.
 Bloß beim Typus M klafft eine vollständige Lücke
 von mehreren Größenklassen. Aus dem Raume
 links unterhalb des Zwergastes sind bisher nur
 4 Sterne bekannt, die sog. Liliputaner, rätselhafte
 schwache Sterne, die sich vermutlich durch ganz
 ungeheure Dichten von 50000facher Wasserdichte
 und mehr auszeichnen.

Nach unserer Auffassung stellt das Russell-
 diagramm zugleich die individuelle Sternentwick-
 lung dar. Ein Stern beginnt seine sichtbare Lauf-
 bahn als roter Riese, wird bei nahezu konstanter
 Helligkeit heißer bis er ein A-Stern geworden ist
 und biegt dann auf den Zwergast um, wo er dieselben
 Spektralklassen wie vorher nur in umgekehrter
 Reihenfolge durchläuft. (Vgl. Strahlungsgleichge-
 wicht der Sterne.)

Eine große Bedeutung besitzt die Kenntnis des
 Russelldiagramms für das Studium der Stern-
 haufen. Hier können wir annehmen, daß alle
 Mitglieder eines organisch zusammengehörenden
 Haufens praktisch die gleiche Entfernung von uns
 haben. Absolute und scheinbare Größe dieser
 Sterne sind also um einen konstanten Betrag von-
 einander verschieden. Da wir im Russelldiagramm
 dem Riesen- und bestimmten Stellen des Zwergastes
 überall im Weltraum eine bestimmte absolute
 Helligkeit zuordnen, können wir von einem Haufen,
 wenn wir für viele seiner Mitglieder die scheinbare
 Helligkeit und den Spektraltypus, oder als Ersatz
 dafür den Farbenindex kennen, die Parallaxe
 ableiten. Bottlinger.

Rutherfordisches Atommodell s. Atommodelle und
 Bohr-Rutherfordisches Atommodell.

Rutherfordisches Prisma s. Dispersionsprismen.

Ruthsscher Wärmespeicher s. Dampfspeicher.

Rydbergsche Konstante, konventionelles Zeichen
 R (früher N), auch *Rydberg-Ritzsche Konstante*,

universelle Konstante der *Serienformeln* von Rydberg und Ritz, tritt in sämtlichen der bisher termmäßig geordneten *Bogenspektren* auf, vor allem in der *Balmer-Serie des Wasserstoffes*. Ihre theoretische Ableitung auf Grund seiner Anwendung der *Quantentheorie* auf das *Rutherford'sche Atommodell* (s. d.) gelang Bohr 1913 am *Wasserstoffatommodell* (s. d.). Er fand $R = 2\pi^2 me^4/h^3$, wenn der Kern des Wasserstoffatommodells als *ruhend*, d. h. unendlich schwer vorausgesetzt wurde (häufig findet sich deswegen die Bezeichnung R_∞ statt R); m und e bedeuten Masse und Ladung des Elektrons, h das *Plancksche Wirkungsquantum* (s. d.). Berücksichtigt man die *Mitbewegung des Kernes*, dessen Masse mit M bezeichnet sei, so hat man R noch durch $1 + m/M$ zu dividieren. Später zeigte Sommerfeld modellmäßig, wie sich die Rydberg- und Ritzsche Form der Serienformeln quantentheoretisch begründen läßt und setzte damit von neuem die allgemeine Bedeutung der Rydbergschen Konstante in Evidenz. Bedenkt man, daß sich das *Serienelektron* bei *beliebig gebauten Atomen* in *Quantenbahnen* von entsprechend *hohen Quantenzahlen* schließlich so weit von den übrigen Elektronen entfernt, daß deren resultierende Kraftwirkung zusammen mit jener des Kernes durch die eines einfachen Wasserstoffatomkernes ersetzt werden kann, so sieht man unmittelbar ein, daß R auch in den Bogenspektren beliebiger Elemente auftreten muß. In den *Funkenspektren* ist das Atom *einfach ionisiert* und an Stelle des früheren Serienelektrons tritt jetzt das am zweitschwächsten gebundene Elektron des Atoms; für diesen Fall läßt sich wiederum leicht zeigen, daß an Stelle der *Rydbergkonstante* deren *vierfacher* Wert treten

muß, entsprechend der nahezu *doppelten* resultierenden *Zentralladung*, die auf das Serienelektron des nunmehr einfach geladenen Atomions wirkt. Der experimentelle Beweis hierfür ist namentlich am *Helium-Funkenspektrum* mit aller überhaupt möglichen Genauigkeit erbracht worden. Bei zweifacher Ionisation ergibt sich der neunfache Wert von R , usf.

Als bester Wert der *Rydbergschen* Konstante kann gegenwärtig $R_\infty = 109737,11 \pm 0,06 \text{ cm}^{-1}$ gelten, die von Paschen für *Wasserstoff* und *einfach ionisiertes Helium* spektroskopisch bestimmten Werte sind $R_H = 109677,691 \pm 0,06$, $R_{He} = 109722,144 \pm 0,04$. Die hohe Genauigkeit dieser Größen ist vielfach benutzt worden, um die Konstanten der Strahlungsgesetze, insbesondere das *Plancksche Wirkungsquantum* (s. d.) zu berechnen; für das letztere erhält man auf diesem Wege $(6,545 \pm 0,012) \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$

In neuerer Zeit hat sich herausgestellt, daß die Rydbergsche Konstante auch in den *Bandenspektren* (s. d.) eine ähnliche Rolle spielt wie in den *Serienspektren*. Entfernt sich nämlich das am lockersten gebundene Elektron eines Moleküls beim Leuchtvorgang so weit von den übrigen Bestandteilen des letzteren, daß die resultierende Kraftwirkung, welche es seitens des einfach-positiven Molekülionrestes erfährt, als von einem nahezu punktförmig wirksamen Kraftzentrum ausgehend angesehen werden kann, so ist man praktisch wieder beim Fall des Wasserstoffatoms angelangt, womit sich die Deutung des Auftretens von R von selbst ergibt.

Näheres s. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*. IV. Aufl. Braunschweig 1924.

S

Saalrefraktion. Bei Deklinationsbestimmungen mit Meridiankreisen zeigt sich gelegentlich eine Störung der atmosphärischen Refraktion, die durch Temperaturdifferenzen zwischen der Luft im Meridiansaal und der Außenluft entsteht. Breite Beobachtungsspalte verhindern die Saalrefraktion fast vollständig. *Bottlinger.*

Sabatierereffekt. Gelangt eine anentwickelte phot. Schicht, auf der das Bild bereits erschienen ist, ohne vorher anfixiert zu werden, an das Licht, so kehrt sich nach einiger Zeit das Bild um, d. h. es erscheint positiv, wenn es vorher negativ war (Platten, Filme), und es wird negativ, wenn es zuerst positiv war (Papiere). *Meidinger.*

Sabouraud-Noiré-Tablette. Reagens für Röntgenstrahlung zum Zwecke der Dosismessung. (Vgl. den Artikel Dosismesser für Röntgenstrahlen.)

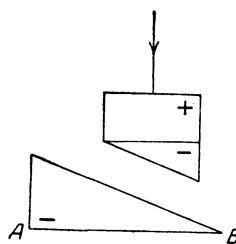
Behnken.

Saccharimeter s. Saccharimetrie.

Saccharimetrie. Man darf sagen, daß von allen Hilfsmitteln, die die Wissenschaft der Zuckerrfabrikation zur Verfügung gestellt hat, keines deren Ausbau in höherem Grade gefördert hat als der Polarisationsapparat; dieser Zweig der Physik in der Zuckerindustrie wird als Saccharimetrie bezeichnet (s. Saccharose sowie Polari-meter).

1. Saccharimeter mit Quarzkeilkompensation. Diese werden in der Zuckertechnik zur Bestimmung des Zuckergehaltes von Lösungen gebraucht und unterscheiden sich von den für wissenschaftliche Zwecke dienenden Polarisationsapparaten wesentlich dadurch, daß bei ersteren der Analysator feststehen bleibt und die Messung durch Keilkompensation erfolgt. Die Drehungswinkel werden demgemäß an einer linearen Skale abgelesen, welche unmittelbar den Prozentgehalt einer Substanz an reinem Zucker ergibt. Wegen der oft dunkel gefärbten Lösungen ist es unumgänglich notwendig, die Apparate mit weißem Licht zu beleuchten. Das ermöglichte Soleil durch die Konstruktion seiner Quarzkeilkompensation. Man kann nämlich die von einem aktiven Körper hervorgerufene Drehung der Polarisationssebene durch eine entgegengesetzt drehende, gleichfalls zwischen Polarisator und Analysator eingeschaltete Quarzplatte kompensieren, im allgemeinen nur für einfarbiges, bei einer Zuckerlösung jedoch auch für weißes Licht, weil Quarz und Zucker fast genau die gleiche Rotationsdispersion besitzen. Infolge der nicht vollkommenen Übereinstimmung in den Dispersionen ist es zur Vermeidung geringer Färbungsdifferenzen im Gesichtsfelde, die zu merklichen Fehlern Veranlassung geben können, durchaus erforderlich, das weiße Licht durch eine 1,5 cm

dicke Schicht einer 6%igen Kaliumdichromatlösung in Wasser zu reinigen. Bei den Saccharimetern bleibt also der Analysator fest in seiner Nullstellung, und die Zuckerdrehung wird durch Einschalten der nötigen Quarzdicke aufgehoben.



Quarzkeilkompensation.

Die einfache Keilkompensation (s. Figur) besteht aus einer rechtsdrehenden Quarzplatte und zwei linksdrehenden Quarzkeilen, von denen der längere in der Längsrichtung AB mittels eines Triebes verschiebbar ist. Die beiden Keile zusammen bilden also einen Linksquarz von veränderlicher Dicke. Die optischen Achsen der Quarze liegen der Pfeilrichtung parallel, in der auch die Lichtstrahlen hindurchgehen. An einer Nickelinskala wird die Verschiebung des langen Keils gemessen. Der Ablesung Null an der Skale entspricht eine mittlere Stellung des Keils, bei der die Gesamtdrehung des Linksquarzes gleich derjenigen des Rechtsquarzes ist, die Keilkompensation also genau die Drehung Null ergibt. Wird dann die Zuckerlösung eingeschaltet, so ist die zur Kompensation der Zuckerdrehung notwendige Verschiebung des Keils direkt proportional dem Drehungswinkel der Lösung. Mit der gezeichneten Keilkompensation lassen sich sowohl größere positive als auch kleinere negative Zuckerdrehungen messen. Sie befindet sich immer dicht am Analysator angebracht.

In der Zuckerpraxis werden jetzt nur noch Halbschatten-Saccharimeter verwendet, nachdem gemäß den Beschlüssen der internationalen Kommission für einheitliche Methoden der Zuckeruntersuchung die Benutzung von Farbenapparaten bei saccharimetrischen Bestimmungen im Handelsverkehr verboten worden ist. Zumeist sind die Instrumente mit dem zweiteiligen Lippichschen Halbschatten-Polarisator ausgerüstet. Demnach durchläuft in den Saccharimetern das weiße Licht der Reihe nach die folgenden optischen Teile: Dichromatgefäß, Beleuchtungslinse, Polarisator, Lippichsches Halbprisma, Flüssigkeitsröhre, Quarzkeilkompensation, Analysator und Fernrohr. Der unveränderliche Halbschatten wird meist auf nahe 8° vom Verfertiger des Apparats festgelegt. Die lineare Zuckerskala ist in gleiche Teile geteilt und von 0 bis 100 beziffert; bei einer Skalenlänge von etwa 30 mm zwischen dem Null- und Hundertpunkt können mittels eines Nonius die Zehntel abgelesen und noch $\frac{2}{100}$ geschätzt werden. Unter diesen Umständen beträgt für ein zweiteiliges Gesichtsfeld der mittlere Fehler einer Einstellung auf gleiche Helligkeit der beiden Feldhälften $\pm \frac{3}{100}$ bis $\frac{4}{100}$ Skalenteile einschließlich Ablesungsfehler.

2. Instrumente mit Ventzkescher Skale. Allgemein werden in allen Ländern mit Ausnahme von Frankreich Saccharimeter mit der deutschen Ventzke-Skale, d. i. mit 26 g Normalgewicht benutzt. Ihr Hundertpunkt ist durch die folgende Definition festgelegt: er wird erhalten, wenn man die Normalzuckerlösung, welche bei 20° in 100 wahren Kubikzentimetern 26,000 g reinen Zucker in Luft mit Messinggewichten gewogen enthält, bei 20° im 2 dm-Rohr polarisiert in einem

Saccharimeter, dessen Keilkompensation gleichfalls die Temperatur 20° hat.

Da die Herstellung einer genau den obigen Bedingungen genügenden Zuckerlösung in der Praxis zumal wegen des reinen Zuckers mit Schwierigkeiten verknüpft ist, so wird in der Regel der Hundertpunkt mit einer Normalquarzplatte von 100° Ventzke oder nahe 1,60 mm Dicke auf Richtigkeit nachgeprüft. Eine solche dreht spektral gereinigtes Natriumlicht um 34,66 Kreisgrade bei 20°. Für die Umrechnung der Ventzke-Grade in Kreisgrade hat man demnach $1^\circ \text{ Ventzke} = 0,3466 \text{ Kreisgraden (Strahl D) bei } 20^\circ$. Auch andere Stellen der Saccharimeter-Skale werden mit solchen Quarzplatten von entsprechenden Zuckerwerten (Drehungen) geeicht, natürlich unter gehöriger Berücksichtigung der Nullpunkts-Einstellungen. Ergeben sich hierbei trotz richtigen Hundertpunktes merkliche Fehler, so sind sie zumeist der optischen Unreinheit der Quarzkeilkompensation zuzuschreiben (s. Quarz). In der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt werden solche Saccharimeter-Quarzplatten auf ihre Güte (optische Reinheit, Planparallelismus, Achsenfehler) und Drehung untersucht. In das Saccharimeter sind die Quarzplatten stets so einzulegen, daß sie sich dicht bei der Keilkompensation befinden.

Nach den übereinstimmenden Untersuchungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, des Instituts für Zucker-Industrie des Vereins der Deutschen Zucker-Industrie, sowie des Bureau of Standards dreht in solchen Saccharimetern (mit Hundertpunkt entsprechend 34,66 Kreisgraden) die Normallösung des reinen Zuckers nur um $99,87^\circ$ Ventzke. In der Zuckerpraxis kommt es indessen in der Hauptsache nur auf die Rohzucker von 90 bis 97 Polarisation an, deren Lösungen vor der Polarisation stets erst mit Bleiessig oder ähnlichem geklärt und dann filtriert werden; in diesem Falle liefert aber die oben definierte, internationale Skale die richtigeren Werte für den Zuckergehalt und ist daher beizubehalten. Nur hat man zu beachten, daß für wissenschaftliche Zwecke bei der Prüfung reiner Zucker, sog. Weißzucker, die man nicht erst klärt und filtriert, zu der beobachteten Polarisation (in der Nähe von 100 Graden Ventzke) noch $0,13^\circ$ Ventzke hinzuzufügen ist, um den wahren Zuckergehalt zu bekommen.

Behufs Ermittlung des Prozentgehalts P, d. h. der Anzahl Gramm Zucker in 100 g einer zuckerhaltigen Substanz, löst man nun einfach 26,000 g der Substanz (in Luft mit Messinggewichten gewogen) in Wasser auf, verdünnt bei 20° auf 100 ccm und polarisiert diese Lösung im 2 dm-Rohr bei 20° im Saccharimeter, dessen Quarzkeilkompensation die Temperatur 20° hat, dann gibt die Skale direkt die Gewichtsprocente P an Zucker an.

Hat man bei einer von 20° abweichenden Temperatur polarisiert, so sind die Messungen auf die Normaltemperatur 20° zu reduzieren. Die Drehungswerte von Quarzplatten im Saccharimeter sind von der Temperatur unabhängig, falls Quarzplatte und Keilkompensation gleiche Temperatur besitzen. Sonst nimmt der einem Punkte der Skale entsprechende Drehungswert w mit wachsender Temperatur t zu gemäß der Gleichung

$$w_t = w_{20} + w_{20} \cdot 0,00015 (t - 20).$$

Dreht eine angenähert normale Zuckerlösung im Glasrohr bei 20° in einem Saccharimeter von 20°

um s_{20} Grad Ventzke und bei t^0 in demselben Saccharimeter von t^0 um s_t , so ist

$$s_{20} = s_t + s_t 0,00061 (t - 20),$$

wobei also s nahezu gleich 100 ist.

3. Instrumente mit Soleilscher Skale. Bei dieser französischen Skale treten an die Stelle des deutschen Normalgewichtes von 26 g und wahrer Kubikzentimeter das französische Normalgewicht von 16,29 g und französische Kubikzentimeter. Diese sind leider in die Zuckertechnik Frankreichs bei der Definition der jetzt gültigen Skale eingeführt worden: es sind 100 französische Kubikzentimeter gleich dem Volumen von 100 g Wasser von 4° in Luft mit Messinggewichten gewogen, also gleich 100,106 wahren Kubikzentimetern. Weiter soll den Normalgehalt diejenige Zuckerlösung besitzen, deren Drehung für Natriumlicht bei 20° im 2 dm-Rohr 21,67 Kreisgrade beträgt. Nach den letzten Untersuchungen von Mascart und Bénard enthält nun diese Normalzuckerlösung bei 20° in 100 französischen Kubikzentimetern 16,29 g Zucker, in Luft mit Messinggewichten gewogen. Dieser Wert 16,29 für den Hundertpunkt ist von der im französischen Finanzministerium gebildeten Kommission für einheitliche Methoden der Alkohol- und Zuckeruntersuchungen endgültig angenommen worden. Polarisiert man demnach bei 20° im 2 dm-Rohr eine Lösung von 16,29 g zuckerhaltiger Substanz (in Luft mit Messinggewichten gewogen und bei 20° zu 100 französischen Kubikzentimetern gelöst), so gibt die Skale wieder direkt die Gewichtsprocente P an Zucker an. Der Definition entsprechend ist

$$1^\circ \text{ Soleil} = 0,2167 \text{ Kreisgraden (Strahl D) bei } 20^\circ.$$

4. Inversions-Methode. Versetzt man eine wässrige Rohrzuckerlösung mit Salzsäure und erwärmt das Gemisch, so wird der Zucker invertiert, d. h. der rechtsdrehende Rohrzucker $C_{12}H_{22}O_{11}$ verwandelt sich unter Aufnahme eines Moleküls Wasser H_2O in ein linksdrehendes, Invertzucker genanntes Gemenge von 1 Mol. Dextrose $C_6H_{12}O_6$ + 1 Mol. Lävulose $C_6H_{12}O_6$. Diese Umwandlung wird mit dem Namen Inversion bezeichnet. Die spezifische Drehung des Invertzuckers hängt in bedeutend stärkerem Maße von der Konzentration und zumal der Temperatur ab als die des Rohrzuckers, so daß infolgedessen bei den polarimetrischen Messungen von Invertzucker sehr genau auf die Temperatur zu achten ist. Auf der Inversions-Methode beruht nun die Bestimmung des Zuckergehaltes bei Gegenwart noch anderer drehenden Substanzen, weil diese, wie z. B. Dextrose und Invertzucker, ihre Drehung bei der Inversion nicht verändern.

Dabei werden in der Zuckerpraxis die Drehungsmessungen natürlich wieder mittels des Saccharimeters ausgeführt, es wird also mit 26 g Normalgewicht und dem 2 dm-Rohr gearbeitet, und man beobachtet Ventzke-Grade ($^\circ V$). Behufs Bestimmung des Prozentgehalts P , d. h. der Anzahl Gramm Rohrzucker oder Saccharose in 100 g Rohzucker wird dieser zunächst in gewöhnlicher Weise (nach der unter 2. erläuterten Methode) polarisiert und ergebe $a^0 V$. Darauf wird von dem Rohzucker eine neue Lösung hergestellt und nach der folgenden genau einzuhaltenden Vorschrift invertiert.

Man wägt das halbe Normalgewicht 13,000 g des Rohrzuckers in Luft mit Messinggewichten ab, löst in einem Hundertkölbchen mit 75 ccm Wasser auf, fügt 5 ccm Salzsäure von 1,19 spezifischem Gewicht hinzu, schwenkt um und setzt das Kölbchen in ein bereits auf 68° erwärmtes Wasserbad. In ihm bleibt das Kölbchen, dessen Inhalt häufig umgeschüttelt wird, 10 Minuten lang, dann ist die Inversion beendet. Hierauf wird sogleich die invertierte Lösung durch Einstellen des Kölbchens in kaltes Wasser schnell auf 20° abgekühlt, mit Wasser bis zur Marke (100 ccm) aufgefüllt und gut durchmischt.

Ergibt die so behandelte Lösung im 2 dm-Rohr untersucht bei der Temperatur t die Drehung $a^0 V$, so beträgt die auf 26 g Normalgewicht bezogene Drehung nach der Inversion $2 a'$. Damit die zu eliminierende Drehung der Nicht-Saccharose vor und nach der Inversion gleich groß sei, müssen die Polarisationen a und a' bei der gleichen Temperatur ausgeführt werden. Alsdann ist

$$P = \frac{a - 2 a'}{1,3300 - 0,005 (t - 20)}$$

Als Beispiel werde die Untersuchung eines Zucker-Sirups angeführt: $a = 15,13^0 V$, $a' = -13,62^0 V$, $t = 18,8^\circ$, dann enthält der Sirup

$$P = \frac{15,13 + 27,24}{1,3300 + 0,0060} = 31,71 \text{ Prozent Rohrzucker.}$$

Handelt es sich um Invertzucker als Nicht-Saccharose, so darf diese optische Inversions-Methode nur bei Gegenwart größerer Mengen (über zwei Prozent) Invertzuckers angewandt werden. Sonst wird der Gehalt an Invertzucker direkt auf chemischem Wege gewichtsanalytisch mit Hilfe der Fehlingschen Kupferlösung ermittelt.

Eine besondere Berechnung des Zuckergehalts P verlangen raffinoseverdächtige kristallisierte Zucker. Da das Drehungsvermögen der Raffinose bedeutend stärker als das der Saccharose ist, so kommt ein Zucker in den Verdacht, Raffinose zu enthalten, sobald er eine auffällig hohe, seiner sonstigen Beschaffenheit anscheinend nicht zukommende Polarisation aufweist. Man darf in solchem Falle auf Anwesenheit von Raffinose schließen, wenn der Zucker von spitziger Beschaffenheit ist, d. h. eine teilweise nadelförmige Kristallisation zeigt. Ferner werden auch Zuckerabläufe auf Raffinosegehalt untersucht. Da nun bei der Inversion auch die Raffinose sich spaltet, so geht ihre Rechtsdrehung ebenfalls erheblich zurück, indem sie sich fast um die Hälfte vermindert. Deshalb kommt in diesem Falle eine besondere Raffinose-Rechnungsformel in Anwendung, die aber bei Gegenwart von Invertzucker nicht benutzt werden darf. Hat man nämlich bei $t = 20^\circ$ die Polarisationen a vor und a' nach der Inversion wie oben erhalten, so wird

$$P = \frac{0,5124 a - 2 a'}{0,839}$$

und der Prozentgehalt R an wasserfreier Raffinose $C_{18}H_{32}O_{16}$

$$R = \frac{a - P}{1,852}$$

Als Beispiel sei die Untersuchung eines Zuckerablaufs gegeben: $a = 76,64^0 V$, $a' = -1,57^0 V$, dann enthält der Ablauf

$$P = \frac{0,5124 \cdot 76,64 + 3,14}{0,839} = 50,6 \text{ Prozent Rohrzucker}$$

und

$$R = \frac{76,64 - 50,55}{1,852} = 14,1 \text{ Prozent Raffinose.}$$

Erwähnt seien noch die in der Zuckertechnik viel benutzten Begriffe des Zuckerquotienten und des Rendements. Als Reinheitsgrad, Reinheitsquotienten oder auch kurz Quotienten Q eines zuckerhaltigen Stoffes bezeichnet man diejenige Zahl, welche angibt, wieviel Prozent Saccharose in der Trockensubstanz B des Stoffes vorhanden sind. Es ist eine Füllmasse, ein Saft desto reiner und besser, je größer ihr Quotient gefunden wird. Der Quotient berechnet sich nach der Gleichung

$$Q = \frac{100 P}{B},$$

weil sich verhält $B:P = 100:Q$. Ergibt z. B. die Analyse einer Füllmasse $P = 80,1\%$ Zucker, $8,6\%$ Wasser oder aber $B = 91,4\%$ Trockensubstanz, so ist der Quotient $Q = 87,6\%$ Zucker.

Rendement oder Raffinationswert eines Handels-Zuckers nennt man die Zahl, welche angibt, wieviel kristallisierter Zucker bei dem Raffinationsprozeß aus dem Rohzucker zu gewinnen oder auszubringen ist. Salze wirken nämlich melassebildend, weil sie die Saccharose am Kristallisieren verhindern. Wie üblich nimmt man an, daß durch je 1 Gewichtsteil der in den Rohzuckern enthaltenen löslichen Salze bei der Raffinationsarbeit 5 Gewichtsteile Saccharose der Melasse zugeführt werden. Bei der Rendements-Berechnung wird deshalb der Salzgehalt (d. i. die Aschenprocente nach Abzug der unlöslichen mechanischen Verunreinigungen), sowie auch der Invertzuckergehalt mit 5 multipliziert und daraufhin von dem Zuckergehalt P subtrahiert. Z. B. berechnet sich für einen Rohzucker von $P = 93,6\%$ Saccharose, $1,23\%$ Salzen und $0,14\%$ Invertzucker der Raffinationswert zu $93,6 - 5(1,23 + 0,14) = 86,8\%$ Zucker.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Saccharose. Die Lösungen von Rohrzucker $C_{12}H_{22}O_{11}$ besitzen die Eigenschaft, die Polarisationsebene eines hindurchgehenden Lichtstrahles um einen gewissen Winkel zu drehen. Im besonderen ist die spezifische Drehung des in Wasser gelösten Zuckers für Natriumgelb bei der Temperatur $t = 20^\circ$ im Mittel $[\alpha]_{20} = 66,540$, d. h. der Drehwinkel beträgt in Grad

$$(1) \quad \alpha = 0,66540 l q, \text{ woraus } q = 1,5029 \frac{\alpha}{l}.$$

Hierin bedeutet l die Länge der angewandten Röhre in Dezimeter und q die Anzahl Gramm Zucker in 100 ccm Lösung.

Soll bei der Ermittlung der Konzentration q der höchste Grad der Genauigkeit erreicht werden, so ist die Abhängigkeit der Drehung $[\alpha]$ von q zu berücksichtigen gemäß Gleichung

(2) $[\alpha]_{20} = 66,473 + 0,00870 q - 0,000235 q^2$ (gültig für $q < 65$). Mit dem nach Gleichung 1) gefundenen, genäherten Wert für q berechnet man nach Gleichung 2) den genauen Wert von $[\alpha]$, setzt diesen in die Gleichung 1) ein und findet nunmehr den genauen Wert von q . Oder die Berechnung erfolgt nach der Gleichung

$$q = 1,5043 \frac{\alpha}{l} - 0,0002959 \left(\frac{\alpha}{l}\right)^2 + 0,00001201 \left(\frac{\alpha}{l}\right)^3.$$

Zur Ermittlung des Prozentgehalts P , d. h. der Anzahl Gramm Zucker in 100 g einer zuckerhaltigen Substanz, löst man, wie jetzt in der Saccharimetrie üblich, 26,000 g der Substanz (in Luft mit Messinggewichten gewogen) in Wasser auf, verdünnt bei 20° auf 100 ccm und polarisiert diese Lösung im 2 dm-Rohr bei 20° ; der beobachtete Drehungswinkel sei α . Dann ist, da man für die 26,000 g auf den luftleeren Raum reduziert 26,016 g nehmen kann,

$$[\alpha] = \frac{100 \alpha}{1 \cdot 0,26016 P}; P = \frac{100 \alpha}{2 \cdot 0,26016 \cdot 66,540} = 2,8883 \alpha.$$

Hier genügt es fast immer, $[\alpha]$ als konstant anzunehmen. Die Berücksichtigung der Veränderlichkeit von $[\alpha]$ mit der Wassermenge würde sonst ähn-

lich wie vorher mit Hilfe der Gleichung 2) erfolgen, indem für die polarisierte Lösung $q_{20} = 0,26016 P$ ist. Benutzt man statt des 2 dm-Rohres ein solches, dessen Länge 1,9256 dm bei 20° beträgt, so wird einfach $P = 3\alpha$.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß es bisher nicht gelungen ist, Saccharose merklich völlig rein darzustellen, hauptsächlich wegen der ihr anhaftenden verwandten Zuckerarten. Die spezifische Drehung verschiedener, möglichst gut gereinigter Zuckersorten kann bis zu $\pm 0,05\%$ schwanken.

Von der Temperatur hängt die Drehung in Rohrzuckerlösungen merklich ab. Für die in der Saccharimetrie gebräuchliche, deutsche Normalzuckerlösung ($p = 23,7038$ Gramm Zucker in 100 g Lösung) ist in einem Glasrohr mit dem Ausdehnungskoeffizienten 0,000008 für $t = 9$ bis 31° und Natriumlicht

$$\alpha_{20} = \alpha_t + \alpha_t 0,000461 (t - 20).$$

Während sich der Temperaturkoeffizient des Drehwinkels α nicht mit t ändert, ist derjenige der spezifischen Drehung $[\alpha]$, $\delta_t = \frac{1}{[\alpha]_t} \frac{d[\alpha]_t}{dt}$, eine

Funktion von t :

$$\delta_{10} = -0,000242 \quad \delta_{20} = -0,000184 \\ \delta_{30} = -0,000121.$$

In der Nähe von $t = 20^\circ$ gilt also

$$[\alpha]_t^D = [\alpha]_{20}^D [1 - 0,000184 (t - 20)].$$

Die Rotationsdispersion, d. i. das Drehvermögen $[\alpha]$ als Funktion der benutzten Wellenlänge λ des Lichtes in Luft zeigt die folgende Tabelle:

λ in μ	$[\alpha]_{18}$
0,250	543,0
0,300	297,7
0,350	192,9
0,400	149,9
0,450	122,2
0,500	99,8
0,589	66,8
0,657	53,1

Mit dem Lösungsmittel ändert sich $[\alpha]_{20}^D$ stark; so beträgt die spezifische Drehung in Wasser 66,5, in Pyridin 84,4, in Ameisensäure 40,0.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Säkulare Störungen s. Säkulare Variation des Erdmagnetismus; Störungen; Störungstheorie.

Säkulare Variation des Erdmagnetismus, der Vorgang der langsamen Veränderung des erdmagnetischen Feldes (s. Erdmagnetismus) von Jahr zu Jahr, setzt sich aus zwei ganz verschiedenen Anteilen zusammen. Der eine entspricht einer wirklichen Veränderung der Magnetisierung des Erdkörpers, vorzugsweise der Rinde und erfolgt über große Erstreckung hin im gleichen Sinn. Man kann z. Z. ein zusammenhängendes Gebiet abnehmender Magnetisierung feststellen mit dem Hauptkern in der Atlantis westlich von Nordafrika und zwei Nebenkernen in Nordkanada und nördlich von Australien, und zwei Gebiete zunehmender Magnetisierung um Kerne bei Grönland und in der Antarktis. Der andere Anteil der säkularen Variation des Erdmagnetismus entstammt äußeren Kräften und ist eine Folge der von Jahr zu Jahr verschiedenen Tätigkeit der elektrischen Strahlung der Sonne (s. d.). Dieser Teil ist eine Summierung der Störungen (s. d.) und Nachstörungen (s. d.).

und somit ein Weltphänomen, das auf allen Observatorien südlicher und mittlerer Breiten ähnlich abläuft.

Die alte Auffassung, daß die säkulare Variation durch eine Wanderung der magnetischen Pole zustande komme, ist aufzugeben, vielmehr wandern diese infolge der säkularen Variation und daher nur langsam. Es ist äußerst unwahrscheinlich, daß in dem ersten Anteil der säkularen Variation eine Periode enthalten sei, die Veränderungen, wie sie tatsächlich beobachtet sind, zeigen nur in Europa einen welligen Gang.

A. Nippoldt.

Näheres s. J. Bartels, Versuch einer analyt. Darstellg. d. Säk. Var. 1902—1920. Abhdl. Meteorol. Inst. 8. (2). Berlin 1925.

Sättigung, magnetische. Wenn man beim Magnetisieren einer Eisenprobe die Feldstärke immer mehr steigert, so kommt man schließlich zu einem Punkt, von dem ab die Magnetisierungsintensität nicht mehr steigt, sondern konstant wird; man sagt dann, das Material sei gesättigt (mit Magnetismus). Man hat sich vorzustellen, daß dann die magnetischen Achsen der sämtlichen kleinen Molekularmagneten, aus denen das Material aufgebaut ist, vollständig in die Richtung des Magnetfeldes fallen (s. „Magnetismus“). Es ist praktisch, zur Charakterisierung des Sättigungswertes statt der Größe \mathfrak{J}_∞ lieber die Größe $4\pi \mathfrak{J}_\infty$ zu wählen (\mathfrak{J} = Magnetisierungsintensität), da man hieraus durch Hinzufügen der bekannten Feldstärke \mathfrak{H} alle Induktionen oberhalb dieser Feldstärke nach der Beziehung $\mathfrak{B} = 4\pi \mathfrak{J}_\infty + \mathfrak{H}$ berechnen kann.

Für reines Eisen tritt die Sättigung etwa bei einer Feldstärke von $\mathfrak{H} = 2000$ ein; der Sättigungswert $4\pi \mathfrak{J}_\infty$ selbst hat sich nach den Messungen in der Reichsanstalt in befriedigender Übereinstimmung mit anderweitigen Messungen zu 21600 ergeben. Legierung mit anderen Stoffen bewirkt, daß die Sättigung erst bei höheren Feldstärken eintritt, während der Sättigungswert ständig abnimmt, und zwar entweder entsprechend dem Volumen des zugesetzten unmagnetischen Stoffs oder noch stärker, wie beim Kohlenstoff oder Mangan. Auch das selbst ferromagnetische Nickel, dessen Sättigungswert etwa 6000 beträgt, setzt, wie zu erwarten war, den Sättigungswert des Eisens herab, nicht aber das ferromagnetische Kobalt. Dies erhöht, trotzdem sein Sättigungswert nur etwa 17700 beträgt, nach den Versuchen von Preuß und Weiß den Sättigungswert des reinen Eisens ganz erheblich, und zwar gibt den höchsten Wert eine Legierung mit 34,5% Kobalt, welche der chemischen Verbindung Fe_2Co entspricht; in der Reichsanstalt wurde derselbe zu 23680 bestimmt, also etwa um 10% höher, als derjenige des reinen Eisens. Diese Eigenschaft ist bereits zur Konstruktion von Polspitzen von Elektromagneten, für welche eine möglichst große Permeabilität bei hohen Feldstärken Bedingung ist, praktisch verwendet worden und dürfte auch bei der Herstellung von Dynamoankern, deren Zähne ebenfalls hohe Permeabilität besitzen sollen, gute Dienste leisten.

Gumlich.

Sättigungsdefizit. Betrag jener Dampfspannung, die zur Sättigung der Luft mit Wasserdampf bei gegebener Temperatur und Feuchtigkeit noch fehlt (s. Luftfeuchtigkeit).

O. Baschin.

Sättigungsdruck. Sättigungsdruck oder Sättigungsdruckspannung, auch wohl Dampfdruck oder Dampfspannung, nennt man den Druck, den der Dampf

eines Körpers besitzt, wenn er sich im Sättigungszustande befindet, d. h. wenn in der Raumeinheit die größtmögliche Masse des betreffenden Körpers in dampfförmigem Zustande vorhanden ist. Dies ist dann der Fall, wenn der Dampf mit der chemisch gleichartigen Flüssigkeit bzw. dem chemisch gleichartigen festen Körper in Berührung steht und sich zwischen den beiden aneinander grenzenden Phasen ein Gleichgewicht hergestellt hat.

Der Sättigungsdruck ist ebenso wie alle Größen des Sättigungszustandes eine Funktion nur einer einzigen Zustandsvariablen, als welche man fast immer die Temperatur wählt.

Zur praktischen Beobachtung des Sättigungsdruckes kommen hauptsächlich zwei Methoden in Betracht, die als die statische und die dynamische bezeichnet werden. Die statische besteht darin, daß man ein Volumen, etwa ein Glaskölbchen, welches mit einem Quecksilbermanometer in Verbindung steht, teilweise mit dem Stoff (fester Körper oder Flüssigkeit) füllt, dessen Sättigungsdruck untersucht werden soll, wobei sorgfältig alle fremden Bestandteile fernzuhalten sind. Taucht man dann das Kölbchen in ein Bad bekannter Temperatur, so ist an dem Quecksilbermanometer sofort der zugehörige Sättigungsdruck ablesbar. Die Temperatur darf indessen nicht so weit gesteigert werden, daß alle Flüssigkeit verdampft ist. Andererseits ist darauf zu achten, daß die Verbindungsrohre zwischen dem Kölbchen und dem Manometer sich nicht auf tieferer Temperatur als das Bad befinden, da sonst an diesen Stellen Kondensation eintritt und der gemessene Druck nicht mehr der Badtemperatur zugeordnet werden darf. Er entspricht vielmehr stets der kältesten Stelle, mit der er in Berührung steht. Die statische Methode ist deshalb ohne besondere Hilfsmittel (wie künstliche Heizung des Manometers) nur für Dampfdrucke unterhalb Zimmertemperatur anwendbar. In diesem Gebiet ist sie von Stock in seinen Dampfthermometern zur Temperaturmessung verwendet worden, indem er nach vorausgegangener empirischer Eichung aus dem gemessenen Sättigungsdruck, der bis herab zu etwa $\frac{1}{2}$ Atm. stärker von der Temperatur abhängt als der Druck eines Gasthermometers konstanten Volumens, die Temperatur ableitete.

Die dynamische Methode zur Ermittlung des Sättigungsdruckes besteht darin, daß die Flüssigkeit, welche unter einem bestimmten Gasdruck steht, durch eine Wärmequelle zum Sieden erhitzt und nun die Temperatur des Dampfes oberhalb der Flüssigkeit oder in einem vom Dampf durchströmten Rohr gemessen wird. Die so gewonnenen Wertepaare von Druck und Temperatur stimmen mit den Ergebnissen der statischen Methode überein. Ihre wichtigste und häufigste Anwendung findet die dynamische Methode bei der Beobachtung des Wassersiedepunktes als eines der thermometrischen Fundamentalpunkte. Während hier also aus dem Dampfdruck auf die Temperatur geschlossen wird, schließt man bei den hypsometrischen Siedeapparaten aus der Temperatur des Dampfes auf den auf der Flüssigkeit lastenden Druck und ermittelt somit beim Sieden an der Atmosphäre den Barometerstand.

Es ist oft versucht worden, den Zusammenhang zwischen Sättigungsdruck p und Temperatur T durch einen mathematischen Ausdruck wiederzugeben. Dabei hat sich gezeigt, daß in einem größeren

Beobachtungsgebiet der Druck p nicht gut als Potenzreihe der Temperatur darzustellen ist. Vorteilhafter ist es, sich logarithmischer Funktionen zu bedienen. Die Versuche zur theoretischen Begründung einer Formel beschränken sich fast ganz auf das Gebiet unterhalb einer Atmosphäre und knüpfen an die Gleichung von Clapeyron-Clausius (s. d.) an, durch welche die molekulare Verdampfungswärme λ als Funktion von p und T dargestellt werden kann, indem man $\lambda = T(v_2 - v_1) \frac{dp}{dT}$ setzt und mit v_2 und v_1 die molekularen Volumina von Dampf und Flüssigkeit im Sättigungszustand bezeichnet. λ ist wenig mit der Temperatur veränderlich und läßt sich nach Nernst gut durch die empirische Beziehung $\lambda = (\lambda_0 + aT - \varepsilon T^2) \left(1 - \frac{p}{p_k}\right)$ wiedergeben, wenn p_k den kritischen Druck bedeutet. Entsprechend gilt unter Benutzung der molekularen Gaskonstante \mathfrak{R} für die Differenz der Molekulare volumina $(v_2 - v_1) = \frac{\mathfrak{R}T}{p} \left(1 - \frac{p}{p_k}\right)$. Unter Einsetzung dieser Größen ist die Clapeyron-Clausiusche Gleichung integrierbar und liefert für den Sättigungsdruck die Beziehung $\ln p = -\frac{\lambda_0}{\mathfrak{R}T} + \frac{a}{\mathfrak{R}} \ln T - \frac{\varepsilon}{\mathfrak{R}} T + i$.

Es läßt sich nachweisen, daß der Koeffizient a in erster Näherung durch die Differenz der Molekulärwärmern von Dampf und Flüssigkeit bei konstantem Volumen ($C_p - C_1$) zu ersetzen ist. Nernst findet gute Übereinstimmung mit der Erfahrung, wenn rein empirisch $a = 3,5$ eingeführt wird. Die genannte Dampfdruckformel, mit deren Konstanten auch die Verdampfungswärme und die Differenz der spezifischen Volumina darstellbar sind, hat sich gut bewährt. Für den Fall, daß die Formel auf sehr tiefe Temperaturen Anwendung findet, steht die Integrationskonstante i mit der sog. chemischen Konstanten $i' = i - \ln \mathfrak{R}$ in naher Beziehung, die zur Berechnung der Affinität einer chemischen Reaktion von großer Bedeutung ist. Auf Grund quantentheoretischer Überlegungen ist von verschiedenen Forschern in Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet worden, daß für einatomige Gase i den Wert $-1,588 + 1,5 \ln M$ besitzt, wenn M das Molekulargewicht des Körpers bedeutet und die Atmosphäre als Druckeinheit dient.

Das Glied mit ε kann häufig vernachlässigt werden. Durch die so gekürzte Formel, in der $a = C_p - C_1$ gesetzt wurde, hat H. Hertz die Dampfspannung des Quecksilbers in mustergültiger Weise darstellen können. Einer Formel derselben Art bedienten sich Scheel und Heuse, um ihre Beobachtungen über den Dampfdruck des unterkühlten Wassers (bis -15°) und des Eises bis -70° in eine mathematische Form zu bringen, der die Messungen restlos wiedergibt.

Der Ausdruck $\log p = A - \frac{B}{T} + C \log T$ mit den empirischen Konstanten A, B, C wird gewöhnlich die Rankinesche Formel genannt, doch ist sie 8 Jahre vor Rankine bereits von Kirchhoff vorgeschlagen worden.

In nicht sehr großen Temperaturbereichen erhält man eine gute Interpolationsformel, wenn man auch das Glied mit $\log T$ unberücksichtigt läßt,

so daß $\log p = A - \frac{B}{T}$ zu setzen ist. Van der

Waals leitete die Dampfdruckformel $\ln \frac{p}{p_k} = f \cdot \left(1 - \frac{T_k}{T}\right)$ ab, in der p_k und T_k den kritischen Druck und die kritische Temperatur bezeichnen.

Früher wurde häufiger als die genannte Formel die von Biot aufgestellte benutzt; diese lautet $\log p = a + b \alpha^t + c \beta^t$, in der a, b, c, α, β empirische Konstante darstellen.

Verfolgt man den Sättigungsdruck p über einer unterkühlten Flüssigkeit und vergleicht ihn mit dem Sättigungsdruck p' über der erstarrten Flüssigkeit gleicher Temperatur, so findet man, daß p' stets kleiner als p ist. Im Tripelpunkt sind p und p' gleich, ferner ist hier $T \frac{dp}{dt} = \frac{q}{\sigma}$ und $T \frac{dp'}{dt} = \frac{q + q'}{\sigma}$,

wenn q die Verdampfungswärme, q' die Schmelzwärme und σ das spezifische Volumen des Dampfes bedeuten. Bei allen Körpern ist $\frac{q + q'}{\sigma} > \frac{q}{\sigma}$.

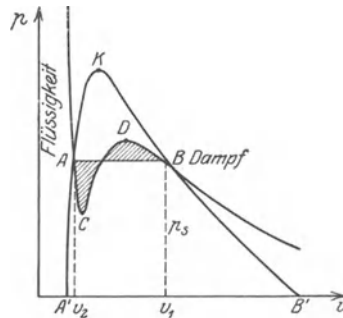
Der Sättigungsdruck weicht vom normalen Wert ab, falls die Flüssigkeitsoberfläche stark gekrümmt ist. Bezeichnet man die Hauptkrümmungshalbmesser der Oberfläche mit R_1 und R_2 (positiv bei konvexer Fläche), ferner mit δ die Dichte des Dampfes, mit D die Dichte der Flüssigkeit, mit α die Oberflächenspannung, so ist die Differenz $p_1 - p$ des beobachteten Sättigungsdruckes gegen denjenigen bei ebener Oberfläche

$$p_1 - p = \frac{\delta \alpha}{D - \delta} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Für Flüssigkeitstropfen von Radius R erhält man entsprechend $p_1 - p = \frac{2 \alpha \delta}{DR}$. Bei Wassertropfchen und Zimmertemperatur hat diese Differenz den Wert $\frac{1}{R} \cdot 0,00026$, wenn R in Millimeter gemessen wird.

Vgl. auch Nernstsches Theorem, Siedepunkt und Sublimation. *Henning.*

Sättigungsgebiet. Das Sättigungsgebiet umfaßt alle diejenigen Zustände, welche in dem Isothermendiagramm $p = f(v)$ (s. d. Fig.) von der Kurve $A'A'KB'B'$ umschlossen werden. Der Zweig KB'



Sättigungsgebiet $A'A'KB'B'$ im Isothermendiagramm.

dieser Kurve stellt das Sättigungsvolumen v_1 des Dampfes und der Zweig KA' das Sättigungsvolumen v_2 der mit dem Dampf im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit als Funktion des Sättigungs-

druckes p dar. Die Kurve ist aus der Zustandsgleichung abzuleiten, wenn man ein Ergebnis der Thermodynamik hinzunimmt, demzufolge die beiden Flächenstücke, welche zwischen der theoretischen Isotherme A C D B und der Ordinate $p = p_s$ liegen, gleich groß sein müssen (Maxwellsches Kriterium). Damit ist für eine gegebene Isotherme die Ordinate $p = p_s$ bestimmt und die Lage der zugehörigen Punkte A und B des Sättigungsgebiets eindeutig festgelegt. Das zwischen A und B gelegene S-förmige Stück der Isotherme, das aus der van der Waals'schen Gleichung (s. d.) berechnet werden kann, schrumpft mit steigender Temperatur immer weiter zusammen und wird in der kritischen Isotherme nur noch durch einen Punkt K, den sog. kritischen Punkt (s. d.) dargestellt. Die spezifischen Volumina von Flüssigkeit und Dampf fallen hier also in einen Wert zusammen, und beide Aggregatzustände sind nicht mehr zu unterscheiden. — Komprimiert man ein Gas, das sich unterhalb des kritischen Punktes befindet, bei konstanter Temperatur, so nimmt sein Druck nicht mehr zu, sobald im Punkt B das Sättigungsgebiet erreicht ist. Gleichzeitig beginnt die Verflüssigung, und das ganze zur Verfügung stehende Volumen ist mit Flüssigkeit angefüllt, wenn im Punkt A die andere Grenze des Sättigungsgebiets erreicht ist. Von dieser Stelle ab wächst bei weiterer Volumenverminderung der Druck wieder an. — Der ganze Vorgang wird in umgekehrter Richtung durchlaufen, wenn eine Flüssigkeit unterhalb des kritischen Punktes dilatiert wird.

S. auch Sättigungsdruck. *Henning.*

Sättigungsstrom, elektrischer Strom, welchem nur eine bestimmte Anzahl pro Sekunde auftretender Träger, Ionen, Elektronen zur Verfügung steht, so daß, wenn der Strom bis zur Überführung sämtlicher entstehenden Träger pro Sekunde an die Elektroden angestiegen ist, ein weiteres Ansteigen nicht möglich ist, daher ein von der angelegten Spannung unabhängiger, konstanter Strom sich ergibt. Derartige Sättigungsströme treten in festen Leitern, wie Metallen, nicht auf, da die anscheinend vorhandenen freien Elektronen durch die Grenzflächen der einzelnen Leiter frei hindurchströmen, und durch Steigerung der Spannung eine gesteigerte Strömungsgeschwindigkeit und so eine stets wachsende Stromstärke erreicht werden kann. Es ist denkbar, daß die Elektronenreibung mit der Geschwindigkeit so zunimmt, daß sich eine bestimmte Geschwindigkeit nicht überschreiten läßt, d. h. daß tatsächlich ein Sättigungsstrom eintritt, jedoch wird eine solche Erscheinung durch Schmelzen bzw. Verdampfen des Leiters unmöglich gemacht; unterhalb des Schmelzpunktes ist sie bei guten Leitern nicht gefunden worden. Bei allerhand schlechten Leitern jedoch, bei denen kein Hindurchtreten freier Elektronen stattfindet, sondern bei denen die Leitung nur von den in ihnen selbst entstehenden Trägern, Ionen, Elektronen abhängt, treten solche Sättigungsströme auf. Hierzu gehören organische Flüssigkeiten, ferner Gasstrecken, die durch unveränderliche Quellen, insbesondere radioaktive Substanzen, ionisiert sind. Bei Gasstrecken ist der Sättigungsstrom jedoch kein vollkommener, denn bei fortschreitend erhöhter Spannung tritt zunächst ein Anstieg, dann ein Sättigungsstrombereich, schließlich aber infolge anwachsender Stoßionisation wieder ein starkes Anwachsen ein, das bis zu den höchsten Stromstärken führen kann.

Sehr häufig gebrauchte Anordnungen, welche Sättigungsströme ergeben, sind Hochvakuumstrecken, bei denen eine Elektrode Elektronen, Ionen oder ähnliche Träger in das Vakuum emittiert. Derartige Quellen sind belichtete (photoelektrische) oder bestrahlte oder glühende Kathoden oder radioaktive Elektroden. Da bei bestrahlten Elektroden die Emission (meist von Elektronen) nur von Bestrahlung und Oberfläche, bei Glühkathoden von Temperatur und Oberfläche, bei radioaktiven Elektroden nur von Menge und Charakter der Substanz abhängig ist, kann in allen Fällen als maximaler Strom trotz beliebig erhöhter Spannung nur die pro Sekunde emittierte Elektrizitätsmenge erreicht werden. Bei Glühkathoden läßt sich nach scheinbarem Erreichen des Sättigungsstromes durch stark erhöhte Spannung trotz gleichbleibender Temperatur noch eine erhebliche Erhöhung des Stromes erzielen, was auf die Überwindung der Bildkraft zurückzuführen ist. Andere Ursachen, die oft das Auftreten eines klaren Sättigungsstromes verschleiern, sind ungünstige Elektrodenanordnung (mit sehr starkem Raumladungseffekt) oder Rückwirkung der Entladung auf die Glühkathode (sog. Rückheizung) oder ungenügendes Vakuum.

S. auch Elektrizitätsleitung in Gasen und Unselbständige Gasentladung. *H. Rukop.*

Säule von Zamboni s. Zambonische Säule.

Säure-Alkali-Kette s. Gaskette und Hydrolyse.

Säuren s. Basen.

Sagittalschnitt, sagittale Bildfläche, sagittaler Bildpunkt s. Optische Abbildung und Sphärische Abweichung.

Saigerung (vgl. auch Erstarrungsvorgang metallischer Körper) heißt in der Metallurgie der Vorgang, daß sich aus den vermischten Schmelzen mehrerer Metalle bei langsamem Abkühlen ein Bodenkörper von wesentlich anderer Zusammensetzung als die Schmelze abscheidet, wodurch die Anreicherung oder Reingewinnung eines Metalles erreicht werden kann (z. B. bei der Silbergewinnung aus Bleierzen).

Günther.

Saint Venantsches Prinzip (der elastischen Gleichwertigkeit von statisch gleichwertigen Kräftesystemen). Nach diesem Prinzip nimmt die Größe der von einem Gleichgewichtssystem (d. i. ein Kräftesystem von verschwindender Ersatzkraft und von verschwindendem Moment) erzeugten Verzerrungen und Spannungen sehr rasch mit zunehmender Entfernung der betrachteten Stelle von der Laststelle ab, d. h. die Wirkung eines Gleichgewichtssystems ist praktisch nur in der nächsten Umgebung der Laststelle von Bedeutung. In Entfernungen, welche groß gegenüber den Abmessungen des unmittelbar beanspruchten Körperteils sind, kann die Wirkung des Gleichgewichtssystems vernachlässigt werden.

Aus dem Saint-Venantschen Prinzip folgt, daß man jedes Kräftesystem durch eine statisch gleichwertige Belastung (von gleicher Ersatzkraft und gleichem Moment) ersetzen kann, solange man nur die Verzerrungen und Spannungen in größerer Entfernung von der Laststelle, nicht aber die in deren nächster Umgebung, betrachtet. Von diesem Ersatz wird sehr oft Gebrauch gemacht, so z. B., wenn man an Stelle von Pressungen, die auf eine sehr kleine Fläche wirken, eine statisch gleichwertige Einzelkraft setzt. Besonders häufige Anwendung findet das Saint-Venantsche Prinzip

in der Theorie der dünnen Stäbe und Schalen. Nach ihm erzeugen alle die verschiedenen Verteilungen der Randspannungen praktisch den gleichen Spannungs- und Verzerrungszustand, ausgenommen in der unmittelbaren Nähe des Randes, wo sich je nach der Art der Spannungsverteilung Unterschiede in den Spannungen und Verzerrungen ergeben, welche man zusammenfassend als „lokale oder Randstörungen“ bezeichnet. Dementsprechend begnügt man sich im allgemeinen damit, nur Spannungsergebnisse und Spannungsmomente am Rande zu betrachten, ohne daß man sich um die Verteilung der Spannungen über den Randquerschnitt kümmert. Eine eventuelle ungenaue Erfüllung der Randbedingungen nimmt man dabei gerne in Kauf, weil man weiß, daß die Randstörungen sich auf einen kleinen Bereich beschränken, der praktisch nicht von großer Bedeutung ist.

F. Schleicher.
Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Dtsch. von Timpe). Leipzig 1907.

Saite ist ein fester Körper von einer vorwiegend ausgebildeten Dimension, der einer Biegung keinen Widerstand entgegengesetzt und deshalb auch keine Biegungs-(Transversal-)Schwingungen ausführen kann, solange die Saite nicht durch eine äußere Kraft gespannt ist. Sie kann demgemäß definiert werden als ein Stab, dessen Querschnitten im Verhältnis zur Länge so gering sind, daß er nur sehr geringe und im idealen Grenzfall gar keine Steifigkeit besitzt. Sie ist das eindimensionale Analogon zur Membran (s. d.) und verhält sich zu dieser wie ein Stab (s. d.) zu einer Platte (s. d.). S. auch Saitenschwingungen.

E. Waetzmann.

Saitenelektrometer (Lutz). Ein Fadenelektrometer (s. d.), bei dem der am oberen und unteren Ende befestigte Faden sich in der Mitte zwischen zwei Schneiden befindet, die auf verschiedenes Potential gebracht werden. Die Ausbiegung des Fadens wird mit einem Mikroskop abgelesen, dessen Okular eine feine Skala trägt. Die Schaltung für Schneiden und Nadel ist die gleiche, wie beim Quadrantenelektrometer für die Quadranten und die Nadel. Die Fadenspannung kann durch eine am unteren Ende des Instruments angebrachte feine Mikrometerschraube reguliert werden. Bei anderen Formen ist das untere Ende des Elektrometerfadens in der Mitte eines ausgespannten Quarzfadens befestigt. Bezugsquelle: Dr. Edelmann & Söhne.

W. Jaeger.

Saitengalvanometer (Einthoven). Dieses Galvanometer unterscheidet sich von den Drehspulgalvanometern (s. d.) nur dadurch, daß nicht die Ablenkung einer Spule, sondern die Ausbiegung eines Fadens, der vom Strom durchflossen wird, zur Beobachtung kommt. Man benutzt dazu einen versilberten Quarzfaden oder einen sehr feinen Metallfaden, der sich in einem starken, magnetischen Felde (ca. 20000 Gauß) befindet. Die sehr kleine Ausbiegung wird mit einem starken Mikroskop beobachtet. Der Vorteil besteht in einer sehr großen Stromempfindlichkeit bei allerdings auch sehr erheblichem Widerstand. Das Galvanometer besitzt durch die Luft eine starke Dämpfung und stellt sich fast augenblicklich ein. Die Empfindlichkeit beträgt etwa 10^{-11} Ampere pro Teilstrich Ausschlag bei 10000 Ohm Widerstand; man kann noch 10^{-12} Ampere wahrnehmen. *W. Jaeger.*
Näheres s. Einthoven, Ann. Phys. 12, 1059; 1903.

Saiteninstrumente. Zu ihnen gehören erstens die Streichinstrumente (s. d.), zweitens das Klavier (s. d.) und ähnliche Instrumente und drittens Gitarre, Harfe, Zither und ähnliche Instrumente.

Bei der letztgenannten Gruppe von Saiteninstrumenten werden die Saiten mit dem Finger oder einem Stift (Plektron, Ring der Zitherspieler), oder auch, wie bei der Mandoline, mit einem gespitzen Federkiel gezupft oder gerissen.

Von den sechs Saiten der Gitarre (Tonumfang e bis d_4) sind die drei tief klingenden aus Seide, die mit Silberdraht umspinnen ist, hergestellt, die drei anderen sind Darmsaiten.

Die Saiten der Harfe (Tonumfang H_2 bis e_4) sind bis auf die tiefsten, die mit Draht umspinnene Metallsaiten sind, Darmsaiten.

Bei der Zither (Tonumfang der gewöhnlichen 36 Saiten-Zither H_1 bis a_{is_3}) rührt der scharfe klimpernde Klang der hoch klingenden Saiten daher, daß dieselben dünne Metallsaiten sind, bei denen infolge der geringen Steifigkeit (kleiner Querschnitt) auch die hohen Obertöne stark hervortreten.

S. auch Saitenschwingungen. Über die Resonanzkörper s. Streichinstrumente.

Aus der Fülle der den drei genannten Instrumenten ähnlichen Instrumente seien hervorgehoben: Laute (älteres Instrument), Mandoline (4-, 6-, 8-, 12- und 14saitig, aus den südlichen Ländern Europas auch nach Deutschland verpflanzt), Dombra und Balalaika (russische Nationalinstrumente) und der Banjo (Instrument der Neger).

E. Waetzmann.

Näheres s. R. Hofmann, Die Musikinstrumente. Leipzig 1903.

Saitenoszillograph. Das Saitengalvanometer kann auch als Oszillograph (s. d.) benutzt werden. Der Spiegel kommt bei diesem Instrument in Fortfall; das Bild des Fadens, der durch den Wechselstrom in Schwingungen versetzt wird, kann auf einer rotierenden Trommel photographisch aufgenommen werden.

W. Jaeger.

Saitenschwingungen (s. Saite). Die wichtigste Art von Saitenschwingungen sind die Transversalschwingungen (s. a. Stabschwingungen). Sie erfolgen in der Regel nicht in einer einzigen durch die Saite gelegten Ebene, sondern jeder Punkt der Saite führt im allgemeinen eine elliptische Bewegung aus, in einer Ebene, die senkrecht zur Saitenrichtung steht. Der Einfachheit halber nehmen wir aber an, daß sich die Schwingungsbewegung in einer einzigen durch die Saite gelegten Ebene abspielt.

Die Saite kann durch Zupfen oder Reißen, wie bei der Harfe, Gitarre und Zither, oder durch Anschlagen mit einem hammerartigen Instrument, wie beim Klavier, oder durch Streichen mit einem Bogen (Saiteninstrumente) erregt werden. Eine praktisch weniger wichtige Erregungsart ist das Anblasen mit einem Luftstrom. Hierher gehören die Schwingungen der Telegraphendrähte und der Saiten der Aolsharfe (s. Hiebtöne).

Die Saite führt im allgemeinen sehr verwickelte Schwingungen aus, die sich aus einer sehr großen Zahl von sinusförmigen Partialschwingungen zusammensetzen. Die Schwingungszahl pro Sekunde n_k des k ten Partialtones der Saite ist gegeben durch den Ausdruck:

$$n_k = \frac{k}{2l} \sqrt{\frac{S}{\rho}}$$

wo l die Länge der Saite, ρ die Dichte und S die Spannung ist. Sie ist also umgekehrt proportional der Länge der Saite und proportional der Wurzel aus der Spannung. Gibt die Saite ihren Grundton, so hat sie nur die beiden festen Endpunkte als Knoten. Beim ersten Oberton liegt ein weiterer Knoten in der Mitte der Saite, beim zweiten Oberton wird die Saite durch zwei Knoten (außer den festen Enden) in drei gleiche Teile geteilt usw.

Praktisch besitzt jede Saite neben der Spannung doch noch eine gewisse Steifigkeit (Biegeelastizität), die sich namentlich bei starker Unterteilung der Saite bemerkbar macht. Es resultiert hieraus eine kleine Erhöhung der Partialtöne, die mit wachsender Ordnungszahl derselben zunimmt. Infolgedessen sind die Partialtöne bei merklichem Einfluß der Steifigkeit nicht mehr genau harmonisch.

Die Form der Saitenschwingungen hängt von der Art der Erregung, der Stelle der Erregung und den Eigenschaften der Saite (Material) ab.

Beim Zupfen oder Anreißen wird der Klang um so schärfer, je schmaler der Körper ist, mit dem gerissen wird. Zupfen mit der ganzen Breite des Fingers gibt einen viel weichereren Klang als Anreißen mit einem Nagel oder dgl. Es liegt dies daran, daß die höheren Partialtöne um so stärker werden, je ausgeprägtere Diskontinuitäten die Form der gezupften Saite besitzt. Entsprechend sind auch bei der geschlagenen Saite die hohen Partialtöne stärker, wenn mit einem schmalen und harten, als wenn mit einem breiten und weichen Hammer geschlagen wird. Im übrigen wirken hier noch andere Faktoren mit. Der Vorgang beim Anstreichen einer Saite ist der, daß das angestrichene Stück von den harzigen Haaren des Bogens zunächst mitgenommen wird, sich, wenn eine gewisse Durchbiegung erreicht ist, losreißt, von einer anderen Stelle des Bogens wieder gefaßt und mitgenommen wird usw. Jede Unregelmäßigkeit im Streichen bewirkt unregelmäßiges Schwingen der Saite („Kratzen“ des Bogens).

Was den Ort der Erregung anlangt, so ist bemerkenswert, daß er beim Anstreichen im allgemeinen keine so große Rolle spielt wie beim Anreißen und Anschlagen. Diejenigen Partialschwingungen, die an der Stelle, an der die Saite gezupft wird, einen Knoten haben, kommen nicht zum Vorschein. Wird z. B. eine Saite in der Mitte gezupft, so treten im wesentlichen nur die ungeradzahigen Partialtöne auf (s. auch Monochord).

Darmsaiten, die bei gleicher Festigkeit leichter als Metallsaiten sind, geben höhere Töne. Wegen der geringeren Elastizität verklingen aber die Töne, und zwar namentlich die höheren, bei Darmsaiten schneller als bei Stahlsaiten. Je kleiner der Querschnitt ist, um so geringer ist die Steifigkeit und um so höhere Partialtöne kann die Saite geben. Infolgedessen sind bei sehr dünnen Metallsaiten die hohen Obertöne sehr stark und machen dadurch den Klang „klimpernd“. Durch Umspinnen der Saiten wird der Klang im allgemeinen weicher.

Betreffs der Longitudinal- und Torsionsschwingungen von Saiten sei auf den Artikel „Stabschwingungen“ verwiesen.

Helmholtz hat die Transversalschwingungen von Saiten mit Hilfe der Lissajous-Figuren (s. d.) untersucht. An einer Stelle einer vertikalstehenden Saite wird ein Stärkemehlkörnchen befestigt, das Licht reflektiert. Während die Saite schwingt, sieht man dann in einem Mikroskop das Lichtpünktchen in eine helle, horizontale Linie auseinandergezogen. Ist nun das Objektiv des Mikroskops an einer Zinke einer Stimmgabel befestigt (Vibrationsmikroskop), deren Schwingungen in vertikaler Ebene erfolgen, so sieht man das Lichtpünktchen eine entsprechende Lissajous-Figur beschreiben.

Eine sehr hübsche Methode zur Demonstration der Saitenschwingungen hat der Japaner Mikola angegeben. Ein kurzes Stück der schwingenden Saite wird mit sehr hellem Licht auf einen um seine Längsachse drehbaren Zylinder projiziert. Dieser ist mit schwarzem Tuch oder Papier beklebt, auf das in gewissen Abständen schmale, weiße Papierstreifen parallel der Längsachse aufgeklebt sind. Solange die Saite und der Zylinder in Ruhe sind, erscheint das projizierte Stück als horizontales dunkles Schattenbild auf hellem Grunde. Wird der Zylinder in Rotation versetzt und die Saite erregt, so sieht man infolge der intermittierenden Beleuchtung, die durch die auf dunklem Grunde befindlichen weißen Längsstreifen hervorgerufen wird, die Schwingung der Saite in allen Einzelheiten auf dem Zylinder abgebildet. Damit das Bild steht, muß der Abstand der weißen Streifen bzw. die Rotationsgeschwindigkeit des Zylinders in einer bestimmten Beziehung zu der Schnelligkeit der Saitenschwingungen stehen. *E. Waetzmann.*

Näheres s. F. Melde, Akustik. Leipzig 1883.

Saitenunterbrecher. Dieser Unterbrecher dient, wie der Stimmgabelunterbrecher u. a. (vgl. z. B. auch Rotierender Unterbrecher) zur Hervorbringung regelmäßiger Stromstöße. Er besteht aus einer gespannten Stahlsaite oder einer Kupfersaite mit einem in der Mitte befindlichen Eisenstück, die durch Längen- und Spannungsänderung auf verschiedene Schwingungsdauern gebracht werden kann. Die Saite wird von einem Elektromagneten erregt und mit Gleichspannung gespeist; sie ist mit Selbstunterbrechung versehen, so daß sie wie der Hammer einer elektrischen Glocke ihre eigenen Schwingungen unterhält. Die Kontakte bestehen meist aus Quecksilber, in das Platinspitzen eintauchen. Der unterbrochene Gleichstrom wird direkt oder nach Umformung durch einen Transformator benutzt. Störend ist die Funkenbildung an den Kontaktstellen, die das Quecksilber verschmutzt. Verbessert wird dieser Mißstand durch etwas Alkohol, der auf das Quecksilber gegossen wird. *W. Jaeger.*

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Sal s. Isostasie.

Salze s. Basen.

Salzelektroden in Flammen s. Flammenleitung.

Salzfehler ist die Änderung des „scheinbaren“ p_H -Wertes einer Lösung (s. d.) bei Zusatz von Neutralsalz. Insbesondere versteht man unter Salzfehlern den Einfluß von Salzen auf den Farbton von Indikatoren (s. Maßanalyse) in wässrigen Lösungen. Bei dieser Neutralsalzwirkung hat man zwischen der tatsächlich durch die Ionen des Salzes hervorgerufenen und in charakteristischer Weise mit ihrer Wertigkeit zunehmenden Aktivitätserhöhung der Wasserstoffionen und zwischen einer im einzelnen nicht immer geklärten spezifischen Wirkung des Salzes auf die Komponenten des Indikators zu unterscheiden. Für verschiedene Nitrophenole z. B. schwankt der durch 0,5 n. NaCl-Zusatz bedingte Salzfehler zwischen 0,05 und 0,3 p_H . Eine systematische Bearbeitung dieses Gegenstandes steht noch aus; Ansätze dazu und Meßmethoden zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten von Natriumpikrat und von anderen Farbstoffen in wässrigen und in methylalkohol-

schen Lösungen bei v. Halban und Ebert, Zeitschrift für physikalische Chemie, tabellarische Übersicht und Literatur bei Kolthoff, Der Gebrauch der Farbenindikatoren, Berlin 1923.

H. Cassel.

Sammellinse s. Gaußsche Abbildung.

Saros. Da 242 drakonitische Monate (s. Monat) fast genau 19 drakonitischen Jahren gleichen (s. Jahr), wiederholen sich nach diesem Zeitraum die Sonnen- und Mondfinsternisse in nahezu der gleichen Reihenfolge. Diese Periode, die Saros genannt wird, beträgt 18 bürgerliche Jahre und 10 oder 11 Tage, je nachdem, ob in dem Zeitraum der 29. Februar fünf- oder viermal vorkommt.

Bottlinger.

Saturn s. Planeten.

Satz-Objektive. Die Anastigmaten, deren Einzelteile (z. B. als Landschaftslinsen) für sich allein benutzbar sind, nennt man Satz-Objektive. Häufig bestehen sie aus zwei gleichen oder wenigstens geometrisch ähnlichen, von der Blende getrennten Linsengruppen. Die streng symmetrischen Objektive stellen Aufnahmelinsen zweier verschiedener Brennweiten zur Verfügung, einer größeren der Einzellinse und einer kleineren des Doppel-Objektivs. Die hemisymmetrischen Satz-Objektive liefern drei verschiedene Brennweiten, von denen die kleinste die des Doppel-Objektivs ist. Oft werden auch eine größere Anzahl, etwa drei oder vier Einzellinsen, zu Objektivsätzen zusammengestellt. Zwei solcher Einzellinsen ergeben ein Doppel-Objektiv. Wir nennen hier den Protarsatz C der Firma Carl Zeiß, der aus drei Protarlinsen, deren Querschnitt nachstehend gezeigt ist, besteht.

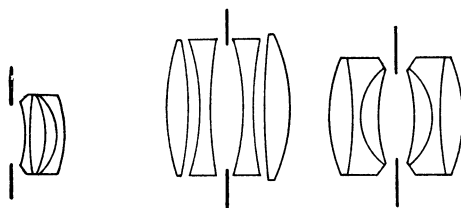


Fig. 1. Querschnitt der Protarlens 1:12,5. Fig. 2. Querschnitt des Dogmars 1:4,5. Fig. 3. Querschnitt des Doppel-Amatars.

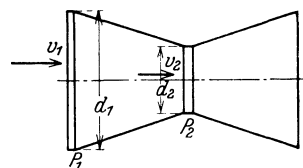
Die drei Einzellinsen haben die Brennweiten 22, 29, 35 cm. Sie werden benutzt mit Vorderblende und besitzen infolgedessen eine gewisse Verzeichnung. Die größte relative Öffnung, bei der diese Anastigmaten ein ziemlich großes Bildfeld auszeichnen, ist 1:12,5. Kombiniert man den Einzel-Anastigmaten der Brennweite 29 cm mit der Brennweite 35 cm bzw. 22 cm, so steigt die relative Öffnung des Doppel-Objektivs auf 1:7 und die Brennweite der Kombination beträgt 18,5 bzw. 14,5 cm. Ein Doppel-Protar, gebildet aus den Protarlinsen 35 und 22 cm, besitzt eine Brennweite von 15 cm und eine relative Öffnung von 1:7,7. Neben diesem hemisymmetrischen Doppel-Protar werden aus zwei Protarlinsen gleicher Brennweite auch symmetrische Doppelprotare gebildet, deren relative Öffnung 1:6,3 beträgt, also doppelt so groß wie die der Einzellinse ist. Ein unsymmetrisches Objektiv, das verschiedene Brennweiten zur Verfügung stellt und daher hier mit erwähnt sei, ist das obenstehend abgebildete Dogmar der Firma C. P. Goerz, das mit einer relativen Öffnung bis 1:4,5 ausgeführt wird. Die beiden Einzellinsen,

die nur bei Ablendung brauchbar sind, besitzen bei einer Brennweite des Doppel-Objektivs von 10 cm Brennweiten von 19,2 und 15,8 cm.

Ferner nennen wir hier noch die symmetrischen Doppel-Anastigmaten Dagor von C. P. Goerz und Doppel-Amatar von Carl Zeiß, schließlich noch den Aristostigmaten und den Doppel-Plasmaten von H. Meyer & Co. W. Merté.

Sauerstoff s. Aktiver Sauerstoff.

Saugdüse (Venturirohr) dient zur Geschwindigkeitsmessung bei strömenden Flüssigkeiten. Der Strom bläst in ein sich verengendes Rohr (s. Fig.). Aus dem Unterdruck an der engsten Stelle des



Saugdüse.

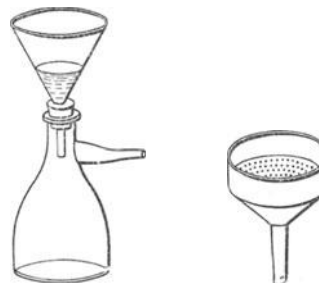
Rohres gegen den Druck an der unverengten Eintrittsöffnung der Düse läßt sich die Geschwindigkeit der Luft berechnen. Es ist:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} (v_2^2 - v_1^2) \\ = \frac{\rho}{2} \left(\frac{d_1^4}{d_2^4} - 1 \right) v_1^2$$

wenn v die Geschwindigkeiten, p die Drücke, d die Durchmesser an den durch den Index angegebenen Stellen (s. Fig.) und ρ die Luftdichte ist. Die sanfte Erweiterung hinter der engsten Stelle ist notwendig, wenn sich die Strömung störungsfrei ausbilden soll.

L. Hopf.

Saugflasche heißt eine starkwandige Flasche von der unten abgebildeten Gestalt, die bei Filtrationen zu präparativen Zwecken benutzt wird. Das Wegsaugen der Luft durch den seitlichen An-



Saugflasche.

Nutsche.

satz beschleunigt den Durchtritt der Flüssigkeit durch das Papierfilter, das flach ausgebreitet auf dem vielfach durchlöcherten Boden der Porzellan-nutsche liegt. Sehr feinkörnige Niederschläge können durch Nutsche und Saugflasche nicht filtriert werden.

Günther.

Näheres s. J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie. Leipzig 1921. 1. Band, Seite 408.

Saugheber. Von einem Flüssigkeitsspiegel 1 (Fig. 1) kann man Flüssigkeit über ein höher liegendes Hindernis (Gefäßwand) zu dem tiefer liegenden Flüssigkeitsspiegel 2 befördern, wenn man beide Behälter durch eine geschlossene, ganz mit Flüssigkeit gefüllte Röhre verbindet. Der Strömungswiderstand im Heber muß kleiner sein, als das zur Verfügung stehende Druckgefälle $h \cdot \rho$,

wenn ρ die Dichte der Flüssigkeit ist. Die „Scheitelhöhe“ h' ist durch die Bedingung begrenzt, daß

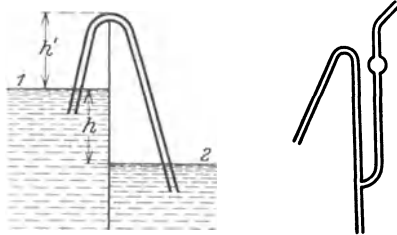


Fig. 1. Saugheber. Fig. 2. Säureheber.

der Unterdruck an der höchsten Stelle kleiner sein muß als die Dampfspannung p_a der Flüssigkeit, also

$$(h + h') \cdot \rho < p_a.$$

Zum bequemeren Inbetriebsetzen des Hebers wird häufig die als „Säureheber“ bekannte Form (Fig. 2) benützt. *S. Erk.*

Saugrohr. Eine Wasserturbine nützt die Wasserfallhöhe zwischen Oberwasser und Unterwasser aus, wobei die Geschwindigkeitshöhen (s. d.) in der Zu- und Ableitung zu berücksichtigen sind. Das Wasser besitzt beim Austritt aus dem Turbinenrad im allgemeinen eine größere Geschwindigkeit (und meist auch andere Richtung) als lediglich zur Ermöglichung des Abfließens im anschließenden Untergraben erforderlich wäre. Die im so abfließenden Wasser enthaltene Energie ist für die Ausnützung verloren. Deshalb schließt man vielfach an die Turbine ein düsenartig sich erweiterndes (s. Düse) und gleichzeitig die meist erforderliche Umlenkung vermittelndes, geschlossenes „Saugrohr“ an, in welchem die Umsetzung von Geschwindigkeit in zur Ausnutzung noch verfügbaren Druck vor sich gehen soll (s. Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck). Theoretisch könnte dieses Saugrohr, entsprechend dem Atmosphärendruck über dem Unterwasserspiegel in lotrechter Richtung rund 10 m lang sein. Doch setzt auch die Kavitationsgefahr innerhalb der Turbine (s. Kavitation) meist schon eine niedrigere Grenze. Von dem praktisch zuweilen erreichbaren Maß von 6—7 m macht man aus baulichen und betriebstechnischen Gründen Gebrauch, wenn man dadurch die Turbine bzw. den Maschinenhausfußboden über dem von unten zurückstauenden höchsten Hochwasserstand anordnen kann. Die Saugrohrform, für die gerade in letzter Zeit vielfach Vorschläge (Modellversuche und Probeausführungen) gemacht worden sind, namentlich auch im Hinblick auf die Vermeidung zusätzlicher Verluste (s. Energiedissipation) durch die im austretenden Wasser noch vorhandenen Umfangskomponenten aus der Drehbewegung des Läufers, ergibt sich aus der Bedingung der möglichst guten Herabsetzung der Geschwindigkeit unter gleichzeitiger Richtungsänderung bei Berücksichtigung der jeweilig wirtschaftlichen Bauformen (Untergrund, Auslaufbecken, Kolkgefahr usw.). Eine weitere Gefällvermehrung könnte sich bei Vorhandensein von Überschußwasser ergeben (gerade bei Hochwasser nimmt das ausnutzbare Gefälle normalerweise ab), indem man das Überschußwasser seitlich so an den Saugrohrausmündungen vorbeischiebt, daß dort die Absenkung

infolge der Einmündung des Überschußwassers mit nachträglicher Verzögerung und Ausbreitung auf den ganzen Unterwasserquerschnitt (Kreysche Ejektorwirkung) wirksam wird.

Bei Pumpen ist das Saugrohr die auf der Saugseite liegende Zuleitung. *Eisner.*

Saugseite (eines Flügels). Infolge der Zirkulation um den Flügel herrschen an der einen Seite der „Saugseite“ (beim normalen Flug die obere Seite des Flügels) größere Luftgeschwindigkeiten und daher nach dem Bernoullischen Gesetz niedrigere Drücke, als in der Umgebung. Die Saugwirkung dieser Unterdrücke stellt einen großen, meist sogar den größten Teil der Auftriebskraft dar. *L. Hopf.*

Saugstrahlpumpe s. Pumpe.

Savartsche Platte s. Polarimeter.

Savartsches Rad s. Sirene.

Schachtelektrometer. Quadranten- oder Binanten-Elektrometer (s. d.), bei denen die Platten als Gehäuse ausgebildet sind, innerhalb deren die Nadel schwingt. *W. Jaeger.*

Schädliche Fläche heißt im Flugzeugbau diejenige Fläche, die mit dem Widerstandsbeiwert 1 denselben Widerstand geben würde, wie die nicht tragenden Teile des Flugzeugs (s. schäd. Widerstand). *L. Hopf.*

Schädliches Volumen nennt man solche Räume, welche der unmittelbaren Ausmessung oder Auswägung nicht zugänglich sind (s. d. Artikel „Raummessungen“) oder welche, wie z. B. beim Gasthermometer, außerhalb des Bades konstanter Temperatur für die Hauptmasse des Gases liegen. Sie spielen hier dieselbe Rolle wie der herausragende Faden (s. d.) bei Quecksilberthermometern, nur daß ihr Einfluß auf das Resultat meist noch schwieriger und umständlicher zu ermitteln ist. *Scheel.*

Schädlicher Widerstand heißt in der Flugtechnik jeder Widerstand, der von nichttragenden Flugzeugteilen herrührt. Dieser Widerstand W ist dem Quadrate der Fluggeschwindigkeit v , der Luftdichte ρ und der dem Wind gebotenen Stirnfläche f proportional, so daß $W = c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot f$. Der Pro-

portionalitätsfaktor hängt sehr empfindlich von der Formgebung des Körpers ab. Insbesondere müssen scharfe Ecken und starke Krümmungen, an welchen sich Wirbel ablösen können, vermieden werden. Die

Tabelle.

	c_w
Flugzeugstreben schlank	0,12
„ „ dick	0,30
Drähte	1,0—1,3
Kühler	0,7
Glatte Rumpf	0,2
Schwimmer	0,25
Räder (verkleidet)	0,45
Motor unverkleidet	1,0
Windschutzscheibe	0,3

Ausgestaltung des hinteren Teiles eines Körpers ist dafür in der Regel wichtiger als die der Anströmseite. Ein zugespitzter ballonförmiger Körper hat nur etwa den achten Teil des Widerstandes einer Kugel. Der Anteil der Drähte an dem Gesamtwiderstand eines Flugzeuges ist besonders groß. Man hat, um den schädlichen Widerstand eines Flugzeugs herabzumindern, die gewöhnlichen Träger

und Kabel durch Profildrähte ersetzt oder ist zur sog. verspannungslosen Bauart des Flugzeuges, bei welcher alle Drähte und sonstigen Verbindungsstücke wegfallen, übergegangen. Die Größenordnung des schädlichen Widerstandes zeigt vorstehende Tabelle für die Koeffizienten c_w .

L. Hopf.

Schalen s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell.
Schall. Das Wort „Schall“ wird in der Akustik in doppeltem Sinne gebraucht. Erstens und vor allem bedeutet es eine Empfindung, und zwar definiert Helmholtz die Schallempfindung als die dem Ohre eigentümliche Reaktionsweise gegen äußere Reizmittel. Zweitens wird es aber auch für dieses äußere Reizmittel gebraucht. In diesem Sinne ist der Schall also etwas Objektives, nämlich der physikalische Bewegungsvorgang, der der betreffenden Empfindung zugrunde liegt.

Diese Doppeldeutigkeit des Begriffes, die auch bei den Bezeichnungen für die verschiedenen Arten des Schalles (Klang, Geräusch usw.) wiederkehrt, führt zuweilen zu Mißverständnissen. Auf der anderen Seite ist aber die Bezeichnung schon der zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge als Klang, Geräusch usw. so bequem, daß die Akustik kaum darauf verzichten wird, die Ausdrücke, die zunächst Empfindungen bedeuten, auch für die äußeren Reizmittel zu benutzen. Solange das mit der nötigen Kritik geschieht, ist auch nichts dagegen einzuwenden.

Man pflegt drei Hauptarten von Schall zu unterscheiden, Knall (s. d.), Geräusch (s. d.) und musikalische Klänge (s. Klang). Ein Klang läßt sich noch in einfachere Bestandteile zerlegen, in Töne, die oft noch mit Beiwörtern wie „einfach“ oder „rein“ versehen werden (s. Ton).

S. auch Akustik.

E. Waetzmann.

Näheres s. die zahlreichen Lehrbücher der Akustik, so die Akustikbände im Handbuch der Physik von Geiger-Scheel und im Lehrbuch der Physik von Müller-Pouillet.

Schallbildertheorie nennt Ewald die von ihm aufgestellte Hörtheorie (s. d.), die in ausdrücklichem Gegensatz zur Helmholtz'schen Resonanztheorie des Hörens (s. d.) entstanden ist. Sie geht von der Annahme aus, daß sich beim Auftreffen eines Tones nicht quer, sondern längs der Basilarmembran (s. Ohr) stehende Wellen ausbilden. Die so entstehenden Schwingungsformen bezeichnet Ewald als Schallbilder, die nun als Ganzes durch Vermittlung der Fasern des Hörnerven im Zentralorgan die Tonperzeption auslösen sollen. Jedem Ton entspricht ein für ihn charakteristisches Schallbild, indem mit zunehmender Tonhöhe die Wellenlänge des Schallbildes kleiner wird. Ein Klang ergibt eine Superposition der den Partialtönen entsprechenden Schallbilder, jedoch so, daß die Einzelbilder kenntlich bleiben. Ist das nicht mehr der Fall, so entsteht eine Geräuschempfindung.

Zur Begründung und Prüfung seiner Theorie hat Ewald Versuche mit dünnen, langgestreckten, passend gespannten Kautschukmembranen von sehr zarter Konsistenz und ähnlicher Dimensionierung, wie sie die Membranen des Innenohres besitzen, angestellt und hat zahlreiche „Schallbilder“ (Klangfiguren), wie sie oben beschrieben worden sind, photographiert. Ob diese Versuche aber wirklich als „experimentelle Bestätigung“ der Schallbildertheorie anzusehen sind, bleibt mehr als zweifelhaft.

Vom rein physikalischen Standpunkte aus muß betont werden, daß die Vorstellung, die

die Schallbildertheorie von dem gleichzeitigen Hören verschiedener Töne geben will, nicht annähernd so befriedigend ist wie die entsprechende Vorstellung der Resonanztheorie. Vor allem versagt die Schallbildertheorie wie jede Hörtheorie, die nicht auf Resonanz aufgebaut ist, in der Erklärung der Tatsache, daß die Klangempfindung von der gegenseitigen Phase der Partialtöne (s. Phaseneinfluß auf Klangfarbe) unabhängig ist.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Hörtheorien im Handbuch der Physiologie von Bethe usw. Bd. XI. J. Springer, Berlin 1926.

Schalldruck. Nach Rayleigh übt eine stehende Schallwelle auf eine vollkommen reflektierende Wand einen Druck aus, der gleich $\frac{1}{2} J (\kappa + 1)$ ist, worin κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen und J die mittlere Energiedichte der stehenden Welle ist. Der zeitliche Mittelwert des Druckes ist hiernach also nicht gleich Null, sondern besitzt einen endlichen Wert. Dieses Resultat ergibt sich, wenn in den Ausgangsgleichungen die Glieder höheren Grades nicht, wie üblich, vernachlässigt, sondern mit berücksichtigt werden.

Waetzmann hat dann gezeigt, daß gleichzeitig mit dem Auftreten von Rayleigh'schem Schalldruck neue Töne auftreten müssen, die in der Schallquelle noch nicht enthalten sind. Es treten zu den primär gegebenen Tönen noch Obertöne und Kombinationstöne (s. d.) hinzu. Hiernach dürfte es zweckmäßig sein, den Schalldruck anders zu definieren, als es bisher üblich ist, nämlich als den mittleren Druck über Zeiten, die klein sind gegen die Beobachtungszeit. Der Rayleigh'sche Schalldruck wäre dann nur ein Teil des gesamten Schalldruckes.

S. auch Schallintensität.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Physik. Ztschr. 21, 1920.

Schallechomethode s. Reflexion des Schalles.

Schallempfindliche Flamme. Im Jahre 1857 wurde von Lecomte beobachtet, daß eine passend einregulierte Gasflamme zusammensuckt, wenn in der Nähe hohe Töne angegeben werden. Solche Flamme wird auch kurzweg empfindliche Flamme oder sensitive Flamme genannt.

Brennt die Gasflamme zunächst ruhig und verstärkt man nun allmählich den Druck, so tritt schließlich ein Moment ein, in dem die Flamme anfängt zu flackern oder zu brausen und zu rauschen. Dieses Flackern und Brausen der Flamme rührt von den Schwingungen her, in die das Gas an der Brenneröffnung gerät, wenn der Druck genügend stark ist (s. Spalttöne). Bei einem Druck, der ein wenig niedriger ist als der, bei dem die Erscheinungen des Brausens und der Gestaltsänderung auch ohne äußere Einwirkungen beginnen, ist die Flamme „empfindlich“. In diesem Zustande reagiert sie sehr erheblich auf äußere Klänge, vorausgesetzt, daß in diesen Klängen solche Töne enthalten sind, die die Flamme selbst, wenn sie rauscht, hervorbringt. Das sind im allgemeinen sehr hohe Töne. Tyndall gibt an, daß eine Flamme von etwa 40 cm Höhe, bei der das Gas unter einem Druck von etwa 25 cm Wasser aus einer feinen Öffnung ausströmt, für hohe Töne äußerst empfindlich ist. Man kann praktisch die Flamme auch dadurch in ihrer Reaktionsfähigkeit steigern, daß man mit einer Dreikantfeile in den Rand der Austrittsöffnung zwei einander gegenüberstehende Kerben einfeilt.

Rayleigh hat bei stehenden Schallwellen gezeigt, daß die Flamme am stärksten reagiert, wenn sie sich in einem Bauch der Bewegung befindet, während das Ohr u. dgl. am stärksten reagieren, wenn sie sich in einem Schwingungsknoten befinden. Hiernach ist ein Hin- und Herbiegen der Flamme bei der Einwirkung äußerer Töne zu erwarten, was auch beobachtet worden ist. Allerdings sind auch hier, ebenso wie bei der singenden Flamme, noch nicht alle Erscheinungen geklärt, obwohl sich eine ganze Anzahl der hervorragendsten Physiker mit diesem Phänomen beschäftigt hat.

Tyndall zeigte, daß man die gleichen Erscheinungen, wie an empfindlichen Flammen, auch an nicht entzündeten Gasen erhalten kann. Macht man diese Gasströme mittels beigemischten Rauches sichtbar, so ergeben sich die verschiedenartigsten, sehr hübsch aussehenden Konfigurationen (Empfindliche Gasstrahlen).

Eine empfindliche Flamme erhält man nach Govi auch dadurch, daß man einige Zentimeter über der engen Öffnung eines Brenners ein Stück Metallgaze horizontal anbringt und das Gas über der Gaze entzündet. Bei passender Einregulierung namentlich des Gasdruckes reagiert auch diese Anordnung auf hohe Töne sehr gut.

Die empfindliche Flamme wird vielfach als Hilfsmittel für die Untersuchung der Zusammensetzung von Vokalen usw. benutzt, namentlich für Demonstrationszwecke. *E. Waetzmänn.*

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Schallempfindliche Flüssigkeitsstrahlen. Läßt man aus einem Hahn Wasser in einem dünnen Strahl unter passendem Druck auslaufen, so ist der obere Teil des Strahles klar und ruhig, während weiter unten Schwellungen und Einschnürungen vorhanden sind. Bei genauerer Untersuchung (z. B. mit Hilfe der stroboskopischen Scheibe) zeigt sich, daß der Strahl hier aus einzelnen Tropfen zusammengesetzt ist, die an den Stellen der Schwellungen abgeplattet und an den Stellen der Einschnürungen in die Länge gezogen sind. Setzt man eine schwingende Stimmgabel auf die Wandung des Gefäßes bzw. Rohres, aus dem die Flüssigkeit ausströmt, auf, so wird der klare Teil des Strahles verkürzt, d. h. die Aufteilung in Tropfen beginnt schon weiter oben.

Der Flüssigkeitsstrahl reagiert aber in gleicher Weise auch dann noch, wenn ein Ton in der Nähe erzeugt wird, so daß die Schallwellen durch die Luft hindurch auf den Strahl wirken. Wie Savart bemerkte, wird hierbei auch die Regelmäßigkeit der Tropfenbildung wesentlich erhöht. Belas fand, daß die Abstände der Tropfen, in die sich der Strahl auflöst, umgekehrt proportional den Schwingungszahlen der einwirkenden Töne sind. Ferner konnte er im Anschluß hieran konstatieren, daß, wenn gleichzeitig zwei Töne auf den Strahl einwirken, sich eine Tropfenanordnung ausbildet, in der der Differenzton (s. Kombinations-töne) zu erkennen ist.

Die Geschwindigkeit der ausströmenden Flüssigkeit wird an der Ausflußöffnung durch die Luftschwingungen abwechselnd vergrößert und verkleinert. Im übrigen ist die ganze Erscheinung in vielen Beziehungen genau analog den Erscheinungen an empfindlichen Gasstrahlen (s. schallempfindliche Flammen). S. auch Spalttöne.

E. Waetzmänn.

Näheres s. J. Tyndall, Der Schall. Deutsch von A. v. Helmholtz und Cl. Wiedemann. Braunschweig 1897.

Schallempfindliche Gasstrahlen s. Schallempfindliche Flüssigkeitsstrahlen.

Schallfreie Zone s. Brechung des Schalles.

Schallgeschwindigkeit. Je nachdem sich der Schall in ausgedehnten festen, flüssigen oder gasförmigen Medien ausbreitet, ist seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{\frac{1-\mu}{1-\mu-2\mu^2}} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \text{ oder} \\ &= \sqrt{\frac{1}{K\rho}}, \text{ oder} \\ &= \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}. \end{aligned}$$

Hierin bedeuten μ die Elastizitätszahl, E den Elastizitätsmodul, ρ die Dichte, K die Kompressibilität, κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen und p den zu ρ gehörenden Gasdruck.

Die Schallgeschwindigkeit in Gasen ist von Newton (1686) unter der Voraussetzung, daß es sich bei der Fortleitung der Schallwellen um einen

isothermen Vorgang handelt, zu $\sqrt{\frac{p}{\rho}}$ (280 m/sec)

berechnet worden, und erst Laplace kam darauf (1816), daß der Vorgang ein adiabatischer ist, und daß demgemäß das von Newton errechnete Resultat mit $\sqrt{\kappa}$ zu multiplizieren ist (331,8 m/sec bei 0°). Auch in Flüssigkeiten ist die adiabatische Kompressibilität einzusetzen, während die experimentellen Bestimmungen der Kompressibilität sich fast stets auf die isotherme Kompressibilität beziehen. Für Wasser ist der Unterschied freilich verschwindend klein, für andere Flüssigkeiten aber durchaus nicht. Da für ideale Gase bei konstanter Temperatur die Dichte dem Druck proportional ist, so ist die Schallgeschwindigkeit bei gleichbleibender Temperatur vom Druck unabhängig, während sich für die realen Gase und Dämpfe eine ziemlich komplizierte Abhängigkeit ergibt.

Die ältesten Methoden zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft beruhen darauf, daß an einer Stelle gleichzeitig ein Schall und ein Lichtblitz erzeugt werden, und daß nun an einem anderen Orte von bekannter Entfernung die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Lichtsignales und des Schalles gemessen wird (Signalmethode). Mersenne (1640) fand auf diese Weise 448 m/sec, Viviani (1656) 361 m/sec, Boyle (1700) 351 m/sec. Derham (1708) wies auf den Einfluß des Windes hin. Von dem Pariser Bureau des longitudes im Jahre 1822 angestellte Messungen, an denen auch Humboldt teilnahm, ergaben 330,8 m/sec bei 0° und 760 mm Druck. Sehr nahe liegende Werte sind auch in neuerer Zeit, so von v. Angerer und Ladenburg gefunden worden.

Sehr ausgedehnte Messungen nach einer anderen Methode wurden in den siebziger Jahren des 19. Jahrhunderts von Regnault in Gas- und Wasserleitungsröhren in Paris angestellt. Interessant ist hierbei das Resultat, daß die Schallgeschwindigkeit erst in einiger Entfernung von der Schallquelle (Pistole) ihren normalen Wert annahm und in der Nähe etwas größer war. Zu dieser Frage sind auch später noch zahlreiche Ver-

suche angestellt worden. Es ist auch theoretisch zu erwarten, daß sich Schallwellen, bei denen die Dichteänderung nicht verschwindend klein gegen die normale Dichte ist, schneller als mit normaler Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Bei einer sehr heftigen Explosion beträgt die Geschwindigkeit der Druckfortpflanzung in unmittelbarer Nähe des Explosionsherdes bis 1000 m/sec und mehr. Mit zunehmender Entfernung vom Explosionsherde nimmt sie zunächst sehr schnell und dann langsamer ab und ist bei nicht zu starken Explosionen in wenigen hundert Metern Entfernung auf den normalen Wert herabgesunken. S. auch Kopfwelle.

Eine andere von Bosscha angegebene Methode zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit (Koinzidenzmethode) beruht darauf, daß sich der Beobachter mit dem einen von zwei auf Einklang gestimmten Schlagwerken von dem anderen, feststehenden entfernt, bis die Schläge wieder koinzidieren. Mit dieser Methode ist die Geschwindigkeit (bei 0° und trockener Luft) zu 331,6 m/sec bestimmt worden.

Andere Methoden beruhen auf der Messung der Wellenlängen. Die bekannteste ist die der Kundtschen Staubfiguren (s. d.). Die hierbei in Röhren gemessenen Geschwindigkeiten lassen sich auf freie Luft umrechnen. Neuere Versuche von J. Müller ergaben auf diesem Wege im Mittel 331,9 m/sec. Auch Interferenzmethoden (s. Interferenz des Schalles) lassen sich anwenden.

Die Schallgeschwindigkeit in Röhren gegenüber derjenigen in freier Luft wird infolge von Reibung und Wärmeaustausch um eine gewisse Korrektionsgröße, die von der Schwingungszahl, vom Rohrdurchmesser und vom Rohrmaterial abhängt, verkleinert.

Für genaue Messungen der Schallgeschwindigkeit ist eine große Zahl von Korrektionsgrößen (Temperatur, Druck, Feuchtigkeit usw.) zu messen und zu berücksichtigen.

In Flüssigkeiten ist die Schallgeschwindigkeit bedeutend größer als in Gasen, nur Wasserstoff steht mit 1263 m/sec den Werten in Flüssigkeiten nahe. Die Geschwindigkeit in Wasser wurde gefunden von Colladon und Sturm im Genfer See bei 8,1° zu 1435 m/sec, von Wertheim in der Seine bei 15° zu 1437 m/sec, von Martini in reinem Wasser bei 3,9° zu 1399 m/sec und von Dörsing in destilliertem, luftfreiem Wasser bei 13° zu 1441 m/sec. Neuerdings sind im Auftrage der französischen Marinebehörde von Martini in der Reede von Cherbourg Messungen angestellt worden, die bei einer Temperatur von 14,5° und einer Dichte des Wassers von 1,0245 eine Geschwindigkeit von 1503,5 m/sec ergaben; angeblich soll dieser Wert auf $\frac{1}{30}$ Prozent genau sein.

In Metallen, Glas und Holz ist die Schallgeschwindigkeit wegen der großen Elastizität dieser Stoffe sehr groß.

E. Waetzmann.

Schallhärte nennt man das Verhältnis von Druckamplitude zu Bewegungsamplitude. Der Begriff der Schallhärte spielt namentlich in der technischen Akustik eine große Rolle. *E. Waetzmann.* Näheres s. W. Hahnemann und H. Hecht, Physik. Ztschr. 17, 601, 1916; 18, 261, 1917.

Schallintensität. Es ist zu unterscheiden zwischen der objektiv im Außenraum vorhandenen Intensität (Energie) und der Intensität der Empfindung (Hörstärke). Die Empfindungsstärke

wächst proportional dem Logarithmus der Reizstärke (Spezialfall des psycho-physischen Grundgesetzes von Weber-Fechner). Wird also die Reizstärke in ungeheuer weiten Grenzen variiert, etwa im Verhältnis 1:1 Milliarde, so steigt die Empfindungsstärke noch nicht auf das Zehnfache des Anfangswertes an. Das Ohr besitzt eine gut entwickelte Fähigkeit, die relativen Empfindungsstärken zu schätzen, also gehörte Schalle nach gewissen Stärkeklassen (etwa 1, 2, 10) einzuteilen. Über die Reizschwelle der Gehörsempfindung s. Empfindlichkeit des Ohres und Schwellenwerte.

Die objektive Schallintensität oder Schallstärke J wird definiert als die mittlere Gesamtenergie (potentielle und kinetische) pro Kubikzentimeter, also $J = [\text{Erg cm}^{-3}] = [\text{m l}^{-1} \text{t}^{-2}]$. Für fortschreitende Wellen ist die in einer Sekunde durch einen zur Bewegungsrichtung senkrechten Quadratcentimeter im Mittel hindurchgehende Energie gleich J mal der Schallgeschwindigkeit, also $= [m \text{t}^{-3}]$. Demgemäß wird die Schallintensität auch in $\text{Erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ angegeben.

Absolute Messungen der Schallintensität lassen sich nach folgenden Methoden ausführen:

a) Es werden die maximalen Dichteänderungen im Knoten einer stehenden Schallwelle bestimmt. Toepler und Boltzmann haben das in der Weise ausgeführt, daß sie zwei Lichtbündel, von denen das eine durch ruhende, das andere durch die tönende Luft (Pfeife) ging, interferieren ließen und aus der gemessenen Verschiebung der Interferenzstreifen die Änderungen des Brechungsquotienten, der mit der Dichte in einfacher Beziehung steht, bestimmten. Raps und Michelson haben diese Methode ausgebaut.

b) Es werden die maximalen Druckänderungen gemessen. Kundt bestimmte sie in Pfeifen mittels des Ventilmanometers (s. d., mit Vorsicht zu gebrauchen!). An beliebigen Stellen des Raumes können sie mit dem M. Wienschen Vibrationsmanometer (s. d.) gemessen werden.

c) Es werden die maximalen adiabatischen (s. Schallgeschwindigkeit) Temperaturänderungen bestimmt. Neuscheler hat derartige Messungen im Knoten einer tönenden Pfeife ausgeführt, indem die Änderungen des elektrischen Widerstandes eines an diese Stelle gebrachten Drahtes gemessen wurden. Von J. Friese und Waetzmann wurde diese Methode weiter ausgebaut.

d) Wie Rayleigh gezeigt hat, sucht sich eine innerhalb von Schallwellen befindliche Scheibe senkrecht zur Bewegungsrichtung zu stellen (Rayleighsche Scheibe, s. d.). Zur Bestimmung der Schallintensität auf diesem Wege wird vor allem das auf die Scheibe wirkende Drehmoment, und zwar mittels des Torsionsmomentes der Aufhängung gemessen.

e) Eine stehende Schallwelle übt nach Rayleigh auf eine vollkommen reflektierende Wand einen

mittleren Druck (Schalldruck, s. d.) $p = (\kappa + 1) \frac{J}{2}$

aus, wo J die räumliche Energiedichte (Intensität) der einfallenden Schallwelle und κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen ist. p wird mit Hilfe einer empfindlichen Waage gemessen (Altberg und Zernov). Nach dieser Methode fand Altberg z. B. für einen longitudinal tönenden Glasstab,

der eine enorme Hörstärke lieferte, eine Energie von 4100 Erg pro Quadratcentimeter und Sekunde.

Die Methoden d und e sind unabhängig von der Form der Schallwellen, während die Methoden a, b und c zunächst nur auf Sinusschwingungen anwendbar sind.

E. Waetzmänn.

Näheres s. Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, Akustikband. Braunschweig 1929.

Schalleitungsvermögen. Es liegen hierüber eine Fülle von Einzelbeobachtungen vor, die aber in quantitativer Beziehung noch sehr unsicher sind und vielfach auch ohne genügend präzise Fragestellung und Umgrenzung der Versuchsbedingungen angestellt worden sind. Freilich ist es sehr schwierig, hierin einigermaßen exakte Beobachtungen zu machen. Einzelheiten müssen in Originalarbeiten nachgelesen werden. Erwähnt sei eine interessante Versuchsreihe von Warburg, der die Fortleitung verschiedener hoher Töne durch Stäbe und Drähte aus verschiedenem Material prüfte. Er fand, daß dünner Bleidraht, schwach gespannter Kautschuk u. dgl. die tiefen Töne vor den hohen stark bevorzugten, daß aber im übrigen die meisten Stoffe verschieden hohe Töne etwa gleich stark dämpften.

S. Absorption des Schalles, akustische Durchlässigkeit der Atmosphäre, Schallgeschwindigkeit und Schalltrichter.

E. Waetzmänn.

Näheres s. F. Auerbach, Akustik in Winkelmann's Handbuch der Physik, Bd. II. Leipzig 1909.

Schalllokalisierung s. Schallrichtung.

Schallotung s. Reflexion des Schalles.

Schallmeßverfahren. Speziell versteht man hierunter die akustischen Methoden, die zur Auffindung des Ortes einer Schallquelle (Geschütz) dienen. Sie beruhen teils auf der Beobachtung der Laufzeiten des Schalles (s. Schallgeschwindigkeit), teils auf direkter Schallrichtungsbestimmung (s. Schallrichtung).

E. Waetzmänn.

Näheres s. R. Berger, Die Schalltechnik. Braunschweig 1926.

Schallplatte s. Phonograph.

Schallradiometer s. Akustische Abstoßung und Anziehung.

Schallreaktionsrad s. Akustische Abstoßung und Anziehung.

Schallregistrierung. Wesen und Zweck der Registrierung von Schallschwingungen bestehen darin, auf irgendeine Weise ein Bild der Schallschwingungen (Elongationen usw. in Abhängigkeit von der Zeit) festzulegen, um an ihm die Schallschwingungen in allen Einzelheiten messend verfolgen zu können. Bei der Mannigfaltigkeit der Methoden ist es schwer, ein einfaches Einteilungsprinzip festzulegen. Man kann etwa unterscheiden:

a) Graphische Methoden. An dem einen Ende einer Zinke einer Stimmgabel ist ein kleiner Stift senkrecht zu deren Längsrichtung und zu der Schwingungsrichtung befestigt. Während die Gabel schwingt, bewegt man sie in der Richtung ihrer Längsachse leicht über eine berußte Glasplatte hin, so daß die Spitze des Stiftes die Platte gerade berührt. Der Stift zeichnet dann auf der Platte die Schwingungsform der Gabel auf. Es sind verschiedene Apparate konstruiert worden, denen dieses Prinzip zugrunde liegt. Ruht die berußte Glasplatte ihrerseits auf einer Zinke einer zweiten (ruhenden) Stimmgabel, deren Längsrichtung derjenigen der bewegten Gabel parallel ist, so setzen sich die Schwingungen der ruhenden und der bewegten Gabel, wenn beide in Schwingungen versetzt sind, zu einer Resultierenden zusammen

(Vibrograph von R. König). König hat nach dieser Methode eine große Zahl sehr schöner Klangkurven aufgenommen.

Viel bequemer wird die Methode, wenn man die Schreibfläche zur Oberfläche eines Zylinders macht, der um seine Längsachse rotiert und gleichzeitig mit Hilfe eines passenden Schraubengewindes eine langsam fortschreitende Bewegung in Richtung der Achse ausführt (Zylindervibrograph). Der Schreibstift braucht auch nicht an einer Stimmgabel befestigt zu sein, sondern kann von einem beliebigen anderen schwingungsfähigen Körper, z. B. von einer Membran getragen werden (Phonograph). Durch passende Hebelübertragung u. dgl. kann ihm dabei eine beliebige Schwingungsrichtung gegeben werden. Die Schreibfläche braucht nicht aus einem Rußüberzug zu bestehen, sondern kann irgendwie anders präpariert sein.

S. auch Phonograph und Sprachzeichner.

b) Optische Methoden. Die Grundidee ist die, daß an dem Körper, dessen Schwingungen registriert werden sollen, ein kleiner Spiegel in der Weise befestigt wird, daß er durch die Schwingungsbewegung des Körpers in eine drehende Bewegung um eine seiner Achsen versetzt wird, am besten die horizontale oder vertikale Achse. Beispielsweise sei der Spiegel auf die Endfläche einer Zinke einer Stimmgabel aufgeklebt, die in horizontaler Lage derartig befestigt ist, daß die Schwingungen nach oben und unten erfolgen. Ein schmales Lichtbündel wird von dem Spiegel auf einen Projektionsschirm geworfen und gibt dort einen hellen Fleck. Schwingt die Gabel, so führt der Spiegel eine drehende Bewegung um seine horizontale Achse aus und zieht somit den Lichtfleck in ein vertikales Lichtband auseinander. Jetzt sei in den Strahlengang noch ein zweiter Spiegel eingeschaltet, der um eine vertikale Achse drehbar ist. Wird er gedreht, so werden die vorher übereinanderfallenden Lichtlinien, die den einzelnen Schwingungen der Gabel entsprechen, seitlich auseinandergezogen, und man sieht auf dem Projektionsschirm ein Bild der Schwingungsform der Stimmgabel. Wird nun der um die senkrechte Achse drehbare Spiegel wieder fortgelassen, und fällt das Lichtbündel statt auf den Projektionsschirm auf einen um eine senkrechte Achse rotierenden photographischen Film, so ist damit die Schwingungsform der Stimmgabel photographiert. Gleichzeitig wird dem Film eine Zeitmarkierung aufgedrückt.

Es sind zahlreiche, in Einzelheiten voneinander abweichende optische Registriergeräte konstruiert worden, die als Hauptbestandteile eine mit einem kleinen Spiegel versehene Membran, eine Lichtquelle und einen rotierenden Film mit Zeitmarkierung enthalten. Soll jetzt die Schwingungsform irgendeines klingenden Körpers registriert werden, so wird dieser vor die Membran gebracht, die Membran kommt zum Mitschwingen, und ihre Schwingungen werden in der skizzierten Weise aufgezeichnet. Dabei sind enorme Vergrößerungen der Membrandurchbiegungen erzielt worden. So gibt K. Lewin an, daß bei einer derartigen, besonders empfindlichen Anordnung der Lichtzeiger einen Ausschlag gab, der 600000mal so groß war wie die Durchbiegung der Membran. Diese Methode hat den grundsätzlichen Nachteil, daß die auffallenden Schallwellen durch die Eigentöne der Membran verzerrt werden. Legt man diese so hoch, daß sie nicht mehr stören, so wird die

Membran für die meisten Zwecke zu unempfindlich. So ist es sehr schwierig, mit dieser Methode — wie mit jeder, die sich der Vermittlung einer Membran bedient — Klänge wirklich naturgetreu aufzuzeichnen.

Eine Abart der beschriebenen optischen Methode ist die, daß die Luftschwingungen von einem Mikrophon aufgenommen werden, das seinerseits mit einem Saitengalvanometer, Oszillographen oder dgl. in Verbindung steht, dessen Schwingungen nun optisch registriert werden. Diese elektrisch-optischen Verfahren sind in neuerer Zeit zu großer Vollkommenheit ausgebildet worden.

c) Methoden, die auch als optische Methoden bezeichnet werden könnten, aber von der unter b) beschriebenen doch prinzipiell verschieden sind. Hierher gehört namentlich die von Toepler und Boltzmann angegebene und von Raps durchkonstruierte Interferenzmethode. Zwei Lichtbündel, von denen das eine ruhende Luft und das andere die tönende Luft passiert hat, werden zur Interferenz gebracht, und die so entstehenden Interferenzbilder auf einem rotierenden Film photographiert. Ferner können z. B. die manometrischen Flammen (s. d.), das Flammenrohr (s. d.) usw. photographiert werden, so daß auf diese Weise Bilder von Schallschwingungen fixiert werden. Eine Kombination der manometrischen Flammen und der Rußschreibmethode stellt die sog. Methode der Rußbilder (Marbe und Deguise) dar. Über einer manometrischen Flamme wird ein Papierstreifen, den die Flamme noch berührt, fortbewegt. Schwingt die Flamme, so zeichnet sie auf das Papier mehr oder weniger deformierte Rußringe, aus deren Abständen usw. auf die Zusammensetzung des erregenden Klages geschlossen werden kann.

Endlich hat K. Gehlhoff eine Methode angegeben, bei der die Bewegungsform ultramikroskopisch kleiner Teilchen unter der Einwirkung von Schallwellen registriert wird. S. auch Kathodophon.

Unter Schallregistrierung versteht man auch die Aufzeichnung der Ankunftszeiten von Schallwellen (z. B. mittels Mikrophon, Oszillograph und einer Zeitmarkierung) an bestimmten Orten.

S. auch Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

E. Waetzmann.
Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Schallrichtung. Seit langer Zeit war man sich darüber klar, daß die Richtung, aus der ein Schall kommt, mit einem Ohre nur in höchst unvollkommener Weise bzw. gar nicht festgestellt werden kann, und daß zum Richtungshören beide Ohren zusammenwirken müssen (binaurales oder diotisches Hören im Gegensatz zum monotischen). Dagegen ist die weitere Frage, von welchen Faktoren beim binauralen Hören die Wahrnehmung der Schallrichtung abhängt, nicht so leicht zu beantworten. Man kann hier die Intensitätstheorie, die Phasentheorie und die Zeitdifferenzentheorie unterscheiden, wobei noch offen bleibt, ob und inwieweit alle drei Faktoren (Unterschiede der Stärke, der Phase und des Zeitpunktes der Erregung des einen und des anderen Ohres) zusammenwirken.

Nach der Intensitätstheorie soll die Seitenrichtung, in der der Schall gehört wird, von dem Intensitätsgefälle zwischen beiden Ohren abhängen, wobei das Zustandekommen der Intensitätsdifferenz in der Regel darauf zurückgeführt wird,

daß das der Schallquelle abgewandte Ohr in dem Schallschatten (s. d.) des Kopfes des Beobachters liegt. Jedoch ist die reine Intensitätstheorie durch Versuche zweifelsfrei widerlegt worden. So kann der Schall unter geeigneten Versuchsbedingungen auf der Seite desjenigen Ohres gehört werden, in dem er bedeutend schwächer ist (Myers und Wilson, v. Hornbostel und Wertheimer).

Die reine Phasentheorie, die hauptsächlich auf Rayleigh zurückzuführen ist, nimmt folgendes an: Unabhängig von der Frequenz soll jeder Ton auf der Seite des rechten Ohres zwischen 0° und 90° Seitlichkeit lokalisiert werden, wenn bei Vor-eilen der Phase in dem rechten Ohr der Phasenunterschied zwischen dem rechten und dem linken

Ohre 0 bis $\frac{\pi}{2}$ beträgt; wächst er von $\frac{\pi}{2}$ bis π , so

soll der Seitenwinkel wieder von 90° auf 0° fallen,

wächst er von π bis $\frac{3\pi}{2}$, so wandert das Schall-

bild nach dem linken Ohr hinüber bis zu 90° Seit-

lichkeit, um bei weiterem Wachsen des Phasen-

unterschiedes von $\frac{3\pi}{2}$ bis 2π wieder in die Mitte

zurückzuwandern. Unabhängig von der Frequenz

soll also der Eindruck maximaler Seitlichkeit bei

einer Phasendifferenz von $\frac{\pi}{2}$ entstehen. Jedoch

zeigten Versuche von Bowlker, daß die eine

Seitlichkeit von 90° erzeugenden Phasendifferenzen

mit der Frequenz kontinuierlich zunehmen. Also

wird auch die Phasentheorie in der angegebenen

Form nicht allen Beobachtungen gerecht, obwohl

der Grundgedanke der Phasentheorie richtig ist.

Durch systematische Versuche haben dann

v. Hornbostel und Wertheimer gezeigt, daß der

Seitenwinkel, unter dem ein Schall gehört wird,

von dem Zeitunterschied der Erregung des einen

und des anderen Ohres durch den gleichen Reiz

abhängig ist. Der Seitenwinkel von 90° wird dann

bei einem bestimmten Grenzwert des Zeitunter-

schiedes zwischen gleichen Phasen in dem einen

und dem anderen Ohre erreicht, und damit muß

der Phasenunterschied, der 90° Seitlichkeit ergibt,

von der Frequenz abhängen. Somit ist die Zeit-

differenzentheorie eine notwendige Ergänzung

der Phasentheorie. v. Hornbostel und Wert-

heimer entwickelten die Zeitdifferenzentheorie

aus Versuchen mit kurzen Geräuschen, die als

Momentanreize gelten können. Entsprechend

hatte schon Mallock zur Erklärung der Lokali-

sation des Geschoßknalles (s. d.) auf die Zeit-

differenz zwischen dem Eintreffen des gleichen

Reizes in dem einen und dem anderen Ohre des

Beobachters hingewiesen.

Höhere Töne werden schlechter als tiefe lokalisiert

und alle Töne schlechter als Geräusche und als

intermittierende Schalle jeder Art. Nach der

Zeitdifferenzentheorie ist das ohne weiteres ver-

ständlich.

Nach v. Hornbostel und Wertheimer

erscheint der Schall schon als eben seitlich, wenn

der Zeitunterschied an beiden Ohren 30×10^{-6} sec

beträgt (unter günstigen Bedingungen bei noch

kleineren Werten), was einem Unterschied der Weg-

längen von der Schallquelle zu den beiden Ohren

des Beobachters von etwa 1 cm in Luft entspricht.

Die Genauigkeit der akustischen Richtungs-

wahrnehmung kann naturgemäß sehr erhöht werden,

wenn man den Ohrabstand künstlich vergrößert. Zu diesem Zwecke benutzt man als Schallfänger zwei Trichter (s. Schalltrichter), die sich in größerer Entfernung voneinander befinden, als der Ohrabstand beträgt, und die durch gleich lange Rohre jeder mit einem Ohre des Beobachters verbunden sind. Derartige „Richtungshörer“ sind namentlich während des Krieges von beiden Parteien viel benutzt worden. Sie können als Analoga zu den Prismen-Doppelgläsern in der Optik angesehen werden.

E. Waetzmann.

Näheres s. v. Hornbostel und Wertheimer, Berliner Akademie-Berichte 1920.

Schallschatten ist das akustische Analogon zum Lichtschatten. Gäbe es keine Beugung des Schalles (s. d.), so würde ein Beobachter von einer Schallquelle — bei Ausschluß direkter Leitung — nichts hören, wenn ein Hindernis (Wand, Haus usw.) zwischen beiden steht. Wegen der starken Beugung der langen Wellen erhält man aber bei tiefen Tönen überhaupt nur hinter sehr großen Hindernissen einen deutlichen Schallschatten. *E. Waetzmann.*

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.
Schallschürfung. Man hat versucht, aus der Beobachtung von Schallwellen (Geschwindigkeit, Form usw.), die durch künstliche Sprengungen usw. hervorgerufen werden, Lagerstätten wertvoller Bodenbestandteile zu erschließen. Die Schallwellen können durch Bebenmesser für kurze Wellen aufgezeichnet werden, oder auch mittels geeigneter Apparate (Geophone, s. d.) direkt abgehört werden.

E. Waetzmann.

Näheres s. R. Berger, Die Schalltechnik. Braunschweig 1926.

Schallschwingungen, Sichtbarmachung. Die meisten Methoden hierfür sind in dem Artikel „Schallregistrierung“ besprochen. Es sollen noch einige hinzugefügt werden, bei denen man auf die Fixierung des Schwingungsbildes zu verzichten pflegt und sich meist mit der subjektiven Beobachtung begnügt.

a) Eine Vorrichtung dieser Art ist das bereits von Wheatstone 1827 angegebene „Kaleidophon“, dessen Name nicht sehr glücklich gewählt ist. In einem Grundbrett sind Stäbe von verschiedener Länge und verschiedenem Querschnitt befestigt; die freien Enden tragen glänzende Metallknöpfchen od. dgl., damit ihre Schwingungsform von dem Auge gut verfolgt werden kann. Je nach den speziellen Verhältnissen, besonders der Form des Querschnittes (kreisförmig, rechteckig usw.) beschreiben die Metallknöpfchen bei passendem Anstoßen der Stäbe die verschiedensten Lissajous-Figuren. Melde hat die Stäbe, statt sie in ein Brett einzulassen, an dem einen Ende einer Stahllamelle angeschraubt, deren anderes Ende festgeklemmt ist. Mit diesem „Universalkaleidophon“ lassen sich noch viel mehr Schwingungskombinationen herstellen und sichtbar machen. In dem „Flammenkaleidophon“ von Melde ist die Lamelle durch ein senkrecht stehendes Metallrohr ersetzt, das unten in eine Membrankapsel (s. manometrische Flamme) eingeführt ist und auf das oben durch Vermittlung eines Querröhrchens ein zweites, kleineres, dünneres Metallrohr aufgesetzt ist, dessen Eigenschwingung durch ein verschiebbares Gewicht noch geändert werden kann. Das aus der Membrankapsel kommende, aus der oberen Öffnung dieses Röhrchens ausströmende Gas wird hier entzündet. Man kann nun Schwingungen in der Weise kombinieren, daß einmal die Rohre verschiedenartige

Transversalschwingungen ausführen, und daß außerdem noch die Flamme als „manometrische Flamme“ benutzt wird, indem die Membran der Kapsel von außen her durch irgendwelche Luftschwingungen erregt wird.

b) Sehr schön sind die Methoden, die auf intermittierender Beleuchtung des schwingenden Körpers beruhen. Die Dauer der Schwingung sei $\frac{1}{n}$ Sekunde. Wird dann der im Dunkeln befindliche

Körper jedesmal nach Ablauf von $\frac{1}{n}$ Sekunde momentan beleuchtet, so kann er sich während der sehr kurzen Zeit der Beleuchtung nicht merklich verschieben, und da er jedesmal beleuchtet wird, nachdem eine volle Schwingungsdauer vorüber ist, wird er fortdauernd in ein und derselben Phase beleuchtet, scheint also an der betreffenden Stelle still zu stehen. Wird nun die Zwischenzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Momentanbeleuchtungen ein wenig vergrößert, so sieht man den schwingenden Körper nach und nach seine aufeinanderfolgenden Stellungen einnehmen. Die Zahl der scheinbaren Schwingungen des Körpers ist dann gleich der Differenz der Anzahl der wirklichen Schwingungen und der Anzahl der Momentanbeleuchtungen in der gleichen Zeit.

Der Körper kann natürlich auch dauernd beleuchtet sein und das von ihm zum Auge gelangende Licht intermittierend gemacht werden (Stroboskopische Scheibe von Plateau oder stroboskopischer Zylinder).

Zur Regelung der Periode der intermittierenden Beleuchtung sind die verschiedensten Einrichtungen in Gebrauch. So kann eine mit einem schmalen Spalt versehene kleine Platte an einer Zinke einer Stimmgabel von der gewünschten Periode befestigt werden. Beobachtet wird durch eine feste, vor die schwingende gestellte Platte, die mit einem dem ersten parallelen Spalt versehen ist. Während der Dauer einer Periode decken sich dann die beiden Spalte einmal (Vibroskop). Von La Cour und Rayleigh ist das sog. phonische Rad konstruiert worden. Es besteht aus einer am Rande mit Zähnen aus weichem Eisen versehenen Kreisscheibe; die Zähne rotieren dicht an einem mit Hilfe einer elektromagnetischen Stimmgabel periodisch erregten Elektromagneten vorüber. Hiermit wird eine sehr feine Regulierung der Rotationsgeschwindigkeit erreicht.

Eine andere stroboskopische Methode besteht darin, daß auf eine kreisförmige Pappscheibe konzentrische Ringe aufgezeichnet sind, deren jeder in abwechselnd schwarze und weiße Felder geteilt ist. Die Anzahl der Felder nimmt von Ring zu Ring nach außen hin zu. Rotiert nun die Scheibe und wird sie von einer gleichmäßig leuchtenden Lichtquelle beleuchtet, so sieht sie gleichmäßig grau aus. Wird sie dagegen von einer manometrischen Flamme beleuchtet, so erscheinen die Felder desjenigen Ringes deutlich und stillstehend, dessen weiße (oder schwarze) Felderzahl, multipliziert mit der Rotationszahl, gleich der Schwingungszahl des die manometrische Flamme erregenden Tones ist.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Schallspektrum s. Beugung des Schalles.

Schallstärke s. Schallintensität.

Schalltrichter haben den Zweck, den Schall zu verstärken und ihn nach bestimmten Richtungen zu lenken, wobei es nicht ganz leicht zu übersehen ist, inwieweit die Verstärkung an einer bestimmten Stelle nur durch die Richtwirkung gegeben ist und inwieweit noch andere Faktoren mitwirken. Man benutzt die Schalltrichter entweder als Geber (Grammophontrichter, Sprechtrichter, Sprachrohr) oder als Empfänger (Horchtrichter, Hörrohr). Die übliche Form der Schalltrichter ist die Kegelform. Für spezielle Zwecke werden noch verschiedene Modifikationen derselben angewandt. So gibt man dem Grammophontrichter oft einen nach der Öffnung hin allmählich zunehmenden Öffnungswinkel, damit nicht eine bestimmte Richtung allzu sehr bevorzugt wird. Ebenso besitzen Hörrohre zum bequemen Hineinsprechen eine blumenkelchartige Erweiterung der Öffnung. Einen extremen Fall (Öffnungswinkel 0°) stellt das zylinderförmige Schallrohr dar, das beispielsweise verschiedene Räume eines Hauses miteinander verbindet und zum wechselseitigen Sprach- und Hörverkehr dient.

Die Wirkung des Sprachrohres (Megaphon) beruht einmal darauf, daß die gesamte erzeugte Schallenergie in einer bestimmten Richtung fortgeleitet wird. In diesem Zwecke ist das Ende des Trichters so geformt, daß der Mund des Sprechenden gut hineinpaßt. Ferner soll der Öffnungswinkel so gewählt sein, daß die Schallstrahlen untereinander möglichst parallel aus dem Trichter austreten. Beim Grammophontrichter darf naturgemäß dieser letzte Effekt nicht zu stark hervortreten, weshalb er große Öffnungswinkel oder auch blumenkelchartige Form erhält. Für jede Frequenz soll es einen bezüglich der Verstärkung optimalen Öffnungswinkel geben. Zweitens kann der Trichter Resonanzwirkungen geben, indem nicht nur die Luftmasse im Trichter, sondern auch die Wände zum Mitschwingen kommen. Der Einfluß der Wände macht sich namentlich in bezug auf die Klangfarbe stark bemerkbar. Blechtrichter machen infolge der hohen Eigentöne ihrer Wände den Klang heller und schärfer als Holztrichter. Es wirkt hierbei noch mit, daß die entsprechenden Eigenschwingungen von Wänden aus Holz, Papierstoffen u. dgl. stärker gedämpft sind als die von dünnen Metallwänden.

Die verstärkende Wirkung des Hörrohres beruht in erster Linie darauf, daß die von dem Öffnungsquerschnitt aufgenommene Schallenergie auf das Trommelfell konzentriert wird. Wird in die Aufnahmeöffnung des an das Ohr gehaltenen Rohres direkt hineingesprochen, so vereinigt es in sich bis zu einem gewissen Grade die schallverstärkende Wirkung von Sprech- und Hörtrichter.

Horchtrichter wirken im allgemeinen sehr gut für Schalle, die an sich schon laut sind, während sie an der Grenze der Hörbarkeit leicht versagen. Soll z. B. von Schiff zu Schiff eine Verständigung erzielt werden, so werden Wind und Nebengeräusche leicht so störend, daß an der Grenze der Hörbarkeit das bloße Ohr dem Horchtrichter überlegen ist.

Je nach der Art (Tonhöhe) des abzuhörenden Schalles müssen die Dimensionen des Horchtrichters gewählt werden. Während für Schalle mit hohen Teiltönen (Sprache) schon kleine Trichter genügen, müssen zur Verstärkung tiefer Töne die Trichter sehr groß gemacht werden. Trichter von 2—4 m Seitenlänge und einem Öffnungsdurchmesser von 1—2 m verstärken noch Töne von etwa 80 Schwin-

gungen und darunter. Trichter von diesen Dimensionen können unter günstigen Bedingungen die Reichweite des bloßen Ohres außerordentlich vergrößern. Es kommen Vergrößerungen der Reichweite um das 5- bis 10fache vor. Auch als Geber wirken Trichter von diesen Dimensionen sehr günstig. So ist eine Sprechverständigung auf etwa 1000 m als eine sehr gute Leistung anzusehen.

Der Vergleich der Reichweite eines Horchtrichters und des bloßen Ohres gibt auch interessante Aufschlüsse über die Fortleitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Befindet sich die Schallquelle nicht auf der Erdoberfläche, sondern in größerer Höhe (Flugzeug), so ist die Reichweite des Horchtrichters relativ viel geringer, woraus auf sehr starke Abnahme der Schallenergie mit der Entfernung zu schließen ist. *E. Waetzmann.* Näheres s. *E. Waetzmann, Ztschr. für techn. Physik* 1921 und *C. R. Hanna and J. Slepian, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* 43, 1924.

Schallwiderstand nennt man in Analogie zum elektrischen Widerstand das Verhältnis von Druckamplitude zu Geschwindigkeitsamplitude. Der Schallwiderstand ist also eine reine Eigenschaft des Mediums, während die Schallhärte (s. d.) noch von der Frequenz abhängt. *E. Waetzmann.*

Schaltarbeit s. Schalter.

Schalter. Gerät zum Öffnen oder Schließen eines elektrischen Stromkreises.

Man unterscheidet Schalter, bei denen die Schaltung durch mechanische Bewegung eines Leiterstückes oder durch Bewegung von Elektronen oder Ionen bewirkt wird. Die erstgenannten bilden die überwiegende Zahl aller bisher ausgeführten Schalter. Elektronen- und Ionenschalter dagegen befinden sich noch im Anfangsstadium ihrer Entwicklung.

Die mechanisch bewegten Schalter werden in Luftschalter und Ölschalter eingeteilt. Unter Luftschaltern versteht man Schalter, bei welchen die Schaltstücke im ausgeschalteten Zustande durch Luft voneinander getrennt sind, bei Ölschaltern ist das trennende Mittel Öl. Luftschalter finden stets zur Schaltung kleiner Energien in Schwachstrom- oder Meßkreisen Verwendung. Darüber hinaus müssen Luftschalter zur Schaltung starker Gleichstromenergien verwendet werden. Die Eigenschaften eines solchen Schalters werden beim Abschalten starker Gleichströme offenbar. Unmittelbar nach Trennung der Schaltstücke tritt zwischen diesen ein Lichtbogen auf, dessen Länge entsprechend dem während des Ausschaltens zunehmendem Abstand der Schaltstücke anwächst; diese Zunahme erfolgt indes nicht proportional, sondern man sorgt durch geeignete Anordnung des Lichtbogens dafür, daß die durch ihn erwärmte Luft vereint mit den elektrodynamischen Wirkungen der Stromschleife (s. d.) ihn in die Höhe treibt und dadurch zu einem langen Bande auseinanderzieht, welches schließlich abreißt. Für den zeitlichen Verlauf der Lichtbogenstromstärke ist hierbei neben den geschilderten Eigenschaften des Lichtbogens seine Strom-Spannungs-Charakteristik (s. d.) sowie Widerstand und Selbstinduktion des Stromkreises maßgebend. Während man bei einem Lichtbogen, der dauernd brennen soll, Widerstand und Lichtbogenlänge so regelt, daß die Stabilitätsbedingung erfüllt ist, muß man beim Schalter gerade umgekehrt darauf bedacht sein, daß der Lichtbogen nicht stabil ist; denn

sonst würde dieser stehende Lichtbogen den Schalter zum Schmelzen bringen. Man kann diese Bedingung analytisch in die Form kleiden, daß die zur Aufrechterhaltung des Lichtbogens zwischen voll geöffneten Schaltstücken notwendige Spannung stets größer ist als die am Schalter zur Verfügung stehende Spannung. Die Spannungsdifferenz entstammt während des Ausschaltvorganges dem in der Selbstinduktion aufgespeicherten magnetischen Feld. Damit das verschwindende Feld in der Selbstinduktion keine gefährliche Überspannung induziert (s. Induktionsgesetz), darf diese Energieentnahme nicht zu rasch erfolgen. Aus diesem Grunde sind Ölschalter (s. u.) für Gleichstrom unbrauchbar. Während die notwendige Höchstentfernung der Schaltstücke wesentlich von der Betriebsspannung des Netzes abhängt, wird durch den Ausschaltstrom die Wärmeenergie bestimmt, welche als sog. „Schaltarbeit“ am Schalter frei wird; sie führt dazu, daß eine gewisse Menge des Kontaktmaterials zum Schmelzen und Verdampfen gebracht wird, wodurch die Lebensdauer des Schalters leidet. Man kann diesem unerwünschten „Abbrand“ dadurch bis zu einem gewissen Grade abhelfen, daß man neben dem „Hauptkontakt“, welcher den stationären Betriebsstrom führt, einen „Hilfskontakt“ anordnet, welcher beim Ausschalten etwas später als der Hauptkontakt geöffnet wird. Der Lichtbogen setzt dann nur am Hilfskontakt an. Die Lebensdauer des ganzen Schalters kann daher mit verhältnismäßig geringem Kostenaufwand durch Erneuerung lediglich des Hilfskontaktes heraufgesetzt werden. Es ist bemerkenswert, daß die Erscheinungen des Abbrandes auch in Schwachstromschaltern auftreten, bei denen an sich kein Lichtbogen entstehen kann. Die Wärmeentwicklung kommt in diesem Fall dadurch zustande, daß kurz vor der endgültigen Trennung der Schaltstücke der gesamte Strom durch einige wenige, nahezu punktförmige Kontakte geleitet werden muß, deren Ohmscher Widerstand enorme Beträge erreicht. Der Schmelzprozeß macht sich hierbei in einem kleinen sog. „Unterbrechungsfunken“ bemerkbar.

Ölschalter finden stets Verwendung zur Schaltung großer Wechselstromenergien. Man macht hierbei von der Eigenschaft des Wechselstromes Gebrauch, von selbst, d. h. ohne Schaltung, durch 0 durchzugehen; die Abschaltung eines Wechselstromes würde demnach in idealer Weise erfolgen können, wenn es gelänge, genau beim Nulldurchgang des Stromes die Schaltstücke mit unendlicher Geschwindigkeit zu trennen; denn andernfalls würde die wiederkehrende Spannung die Trennstrecke zwischen den Kontakten sogleich wieder durchschlagen und damit einen Lichtbogen hervorbringen. In Wirklichkeit gelingt es weder, exakt den richtigen Schaltaugenblick abzuspassen noch die Geschwindigkeit der Schaltbewegung beliebig groß zu machen. Daher setzt stets im Ölschalter ein intermittierender Lichtbogen ein, der erst dann endgültig unterbrochen wird, wenn die Spannung beim Nulldurchgang des Stromes die Trennstrecke nicht mehr zu zünden vermag. Dies findet bei einer bestimmten Entfernung der Schaltstücke mit Sicherheit statt.

Man erkennt aus der geschilderten Wirkungsweise des Ölschalters, daß es viel leichter ist, einen Ohmschen Widerstand abzuschalten (bei welchem

Strom und Spannung gleichzeitig durch Null gehen), als einen induktiven Widerstand (bei welchem die Spannung gerade ihren Höchstwert erreicht, während der Strom verschwindet). Insbesondere stellt hiernach das Schalten induktiver Kurzschlüsse (s. d.) die schwerste Belastung des Schalters dar, und nach der hierbei am Schalter tätigen, sog. Kurzschlußleistung ist der Schalter zu bemessen.

Der Lichtbogen im Ölschalter unterscheidet sich wesentlich von dem eines Luftschalters, denn die in Wärme umgesetzte, am Schalter frei werdende Schaltarbeit dient hier nur zum kleinsten Teile zum Schmelzen des Elektroden, der weitaus überwiegende Teil erwärmt vielmehr das Öl in der Umgebung des Lichtbogens und verwandelt es hierbei in eine Gasblase, welche außerdem teilweise dissoziiert wird (s. d.); in ihr finden sich also neben dem eigentlichen Ölgas Beimengungen von Wasserstoff usw. Diese Gasblase berührt sich an ihrem Rande mit dem Öl und überträgt damit den in ihrem Innern wirkenden Druck auf die Flüssigkeit sowohl wie auf die Gefäßwände, den Schalterkessel. Bei der Aufstellung der thermodynamisch-mechanischen Gleichgewichtsbedingungen zwischen Gasblase, Öl und Kessel, zu denen gegebenenfalls noch die zwischen Ölspiegel und Kesseldecke eingeschlossene Luftschicht tritt, findet man, daß die Gasblase hohe Drucke (nach Schätzungen bis 80 Atmosphären) und sehr große Temperaturen annimmt. Der Schalterkessel muß den entsprechenden Anforderungen gewachsen sein. Der hohe Druck innerhalb der Gasblase ist durchaus erwünscht, um den Lichtbogen schnell zu ersticken; andernfalls nämlich würde dieser bei den in der Wechselstromtechnik üblichen hohen Spannungen eine Länge bis zu 6—8 m erreichen können und die Abmessungen des Schalters müßten ins Gigantische wachsen. Aus diesem Grunde scheiden für hochgespannte Wechselströme normale Luftschalter völlig aus. Der hohe Druck wird gefährlich, wenn er die Gasblase sprengt und dadurch hoch erhitzte explosive Gasteile mit Luft in Berührung kommen können. Wenn man hierfür keinen genügenden Druckausgleich vorsieht, welcher die Explosion in eine harmlose Verpuffung überführt, kommt es zu einer der gefürchteten Ölschalterexplosionen. Während fehlerfreie Schalter so gebaut sind, daß sie selbst einen schweren Kurzschluß anstandslos abschalten, ist eine solche Ölschalterexplosion fast unausbleiblich, wenn infolge von Komplikationen der Lichtbogen stehen bleibt. Bei der Beurteilung dieser Gefahr hat man Mehr- und Einkesselschalter zu unterscheiden. Im erstgenannten befindet sich nur der Schalter jedes Stromkreises in einem besonderen Kessel; der Lichtbogen bleibt stehen, wenn entweder während der Schaltbewegung ein Bruch des Antriebsmechanismus eintritt, so daß die Schaltstücke vor Erreichen der Ausschaltstellung hängen bleiben, oder die Gasblase unterhalb des Ölspiegels zur Kesselwand durchschlägt und damit einen Erdschlußlichtbogen einleitet. Der Einkesselschalter enthält in demselben Kessel die Schalter für mehrere Stromkreise (z. B. bei Drehstrom drei im Gegensatz zum Dreikesselschalter). Zu den obengenannten Gefahren tritt hier noch die Möglichkeit, daß zwei Gasblasen benachbarter Schalter sich berühren und damit zum Kurzschluß zwischen den benachbarten Stromkreisen führen (z. B. zum zweipoligen Kurzschluß bei Drehstrom). Man sucht dieser Gefahr

durch Einbau isolierender Trennwände zwischen die benachbarten Schalter zu steuern. Da beim Abschalten von Kurzschlüssen in großen Netzen riesige Stromstärken in der Größenordnung von einigen Tausend Ampere auftreten, werden an den stromdurchflossenen Schalterteilen so starke mechanische Kräfte geweckt, daß sie Teile des Schaltmechanismus deformieren und dadurch während der Schaltbewegung festklemmen können, wodurch die oben beschriebene Explosionsgefahr entsteht.

Infolge der weiten Verbreitung der Ölschalter hat der „Verband Deutscher Elektrotechniker“ zur möglichststen Minderung der Betriebsgefahren Vorschriften erlassen, welche innerhalb der Regeln für die Hochspannungsgeräte (REH) in das Vorschriftenbuch des VDE aufgenommen sind.

Schon seit langer Zeit ist man bestrebt, die Ölschalter durch minder gefährliche Schalter zu ersetzen. Zunächst lag es nahe, das Öl durch eine geeignetere Flüssigkeit zu ersetzen, und in der Tat hat man auf dieser Grundlage Wasserschalter gebaut; ähnlich hat man in neuerer Zeit versucht, das Öl durch verschiedene z. T. anorganische Flüssigkeiten zu ersetzen. Diese Versuche sind z. T. gescheitert, z. T. noch nicht abgeschlossen.

Eine grundsätzlich andere Möglichkeit des Schalterproblems bilden die eingangs erwähnten Elektronen- und Ionenschalter. Man geht hierbei von der völligen Isolationsfähigkeit des Hochvakuums für Leitungsströme aus; indem man in ein Hochvakuumgefäß zwei Elektroden einschmilzt und zwischen diese einen von außen steuerbaren Elektronen- oder Ionen-Konvektionsstrom (s. d.) übergehen läßt. Die Betätigung des Schalters erfolgt durch Schaltung dieses Konvektionsstromes. Diese Schalter befinden sich noch im Anfangsstadium der Entwicklung, namentlich die auf den Eigenschaften des Quecksilberdampfes basierenden Ionenschalter scheinen Erfolg zu versprechen. *F. Ollendorff*, Näheres über Luft- und Ölschalter, s. R. Rüdtenberg, Elektrische Schaltvorgänge, 2. Aufl. Berlin, Springer 1926.

Schaltleistung, Schallstück s. Schalter.

Schartenzielfernrohr s. Zielfernrohr.

Schatten, farbige s. Kontrast.

Schattenphotometer s. Photometer zur Messung von Lichtstärken.

Schattenprobe (Skioskopie). Man verwendet sie als ein sehr brauchbares von den Angaben des Untersuchten unabhängiges Verfahren zur Brillenglasbestimmung. Ihre Grundlagen sollen hier nach dem Vorgange des Berliner Augenarztes H. Wolff mitgeteilt werden. — Es sei der Fall angenommen, daß man durch eine mit dem Uhrzeiger vor sich gehende Drehung eines ebenen, mit einem engen Loch L versehenen Spiegels die Netzhaut des untersuchten Auges derart beleuchtet, daß ihre Erhellung in ihrem oberen Teile von unten nach oben wandere. Dann bildet das optische System des untersuchten Auges den beleuchteten und zerstreut strahlenden Teil

der Netzhaut bei N' in den Luftraum ab, entweder (Fig. 1 und 2) bei kurzsichtigen Augen reell und umgekehrt in positiver oder (Fig. 3)

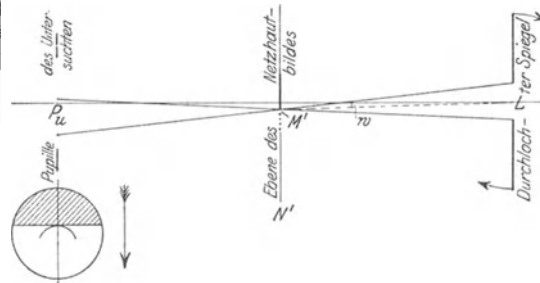


Fig. 1. Übersichtsbild für die gegenläufige Schattenwanderung bei stark kurzsichtigen Augen.

bei übersichtigen Augen virtuell und aufrecht in negativer Entfernung von der Pupille P_u des untersuchten Auges. Als Grenzfall dazwischen liegt das aufrecht in weiter Entfernung wahrgenommene Bild bei emmetropischen Augen. Das Beobachterauge wird möglichst dicht hinter L gebracht, das als Eintrittspupille dient, und

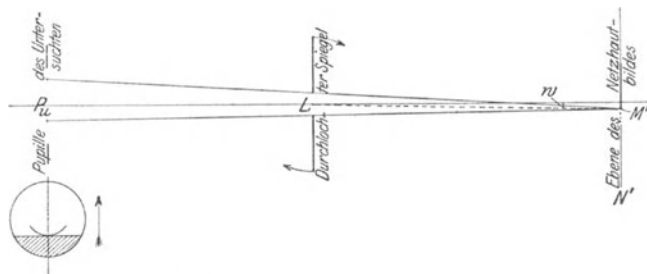


Fig. 2. Übersichtsbild für die mitläufige Schattenwanderung bei schwach kurzsichtigen Augen.

schauf auf P_u . Was sieht der Beobachter in der Pupillenebene P_u des Untersuchtenauges? Dort kann sicher kein deutliches Bild der Netzhaut liegen, aber es entsteht dort ein Zerstreuungsbild, denn jeder Punkt von N' , der dem Beobachter überhaupt sichtbar wird, bestimmt mit L als Grundfläche einen Kegel, dessen Schnitt mit der P_u -Ebene der gesuchte Zerstreuungskreis ist. Dieser Kreis ist verhältnismäßig groß (die Einzelheiten sind also stark verwaschen), wenn der Abstand zwischen den Ebenen N' und L im Verhältnis zu dem zwischen den Ebenen P_u und N' klein ist, und er ist verhältnismäßig klein (die Einzelheiten sind also erträglich deutlich), wenn der Abstand zwischen N' und L im Verhältnis zu dem zwischen P_u und N' groß ist. Betrachtet man nun einen

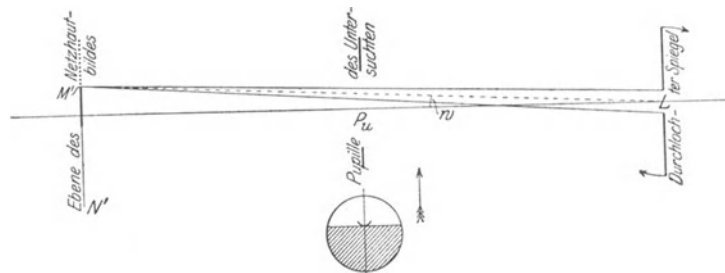


Fig. 3. Übersichtsbild für die mitläufige Schattenwanderung bei übersichtigen Augen.

Punkt der auf der Netzhaut hinaufwandernden Schattengrenze (es sei ein unterer Lichttrand gewählt, so daß auf der Netzhaut unten Dunkel, oben Licht liegt), so entspricht ihm in Fig. 1, 2 ein hinabwandernder Grenzpunkt M' , über dem Schatten —, unter dem Helle liegt. Das auf P_u achtende Beobachterauge bestimmt die Gesichtswinkel w von der Mitte der Eintrittspupille L aus, und man erkennt, daß die Schattengrenze in Fig. 1 hinab (gegen den Uhrzeiger), in Fig. 2 und 3 hinauf (mit dem Uhrzeiger) wandert. Man kann also sagen, für reelle Bildpunkte N' vor L ist die Schattengrenze gegenläufig, für reelle Bildpunkte N' hinter L und für virtuelle Bildlagen ist die Schattengrenze mitläufig in Beziehung auf die Spiegeldrehung. Fällt im Grenzfall M' in die L -Ebene, so kommt in P_u überhaupt keine Lichterscheinung zustande, und eine geringe Spiegeldrehung ist völlig einflußlos. Schaltet man nun so lange Versuchslinsen bekannter Brechkraft vor P_u , bis man aus dem Aufhören der Schattenwanderung erkennt, daß N' und L zusammenfallen, so kann man den gewünschten Schluß zunächst auf die Refraktion der aus Auge und Versuchslinse gebildeten Zusammensetzung und schließlich auf die des Auges selber machen. — Eine größere Genauigkeit für die Bestimmung des

Zusammenfallens der Ebenen N' und L erhält man durch die von Wolff vertretene Änderung des Abstandes zwischen P_u und L ; alsdann genügt eine geringe Zahl von Vorschlaglinsen, um N' in einer mäßig großen Entfernung von P_u reell abzubilden. Natürlich kennt man bei diesem Verfahren den Akkommodationszustand des untersuchten Auges nicht.

v. Rohr.

Näheres s. H. Wolff, Das System der Skiaskopie und Ophthalmoskopie. 1906.

Schattenwinkel s. Polarimeter.

Schaufelgitter s. Flügelgitter.

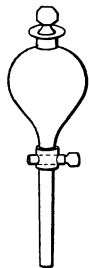
Schaufeln von Turbinen und Pumpen (s. d.) über die tragflügelartige Wirkung der Schaufeln von Kreisrädern und Schraubenrädern s. außerdem unter Tragflügel und unter Flügelgitter.

Eisner — O. Schrenk.

Schauflerad = Radpropeller s. Propulsion.

Schauflerreihe s. Flügelgitter.

Scheibe, rotierende s. Grenzschicht.



Scheidetrichter.

Scheidetrichter heißt ein Glasgefäß von der nebenstehend abgebildeten Gestalt. Es dient zum Durchschütteln und zur nachträglichen Trennung zweier Flüssigkeitsphasen. Nachdem sich eine klare Grenzfläche hergestellt hat, läßt man die schwerere Phase durch den unteren Ansatz abfließen und schließt den Hahn, wenn die Grenzfläche gerade durch die Durchbohrung des Hahnes geht.

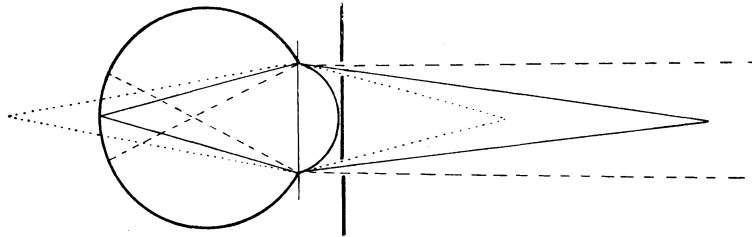
Günther.

Scheinbares Auge s. Strahlenbegrenzung.

Scheinbild (Optik) wird zuweilen im Sinne eines nicht auffangbaren, virtuellen Bildes gebraucht. Zweckmäßiger scheint es, den Ausdruck für den Fall zu gebrauchen, daß die von einem Dingpunkte kommenden Strahlen einander nach dem

Durchgang durch die optische Vorrichtung auch rückwärts verlängert nicht schneiden, daß aber gleichwohl eine bildartige Erscheinung vorhanden ist, wie bei der Wiedergabe eines Gegenstandes durch die Lochkammer, oder bei den Scheinbildern in Zylinder- oder Kegelspiegeln. H. Boegehold.

Scheinerscher Versuch. Der Scheinersche Versuch benutzt eine Anordnung, die es gestattet, den jeweiligen Refraktionszustand des Auges mit den einfachsten Hilfsmitteln schnell und sicher festzustellen. Der Kunstgriff der Methode besteht darin, aus den von den einzelnen Punkten eines Objektes in das Auge gelangenden Lichtkegeln durch ein mit zwei nebeneinander liegenden feinen Öffnungen versehenes Diaphragma (der Abstand der beiden Löcher soll den Pupillendurchmesser nicht überschreiten) zwei ganz enge Lichtbüschel auszuschneiden, die sich im Falle einer scharfen Abbildung des Objektes natürlich auf der Netzhaut vereinigen, im Falle einer unscharfen Abbildung des Objektes dagegen zwei getrennte Stellen der Netz-



Anordnung des Scheinerschen Versuches.

haut treffen werden. Man sieht durch die Zweilochanordnung ein aufrechtstehendes lineares Objekt also nur dann einfach, wenn das Auge auf dasselbe akkommodiert ist, in jedem anderen Falle müssen (monokulare) Doppelbilder auftreten. Ob das Objekt letzteren Falles ferner oder näher liegt als der Akkommodationspunkt des Auges, ist durch Verdecken eines der beiden Löcher zu entscheiden: wie aus der Figur (unter Berücksichtigung der Raumwertverteilung auf der Netzhaut, s. d.) ersichtlich ist, kommen bei größerer Entfernung des Objektes ungekreuzte, bei geringerer gekreuzte Doppelbilder zustande. Mittels der Untersuchung nach Scheiner lassen sich an dem Auftreten von Doppelbildern ferner Objekte ganz geringe Grade von Myopie natürlich sofort sicher erkennen. Auch ist die Methode (Optometer) zur Bestimmung der Akkommodationsbreite nutzbringend zu verwenden, indem man das nötigenfalls mit + 3 oder + 4 Dioptr. künstlich kurzsichtig gemachte Auge an dem auf einer Gleitschiene verschieblichen Prüfungsobjekt auf die Lage seines Nah- und Fernpunktes untersucht und aus den gefundenen Werten die Zahl der bei der Akkommodation aufgebrauchten Dioptr. berechnet (s. unter Akkommodationsbreite).

Dittler.

Näheres s. in jedem größeren Lehrbuch der Physiologie.

Scheinersystem s. Sensitometrie.

Scheinleistung s. Wechselstromgrößen; Leistungsfaktor.

Scheinwerfer sind Beleuchtungsgeräte, die einen zur Fernbeleuchtung dienenden intensiven Lichtkegel aussenden. Sie bestehen aus einem in einem Gehäuse untergebrachten Scheinwerferspiegel (s. d.) nebst einer in dessen Brennpunkt aufgestellten Lichtquelle. Man hat auch Scheinwerfer gebaut, bei denen die optische Aufgabe des Scheinwerfer-

spiegels einer Linse übertragen wurde. Die Wirkungen dieser Scheinwerfer blieben hauptsächlich infolge der sphärischen Aberration der Linse, selbst bei Verwendung sog. Fresnel'scher Linsen, hinter denjenigen der Hohlspiegelscheinwerfer zurück. Um den Lichtkegel nach jedem Punkt hinlenken zu können, ist das Gehäuse gewöhnlich um zwei zueinander senkrechte Achsen drehbar aufgestellt. Die Austrittsöffnung des Gehäuses ist meist mit einer planparallelen Glasscheibe, die auch aus einzelnen Streifen bestehen kann, abgeschlossen. Um den Scheinwerfer abzublenden bzw. den Lichtkegel abzuschmüren, dienen Jalousieblenden- bzw. Irisblendeneinrichtungen.

Der Divergenz- oder Streuwinkel 2α des Lichtkegels hängt von der Brennweite f des Spiegels bzw. der Linse und dem Durchmesser d der kugelförmig vorausgesetzten Lichtquelle ab; es ist $\operatorname{tg} \alpha = \frac{d}{2f}$. Um die Streuung in wagerechter

Richtung zu vergrößern, schaltet man eine Reihe von Zylinderlinsen mit lotrechten Achsen, sog. Streuer, vor. Zwei solche in Richtung der Scheinwerferachse gegeneinander verschiebbare parallele Streuersysteme gestatten den wagerechten Divergenzwinkel in weiten Grenzen zu verändern.

Für einen weit entfernten Punkt der Achse ist die Lichtstärke eines Scheinwerfers gleich dem Produkt aus der Flächenhelle der Lichtquelle in der Achse und der Projektion der Spiegelfläche auf eine Lotebene zur Spiegelachse. Ist D der

Spiegeldurchmesser, so ist $\frac{D^2}{d^2}$ die Verstärkungszahl des Scheinwerfers. Nach dem Rand des Lichtkegels zu nimmt die Lichtstärke ab, so daß man einen zentralen Teil, das Kernlicht, vom Randlicht unterscheiden kann.

Als Lichtquellen kommen hauptsächlich elektrisches Bogenlicht, Glühlampen, durch Gasflammen erhitzte Glühplättchen (Kalklicht) und Azetylenflammen in Betracht. Die Flächenhellen dieser Lichtquellen sind ungefähr:

Azetylenflamme	8 HK/cm ²
Elektrische Glühlampen (Spiraldräht) 1 000 HK/cm ²	
Glühplättchen (Thoriumoxyd) mit Azetylensäuerstofflamme	1500 HK/cm ²
Bogenlicht	18 000 HK/cm ²
Beck-Bogenlicht (140 A 83 V)	67 500 HK/cm ²
Goerz-Beck-Bogenlicht (300 A 110 V)	über 120 000 HK/cm ²

Über die größten mit Scheinwerfern bis jetzt erreichten Lichtstärken gibt nachfolgende Zusammenstellung Aufschluß:

Spiegel-durch-messer	Lichtquelle	max. Lichtstärke
110 cm	Bogenlicht 150 A 76 V	95 Mill. HK
200 "	" 200 " 85 "	350 " "
110 "	Beck-Bogenlicht 140 A 83 V	225 " "
110 "	Goerz-Beck-Bogenlicht 225 A	560 " "
200 "	Goerz-Beck-Bogenlicht 300 A	2000 " "

Unter Reichweite eines Scheinwerfers versteht man die Entfernung in km, in der große Gegenstände, Gebäude und dgl., noch so hell erleuchtet werden, daß ein um dieselbe Strecke entfernter Beobachter sie noch erkennen kann. Diese Größe hängt außer von der Lichtstärke des Scheinwerfers noch von der Durchlässigkeit der Luft, von der Farbe und Oberflächenbeschaffenheit des beleuchteten Gegenstandes und der Sehschärfe des beobachtenden Auges ab.

Neben der Verwendung zum Signalisieren und zur Beleuchtung von Fliegern und Schiffen usw.

im Kriege dienen die Scheinwerfer zur Beleuchtung von Schaubühnen, Arbeitsplätzen, Reklameschriften und an Fahrzeugen angebracht zur Fahrbahnbeleuchtung.

Hartinger.

Näheres s. F. Nerz, Scheinwerfer u. Fernbeleuchtung. 1894 u. H. Siedentopf, Reichweiten der Flakscheinwerfer aus den „Mitteilungen der Flakscheinwerfer Prüf- und Versuchsabteilung Hannover“. Heft 3. G. Gehlhoff und F. Thilo, Die neueste Entwicklung der Bogenlicht-Scheinwerfer in Deutschland. Leipzig. Verlag von Hachmeister und Thal 1921. G. Gehlhoff, Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit. Ztschr. f. techn. Physik 1923, Nr. 1 u. 2, 1923, Nr. 4. C. A. Sonnefeld, Die Hohlspiegel. Berlin 1925. Union Deutsche Verlagsanstalt.

Scheinwerferspiegel haben die Aufgabe, die kleine Leuchtfläche einer im Brennpunkt angeordneten künstlichen Lichtquelle durch die bedeutend größere Spiegelfläche zu ersetzen und zwar auf Kosten des Raumwinkels, in dem die Strahlung stattfindet. Die günstigste Form eines Scheinwerferspiegels für Fernbeleuchtung ist die eines Rotationsparaboloids. Die Entfernung des Brennpunktes vom Paraboloidscheitel ist die Brennweite des Spiegels. Der Parabolspiegel besitzt für den Brennpunkt keine sphärische Aberration; die vom Brennpunkt ausgehenden Strahlen treten sämtlich parallel zur Achse aus. Eine in unmittelbarer Nähe des Brennpunktes befindliche Lichtquelle, welche klein ist gegenüber der Brennweite, wird in unendliche Ferne abgebildet. Der Winkel eines nach dem Spiegelrande zielenden Strahles mit der Achse wird als halber Öffnungs- oder Nutzwinkel bezeichnet.

Für kleine Öffnungswinkel kann man das Rotationsparaboloid im Scheitel durch eine Kugelfläche ersetzen; es geschieht dies bei den am einfachsten herzustellenden Kugelspiegeln aus Glas mit versilberter Rückfläche. Für die Verwendung mit größerem Öffnungswinkel scheiden diese Spiegel der sphärischen Aberration wegen aus.

Der im Jahre 1874 von Mangin angegebene Scheinwerferspiegel besteht aus einer konkav-konvexen Zerstreuungslinse, deren konvexe Seite versilbert ist. Für verschwindende Spiegeldicke in der Achse ist das Verhältnis der Krümmungsradien der Vorder- und Hinter-

fläche $\frac{r}{R} = \frac{2n-1}{2n}$, wobei n den Brechungsindex des Glases bedeutet. Der Spiegel ist sphärisch so korrigiert, daß er bis zu einem Öffnungswinkel von 60° verwendet werden kann; für die Verwendung mit größeren Öffnungswinkeln sind die sphärischen und chromatischen Aberrationen und die beträchtlich zunehmende Randdicke hinderlich.

Im Jahre 1905 hat die Firma Carl Zeiß den sog. Sphäroidspiegel geschaffen, der bei vollständiger Hebung der sphärischen Aberration mit bedeutend größerer Öffnung als der Manginsche benutzt werden kann. Die versilberte Rückfläche ist eine genaue Kugelfläche und die Vorderfläche eine transzendente Rotationsfläche, welche die sphärische Korrektur bewirkt. Die Spiegeldicke nimmt von der Achse gegen den Rand hin zunächst ab und dann wieder zu, wobei die Schwankungen im Vergleich zum Manginspiegel gering sind.

Nachdem man Parabolspiegel zunächst aus Metall herstellte, ging Tschikolew daran, Glas-Parabolspiegel aus sphärisch geschliffenen Ringen zusammensetzen. Im Jahre 1886 ist es dann Schuckert in Nürnberg gelungen, Parabolspiegel aus einem Stück Glas herzustellen.

Im Jahre 1915 hat die Firma Carl Zeiß die Konstruktion eines Glasspiegels bekanntgemacht, dessen Vorderfläche ein Rotationsparaboloid ist, während die Hinterfläche eine transzendente Rotationsfläche darstellt, welche vollkommen sphärische Korrektur bewirkt. Die Brennpunktstrahlen treten achsenparallel aus, ob sie nun von der Vorderfläche oder Rückfläche oder im Glase mehrmals reflektiert werden. Zwischen den Scheitelkrümmungen r_1 und r_2 der Vorder- und Rückfläche der Achsendicke d und dem Brechungsindex n besteht die Beziehung $r_2 = \frac{n^2(r_1 - d)^2 - d^2}{n^2(r_1 - d) + d}$.

Scheinwerferspiegel aus Glas werden bis zu einem Durchmesser von 2 m hergestellt; es werden auch Scheinwerferspiegel aus Metall, Beton und dgl. angefertigt und ihre Innenflächen mit einem Belag von Silber mit Lackschutz, Gold, Palladium usw. versehen.

Über Leuchtwirkung, Reichweite usw. s. unter Scheinwerfer.

Hartinger.
Näheres s. in F. Nerz „Scheinwerfer und Fernbeleuchtung“, Nürnberg 1894, in dem Aufsatz von Mangin im „Mémorial de l'Officier du Génie 1876“ und bei C. A. Sonnefeld, Die Hohlspiegel, Berlin 1925, Union, Deutsche Verlagsanstalt.

Scheinwiderstand, -leitwert, -leistung s. Wechselstromgrößen.

Scheitelfaktor. Das Verhältnis des Maximalwertes (der Amplitude) I_m eines Wechselstromes zu seinem Effektivwert I heißt Scheitelfaktor. Für einwelligen Strom ist der Scheitelfaktor gleich $\sqrt{2}$. Vgl. auch Wechselströme. *R. Schmidt.*
Näheres s. Handb. d. Phys. Bd. XV.

Scheitelwert s. Wechselströme; Leistung, elektrische.

Schematisches Auge s. Auge.

Schemerfernrohr s. Umkehrprismensystem und Stereoskop.

Scherspannung s. Spannungszustand in einem Kontinuum.

Scherung s. Deformationszustand.

Scherung. Nur die ballistische Untersuchung von magnetischem Material in Ringform gibt einwandfreie Magnetisierungskurven, welche, wenn die Ringbreite im Verhältnis zum Durchmesser nur gering ist, einer Verbesserung nicht bedürfen, da bei dieser Anordnung der ganze Induktionsfluß dauernd innerhalb der Probe bleibt und weder Luftschlitze noch auch fremde Stoffe zu passieren hat, wobei sich magnetische Belegungen bilden, die in schwer kontrollierbarer Weise auf die in der Probe herrschende Feldstärke zurückwirken. Alle anderen magnetischen Messungen, wie die Messungen im Joch, dem Köpelschen Apparat, der magnetischen Präzisionswaage usw., aber auch die Ellipsoidmessungen bedürfen deshalb einer Verbesserung, der sog. Scherung, insofern als die nach diesen Methoden gewonnenen Magnetisierungskurven durchweg erheblich schräger liegen, als die absoluten Kurven, und auch zumeist eine höhere Koerzitivkraft besitzen. Nur beim Ellipsoid kann man diese Scherung rechnerisch bestimmen, und zwar ist sie gegeben durch die Größe $N\zeta$, wobei ζ die durch die Messungen bekannte Magnetisierungsintensität und N den sog. Entmagnetisierungsfaktor (s. d.) bedeutet, der sich aus dem Dimensionsverhältnis (Länge zum größten Durchmesser) des Ellipsoids genau berechnen läßt. Dieser Scherungswert ist von dem gemessenen Wert der scheinbaren Feldstärke ζ' abzuziehen, um die wahre, im Innern des Ellipsoids herrschende Feldstärke ζ zu gewinnen (also $\zeta = \zeta' - N\zeta$).

Die sonstigen Meßmethoden erfordern sämtlich empirische Scherungswerte, die nicht nur von der Beschaffenheit des Apparats, sondern auch von derjenigen des zu untersuchenden Materials abhängen und daher, da man diese ja nur ganz annähert kennt, mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind. Man erhält sie, indem man mehrere Proben mit bekannten magnetischen Eigenschaften in dem zu eichenden Apparat untersucht und die so

erhaltene Kurve mit der wahren Magnetisierungskurve vergleicht.

Gumlich.

Schicht, neutrale s. Balken und Stäbe; Biegung.

Schichtenströmung s. Poiseuilleströmung und laminaire Bewegung der Flüssigkeiten.

Schichtflächen s. Äquipotentialflächen.

Schichtpaare s. Geschichtete Lichtsäule.

Schichtpotentialdifferenz s. Geschichtete Lichtsäule.

Schichtwolke s. Stratus.

Schieben eines Flugzeuges nennt man allgemein das Fliegen mit Seitenwind, wobei die Flugrichtung nicht in der Symmetrieebene des Flugzeuges liegt. Ein solcher „Seitenwind“ (relativ zum Flugzeug) tritt auf, wenn das Flugzeug zu flach in einer Kurve liegt, wenn es also nach seiner Drehung durch das Seitenruder noch die ursprüngliche Bewegungsrichtung beibehält.

L. Hopf.

Schiebung s. Balken und Stäbe; Verzerrungszustand.

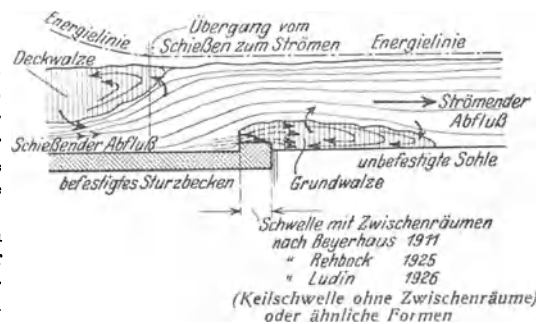
Schiefe der Ekliptik s. Ekliptik.

Schießen s. Ballistik, Geschößabweichungen, zufällige, Tageseinflüsse beim Schießen.

Schießen und Strömen. Der Abfluß in offenen Gerinnen (s. d.): $Q = v \cdot F = v \cdot a \cdot b \cdot R = v \cdot a' \cdot b \cdot t$, mit v = mittlerer Querschnittsgeschwindigkeit, F = Querschnittsfläche, b = Spiegelbreite, $R = F/U$ = Profilradius (s. d.), t = mittlerer Wassertiefe und a bzw. a' gleich einem von der Profilform abhängigen Wert, unterliegt in jedem einzelnen Querschnitt dem (für den ganzen Querschnitt angesetzten) Bernoullischen Theorem (s. d.):

$$v \cdot \frac{v^2}{2g} + \frac{p + \gamma t}{\gamma} = H, \text{ oder } \frac{v}{2g} \frac{Q^2}{a'^2 b^2 t^2} + t = H - \frac{p}{\gamma} = H_1, \text{ d. h. } \frac{m}{t^2} + t = n.$$

Hierin ist $v > 1$ und bringt die Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt zum Ausdruck; ferner ist g die Erdbeschleunigung, γ das spezifische Gewicht und H eine mit der je Masseneinheit verfügbaren Energie zusammenhängende gegebene Größe. Aus der Diskussion dieser Gleichung dritten Grades für t erkennt man, daß bei gegebenem $\left(\frac{Q}{a' b}\right)$ und H der Abfluß bei zwei verschiedenen (positiven) Werten t möglich ist; beide Lösungen fallen zusammen ($= t_0$), wenn die mittlere Querschnittsgeschwindigkeit $v = \sqrt{g t_0}$ = der Schwallgeschwindigkeit (s. Hebungswellen) ist. In diesem Falle fließt bei gegebenem H das größtmögliche



Schießen und Strömen unterhalb eines Wehres.

Q bzw. ein gegebenes Q bei $\min \cdot H$ ab. Bei zwei verschiedenen Lösungen $t_1 \neq t_2$, wobei $t_1 > t_0 > t_2$ sei, geht also der Abfluß entweder mit Über-

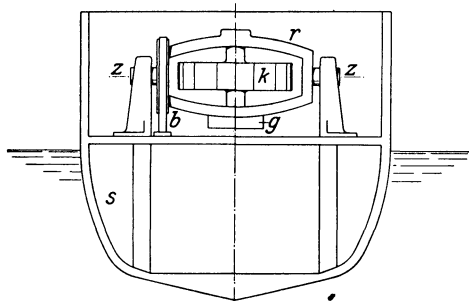
schwallgeschwindigkeit und Tiefe t_2 oder Unterschwallgeschwindigkeit und Tiefe t_1 vor sich. Im ersten Fall können sich Oberflächenercheinungen stromauf nicht fortpflanzen, so daß die Verhältnisse der Abflußstrecke von den Verhältnissen stromauf beherrscht werden, im zweiten Falle gilt das umgekehrte. Nach einem Vorschlag von Rehbock hat man für die beiden Fließzustände (beides ist „Fließen“) die neuen Wortbildungen „Schießen“ und „Strömen“ einzuführen versucht. Ursachen für das Übergehen der einen Abflußart in die andere sind z. B. Querschnitts-, Gefälle- oder Rauheitswechsel. Unterhalb eines Wehres (s. Überfall) hat das überfallende Wasser, ebenso wie das aus einem Behälter durch eine Seitenöffnung unmittelbar über der Sohle (s. Ausfluß) oder das unter einer angehobenen Sperrtafel austretende Wasser meist eine größere Geschwindigkeit, als dem $\sqrt{gt_0}$ des Strahles entspricht s. Fig.; diese wird beim Weiterlaufen in einer Strecke mit $i < \frac{\lambda}{2}$;

$$v = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \cdot \sqrt{t \cdot J} \quad (\text{s. Staukurve und Fließformeln,}$$

hydraulische, wo auch die Bezeichnungen erklärt sind) bald durch Reibung gebremst und geht bei Erreichung der Schwallgeschwindigkeit durch Vermittlung eines Wassersprunges (s. d.) in Strömung mit Unterschwallgeschwindigkeit über. Über den Zusammenhang mit den Begriffen Wildbach und Fluß s. ebenfalls Staukurve und Wassersprung; vgl. auch Pfeilerstau. *Eisner.*

Schiffskompaß s. Kompaß.

Schiffskreisel. Ebenso wie der Kreisel imstande ist, ein mechanisches System von zwei labilen Freiheitsgraden künstlich zu stabilisieren (s. Stabilisierung, gyroskopische), so ist er, in ein stabiles System eingebaut, auch fähig, dessen Bewegungen entscheidend zu beeinflussen und das System unter Umständen gegenüber äußeren Einflüssen mehr oder weniger vollkommen zu schützen. Die großzügigste Anwendung dieses Gedankens ist der Schiffskreisel von O. Schlick zur Abdämpfung und Verhinderung der Rollbewegungen des Schiffes



Schiffskreisel.

im Seegang. Ein etwa mittschiffs liegender, als Dampfturbine angetriebener Kreisel (k) — es genügt, wenn sein Gewicht etwa $\frac{1}{2}\%$ des Schiffsgewichts ausmacht — ruht in einem durch ein Übergewicht (g) beschwerten Rahmen (r), der sich um querschiffs gerichtete Zapfen (z) drehen kann, und dessen Schwingungen gegen den Schiffskörper (s) sich entweder durch eine Bandbremse (b) oder auf hydraulischem Wege abdämpfen lassen.

Qualitativ kann man die Wirkung der Vorrichtung leicht überblicken. Jede dem Schiffskörper etwa durch den Seegang mitgeteilte Schwingung um seine Längsachse weckt in dem Kreisel, sobald dieser mit einem genügend großen Drehimpuls \mathfrak{S} (s. Impuls) begabt ist, ein Kreiselmoment (s. Kreisel), stark genug, den Kreiselrahmen in heftige Schwingungen um die Querachse (zz) zu versetzen. Es wird so ein Teil der Schwingungsenergie des Schiffes auf den Kreiselrahmen übertragen, wo sie in Form relativer Schwingung gegen das Schiff ohne Schwierigkeit durch Abbremsen unschädlich gemacht werden kann.

Eine genauere quantitative Theorie gibt darüber hinausgehend einen wesentlich tieferen Einblick in die durch den Kreisel hergestellte Wechselwirkung zwischen Schiff und Rahmen. Man hat dabei vor allem zu unterscheiden zwischen den Eigenschwingungen des Schiffes und den durch den Seegang erzwungenen Schwingungen des Schiffes. Der Kreisel soll demnach zwei an sich verschiedene Aufgaben lösen: einerseits soll er etwa vorhandene Eigenschwingungen möglichst rasch vernichten, andererseits soll er das Entstehen von erzwungenen Schwingungen tunlichst verhindern. Die Theorie sowie die Erfahrung zeigen, daß er zwar beiden Aufgaben einzeln ausgezeichnet gewachsen ist, daß er sie aber sozusagen nur in verschiedenen Kampfstellungen bewältigen kann, nämlich die erste — die Dämpfung — nur mit mäßigem Drehimpuls und starker Bremsung, die zweite — die Verhinderung von Schwingungen — nur mit großem Drehimpuls und schwacher Bremsung, wobei überdies die Pendelschwingung des Rahmens, falls ungebremst, mit der Wellenfrequenz in Resonanz sein sollte. Es ist demnach erforderlich, einen Vergleich zu schließen. Dabei zeigt sich, daß es am zweckmäßigsten ist, dem Drehimpuls mehr die Verhinderung, der Bremse mehr die Abdämpfung der Schiffschwingungen zu übertragen. Es gibt dann einen günstigsten Wert für die Stärke der Bremsung, der theoretisch berechnet werden kann, aber praktisch besser versuchsmäßig ermittelt wird. Dieser günstigste Bremswert richtet sich naturgemäß nach der Frequenz der Wellen, die in Resonanz mit den Eigenschwingungen des Schiffes sind. In diesem Bereich ist der Kreisel ganz außerordentlich wirksam (er vermag die lästigen Rollschwingungen des Schiffes fast augenblicklich beinahe vollkommen zum Verschwinden zu bringen). Und es hat demgegenüber wenig zu besagen, daß er dann bei Wellen von (gegenüber der Eigenfrequenz des Schiffes) sehr großer oder sehr kleiner Frequenz nahezu ohne Wirkung bleibt; denn solche Wellen können dem Schiff offenbar wenig anhaben.

Es wäre wahrscheinlich zweckmäßig, die allzu schematisch arbeitende Bremse entweder von Hand zu betätigen oder sogar zu ersetzen durch eine den Kreiselrahmen in geeigneter Weise zu steuernde Hilfsmaschine, die sich den mannigfach veränderlichen äußeren Einflüssen anpassen müßte und aus dem Kreisel dann einen viel schmiegsameren Stabilisator machen könnte. Beispielsweise kann ein rein periodischer Wellenzug von der Frequenz a in seiner Wirkung auf das Schiff vollkommen aufgehoben werden durch ein synchrones, jedoch um eine Viertelswelle nachhinkendes Zwangsmoment auf den Kreiselrahmen. Und allgemein findet man, daß ein beliebig veränderliches Moment p der Wellen auf das Schiff (gerechnet um dessen Längsachse) restlos

vernichtet werden kann durch ein auf den Kreisel ausgeübtes Drehmoment q von der Form

$$q = -\frac{A}{\mathcal{E}} \cdot \frac{dp}{dt},$$

wo \mathcal{E} der Drehimpuls des Kreisels und A das Trägheitsmoment des (nun von seinem Übergewicht befreiten) Kieselrahmens um seine Schwingungsachse vorstellt.

Es darf nicht verschwiegen werden, daß nach anfänglich vielversprechenden Erfolgen die Weiterentwicklung des Schiffskreisels unerwarteterweise dadurch gehemmt worden ist, daß die starken Kräfte, die der Kieselrahmen seinerseits auf den Schiffskörper ausübt, zu unzulässig großen und geradezu gefährlichen Beanspruchungen des Schiffverbandes führten. Gewisse andere, von Schuler entdeckte lästige Nebenwirkungen können durch Verwendung von zwei gegenläufigen Kreiseln grundsätzlich beseitigt werden.

Übrigens ist der Kreisel natürlich auch befähigt, Schiffsschwingungen zu erzeugen; es genügt, den Rahmen künstlich in Schwingung zu versetzen. Sperry hat vorgeschlagen, auf diese Weise das Einfrieren von Schiffen zu verhindern und eingefrorene Schiffe aus dem Eise zu befreien.

R. Grammel.

Näheres s. R. Grammel, Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen. Braunschweig 1921, § 23 und S. 346.

Schiffsmagnetismus. Die induzierende Kraft des Erdmagnetismus ruft in den Eisenmassen eines Schiffes, besonders stark in eisernen Schiffen einen Eigenmagnetismus hervor, der einen so bedeutenden Einfluß auf den Kompaß ausübt, daß dies berücksichtigt werden muß. Zunächst entsteht durch die Erschütterungen beim Bau ein beharrliches Feld, der feste Magnetismus. Um ihn zu verringern, dreht man den Schiffskörper nach dem Stapellauf in die umgekehrte Richtung. Sodann induziert das Erdfeld auch später jederzeit einen „flüchtigen“ Magnetismus, der von dem Ort des Fahrzeugs auf der Erde und seinem Azimut abhängt. Dazwischen wirkt noch der remanente Magnetismus oder „halbfeste“, d. i. die Nachwirkung der flüchtigen Induktion. Die am Kompaß erzeugte Ablenkung von der wahren magnetischen Nordrichtung heißt „Deviation“. Die Schiffahrtskunst erfordert eine genaue Kenntnis der Deviationsformel. Ihre Gestalt ist

$$A + B \sin z + C \cos z + D \sin 2z + E \cos 2z.$$

A setzt sich zusammen aus dem Indexfehler des Kompasses und der Wirkung der unregelmäßig durch das Schiff verteilten Magnetismen. B stammt von der Längskomponente des festen und der horizontalen des in den vertikalen Massen induzierten flüchtigen Feldes her. C rührt von der Querschiffskomponente des festen Magnetismus, D von der Horizontalinduktion her. E ist wieder auf die zur Mittschiffslinie unsymmetrischen Eisenmassen und die in ihr hervorgerufene Horizontalinduktion zurückzuführen. Die Glieder mit z liefern die „halbkreisige“ oder „semizirkuläre“, jene mit $2z$ die „viertelkreisige“ oder „quadrantale“ Deviation. Daneben ist noch der von der Neigung des Schiffes abhängige „Krängungsfehler“ von Bedeutung. Sechstel- oder achteckkreisige Deviationen sind auf Fehler im Bau der Kompass zurückzuführen.

Die Deviation soll unter 20° bleiben, es ist daher nötig, den Einfluß des Schiffsmagnetismus auf den

Kompaß soweit herabzustimmen. Dies geschieht durch das Verfahren der „Kompensation des Kompasses“. Ein dem Kiel paralleler Magnet beseitigt den Einfluß des festen Schiffsmagnetismus in dieser Richtung, ein dazu senkrechter die andere horizontale Komponente, eine Stange aus weichem Eisen, vertikal aufgestellt, den flüchtigen Anteil der halbkreisigen Deviation, rechts und links in Höhe des Kompasses angebrachte Eisenkugeln die viertelkreisige. Auch die Krängungseinflüsse werden durch einen festen Magneten unterhalb des Kompasses kompensiert, müssen aber bei Reisen in andere Vertikalintensität verändert werden.

Die restliche Deviation wird durch Beobachtung der Winkel zwischen der wahren magnetischen Richtung und jener des Kompasses bestimmt, und zwar für mindestens acht Kurse. Die dauernde Überwachung der Deviation, d. h. Prüfung der Formel, ist eine Hauptaufgabe der Schiffsführung.

A. Nippoldt.

Näheres s. H. Meldau, Kompaß an Bord eiserner Schiffe in Breusings Steuermannskunst. Heinsius Leipzig.

Schiffsschraube s. Treibschraube.

Schiffsschwingungen. Schiffsschwingungen um die Schiffslängsachse heißen Schlinger- oder Rollschwingungen, solche um die Schiffsquersachse heißen Stampfschwingungen, schwingende Verschiebungen in vertikaler Richtung endlich nennt man Tauchschwingungen. Diese verschiedenen Schwingungsarten sind streng genommen nicht unabhängig voneinander. Den allgemeinen Fall behandelten Pollard und Dudebout, sowie insbesondere Kriloff (Enzykl. der math. Wissensch.). Man erhält sehr einfache Rechnungen, wenn die drei Schwingungsarten getrennt voneinander behandelt werden; denn bei periodischer Erregung durch Seegang mit der Wellenschwingungsfrequenz $n = \frac{2\pi}{\tau}$ und nicht zu großen Ausschlag-

winkeln φ lautet die Gleichung für einen solchen (Roll-) Schwingungsvorgang (z. B. bei Fortschreitungsrichtung der Wellen quer zur Schiffslängsrichtung):

$$\ddot{\varphi} + m^2 \varphi = \varrho m^2 \sin n t,$$

also mit $m = \frac{2\pi}{T} = \text{Eigenschwingungsfrequenz}$:

$$\varphi = C_1 \sin m t + C_2 \cos m t + \varrho \frac{m^2}{m^2 - n^2} \sin n t.$$

Die beiden ersten Glieder stellen den Anteil der Eigenschwingung, das letzte Glied den Anteil der erzwungenen Schwingung dar. Berücksichtigt man (insbesondere bei Rollschwingungen) die Dämpfung durch den Wasserwiderstand (den man in glattem Wasser auf Grund von sog. Schlingerversuchen und rechnerischen Überlegungen derart ansetzt, daß die Abnahme $\Delta\varphi_n$ von einer Amplitude zur nächsten, $\Delta\varphi_n = a\varphi_n + b\varphi_n^2$ mit überwiegendem zweiten Glied gesetzt wird), und setzt den Widerstand proportional $\dot{\varphi}$ (Proportionalitätsfaktor μ), so lautet die Bewegungsgleichung:

$\ddot{\varphi} + \mu \dot{\varphi} + m^2 \varphi = \varrho (m^2 \sin n t + \mu n \cos n t)$,
so daß kommt:

$$\varphi = \left[C_1 \sin \left(\sqrt{m^2 - \frac{\mu^2}{4}} \cdot t \right) + \right.$$

$$\left. C_2 \cdot \cos \left(\sqrt{m^2 - \frac{\mu^2}{4}} \cdot t \right) \right] e^{-\frac{\mu}{2} t} + A \sin n t +$$

$B \cos n t.$

Hieraus ersieht man, daß der Eigenschwingungsanteil sehr stark der Dämpfung unterliegt, während die Amplitude des Anteils der erzwungenen Schwingung konstant und infolge des Widerstandes klein ist, wie durch Verifizierung der Koeffizienten leicht berechenbar.

Für Stampf- und Tauchschwingungen gelten analoge Aussagen.

Von Wichtigkeit ist der Fall der Resonanz. Da die Wellenperiode je nach Wellenlänge, Meerestiefe usw. verschieden ist und zwischen etwa 8 Sekunden (starke Dünung (s. d.) im freien Ozean) und 5 Sekunden (Ostsee) schwankt, die Eigenschwingung des Schiffes andererseits, die durch das Gewicht, die metazentrische Höhe (s. Metazentrum) und das Trägheitsmoment des Schiffskörpers bestimmt ist, ebenfalls in dieser Größenordnung liegt, so ist immer die Möglichkeit einer Resonanz dieser beiden Schwingungen gegeben. Der Schlingerausschlag hängt von dem Verhältnis der beiden genannten Perioden $n:m$, der Dämpfung der Eigenschwingung des Schiffes und der Steilheit der Wogen ab. Der Ausschlag erreicht im Resonanzfall den Wert:

$$\varphi_{0 \max} = G \cdot \frac{T \cdot MS}{2\pi\mu J} \cdot \chi_0.$$

Hier ist G das Gewicht, T die Eigenperiode, MS die metazentrische Höhe des Schiffes (s. Metazentrum) und J das Massenträgheitsmoment; χ_0 ist die Maximalneigung der Woge. Der Winkel χ_0 wird erfahrungsgemäß nicht größer als etwa 8° , da sonst Branden und Brechen der Wogen (s. d.) eintritt. Der Schlingerausschlag kann aber wesentlich größer werden. Große metazentrische Höhe vergrößert ihn; diese wird deswegen stets klein gehalten. Durch eine Kursänderung kann einem gefährlichen Anwachsen der Ausschläge leicht begegnet werden.

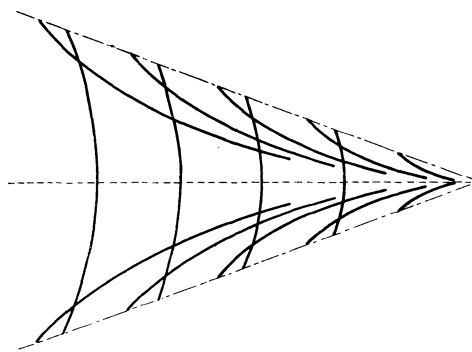
Kommen die Wellen in Schiffsängsrichtung (hierbei ist bei fahrendem Schiff mit der relativen Wellenperiode zu rechnen), so sind die gleichen Erwägungen maßgebend, doch kann der Resonanzfall zwar unangenehm, aber nicht gefährlich werden.

Künstliche Dämpfung der Rollschwingungen erzielt man durch geeignete Schiffsförm, Schlingerkiele oder Schlingertank (s. d.); über den Schlickischen Schiffskreisel s. Kreiseltheorie. *Eisner.*

Schiffsstabilität. Statische und dynamische Stabilität, wenn Massenwirkungen zu vernachlässigen sind, s. Metazentrum; Stabilität gegen Schwingungen s. Schiffsschwingungen. *Eisner.*

Schiffswellen. Die durch eine punktförmige, an der freien Oberfläche (s. d.) einer Flüssigkeit konzentrierte, mit der konstanten Relativgeschwindigkeit c (= Schiffsgeschwindigkeit) wandernde Druckstörung hervorgebrachte Wellenerscheinung kann als Interferenzbild von Ringwellen (s. Oberflächenwellen) mit fortschreitendem Ausgangspunkt betrachtet werden. Ein solcher sog. „wandernder Druckpunkt“ dient als erstes Modell für die vom Bug oder Heck eines Schiffes in einer Potentialströmung erzeugten Druckerhöhungen in der Gegend des vorderen und hinteren Staupunktes (Figur s. unter „Nachstrom“). Es entstehen hinter einem Druckpunkt durch Ordnung nach der Phase zwei „Systeme“ (s. Figur), die Querwellen, die dem Druckpunkt folgen, und die symmetrischen Seiten- oder Diagonalwellen. Die grundlegenden ersten Untersuchungen stammen von Lord Kelvin. Ist die Wassertiefe groß gegenüber der Wellenlänge,

und die Schiffsbreite klein gegen die etwa vorhandene Begrenzung des Spiegels (sog. tiefes, unbegrenztes Wasser), so bleibt die Wellenerscheinung auf den Winkelbereich von $\pm 19^\circ 28'$ beschränkt. Dabei bestehen gemäß dem Dispersionsgesetz (s. Oberflächenwellen) zwischen der Schiffs-



Querwellen und Seitenwellen.

geschwindigkeit c und der Wellenlänge λ die unter „Oberflächenwellen“ bereits angedeuteten Beziehungen; die Kapillarwelle liegt vor, die Schwerkelle hinter dem Druckpunkt. Ist die Schiffsgeschwindigkeit kleiner als c_{\min} (s. Oberflächenwellen), so entstehen überhaupt keine Wellen. Nähert sich c von unten her dem Werte $\sqrt{g \cdot h}$ mit h als Tiefe eines begrenzten Wassers [$\sqrt{g \cdot h}$ = Schwallgeschwindigkeit der Hydraulik (s. Hebungswellen)], so rücken die Querwellen hinter dem Schiff einander immer näher, der Öffnungswinkel des Wellenbereiches wird immer größer, bis bei $c = \sqrt{g \cdot h}$ der Winkel 90° beträgt und das Schiff auf der einen, nur noch vorhandenen Querwelle ruht. Wird $c > \sqrt{g \cdot h}$, so verschwinden die Querwellen, die nicht schneller wandern können und der Winkel

der Diagonalwellen $\sin a = \frac{\sqrt{gh}}{c}$ nimmt wieder ab.

Auch die Niveauänderungen zwischen Bug und Heck und damit der Rückstrom (s. Nachstrom) fallen dann fort und die Diagonalwellen gleichen die der Verdrängungsströmung zugehörenden Druckunterschiede mit aus. Diese Änderung des Wellenbildes bei Überschallgeschwindigkeit ist für den Bestand der Kanalböschungen wichtig (Wellenschlag). Näheres s. bei Havelock und Krey.

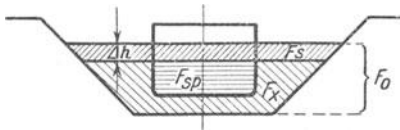
Wie aus der oben erwähnten Figur ersichtlich, entspricht einem fahrenden Schiffskörper in einer Potentialströmung im wesentlichen eine Druckstörung am Bug und eine ebensolche am Heck; der genauere Stromlinien- und Druckverlauf kann aus einer „Belegung“ der Mittschiffslinie mit einer (im allgemeinen kontinuierlichen) Folge von positiven und negativen Druckpunkten verschiedener Stärke nachgeahmt werden, deren Wellensysteme sich zu einem resultierenden zusammensetzen. In guter Näherung unterscheidet man jedoch nur ein stärkeres Bugwellensystem und ein schwächeres Heckwellensystem, weil dieses zum Teil durch die Reibungseinflüsse, die bei der Bewegung in natürlichen Flüssigkeiten entscheidend auftreten, unterdrückt wird (s. Bewegungswiderstand fester Körper in Flüssigkeiten, Ablösung usw.). Dies macht sich auch dadurch bemerkbar, daß als Abstand der beiden, ein Schiff ersetzenden Druckpunkte nicht

die Schiffslänge oder der Abstand der Schwerpunkte beider Systeme zu nehmen ist, sondern eine empirisch oder durch eingehendere Rechnungen festzusetzende „effektive oder wellenbildende Länge“. Spezielle Untersuchungen, auch für beschränktes Wasser sind von Hopf, Michell, Havelock, Hogner durchgeführt worden, numerische Auswertungen unter Ersatz des Schiffskörpers durch eine mathematisch beschreibbare räumliche Fläche von Weinblum. Die durch die beiden Systeme am Bug und Heck hervorgerufene Interferenz (Deckung der Berge und Täler oder Zusammenfall von Berg und Tal) und die ihnen inne wohnende Energie spielt für den Schiffswiderstand (s. d.) eine erhebliche Rolle.

Eisner.

Schiffswiderstand. Ein an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit bewegter Körper erfährt die unter „Bewegungswiderstand fester Körper in Flüssigkeiten“ (s. d.) dargelegten Wirkungen und außerdem Wirkungen durch die Beeinflussung der Oberfläche. Ein erster (primärer) Einfluß besteht in der veränderten Tauchung des schwimmenden Körpers (s. Displacement) durch die mit der Umströmung des Körpers verbundene Geschwindigkeits- und Druck- (d. i. an der freien Oberfläche eine Spiegelhöhen-) Änderung in der Flüssigkeit. Ein wesentlich stärkerer Einfluß, der 40% und mehr des Gesamtwiderstandes ausmachen kann, beruht auf der Bildung von Schiffswellen (s. d.) und der damit verbundenen Druckwirkung auf die Schiffsoberfläche in Fortschrittsrichtung. Die resultierende Druckwirkung wird meist auf die Hauptspantfläche bezogen (s. Hauptspant). Die Beeinflussung der Oberfläche ist auch in idealer Flüssigkeit vorhanden.

Der Charakter der Spiegelhöhenänderung in unbegrenztem Wasser kann aus der unter „Nachstrom“ gegebenen Figur ersehen werden (s. d.); er ist sogar erheblich kleiner, als in dieser auf den zweidimensionalen Fall bezogenen Darstellung zum



Schiffswiderstand im Kanal.

Ausdruck kommt, da die Möglichkeit eines Umströmens des (dreidimensionalen) Schiffskörpers stark ausgleichend wirkt. Im beschränkten Kanal (s. Figur) ist der Einfluß aber erheblich größer und beträgt nach Krey:

$$\Delta h = \frac{v^2}{2g} \left[\left(1 + \frac{F_{sp} + F_s}{F_o - F_{sp} - F_s} \right)^2 - 1 \right]$$

mit v = Schiffsgeschwindigkeit und F_s = Funktion der Absenkung Δh und der Kanalform. Aus der stärkeren Absenkung neben dem Mittelschiff im Vergleich zur weniger starken an den zugeschärften Schiffsenden resultiert eine zusätzliche Biegebbeanspruchung des Schiffes.

Der Wellenwiderstand ergibt sich aus den infolge der resultierenden Wellenbildung entstehenden, auf den Schiffskörper wirkenden Niveaudifferenzen. Das rechnerisch nur ganz näherungsweise erfaßbare Bild kann überschlägig etwa so gedeutet werden, daß der Wellenwiderstand am größten ist, wenn die Einflüsse des Bugwellensystems und des Heckwellensystems (s. Schiffswellen) sich in diesem Sinn

verstärken, am kleinsten, wenn Bugwellenberg und Heckwellental bzw. umgekehrt zusammentreffen. Dem entspricht der pendelnde Verlauf der Widerstandskurven (Maxima an den Stellen der Verstärkung, Minima an den Stellen gegenseitiger Herabsetzung der Wirkungen von Bug- und Heckwellensystem). Eingehendere Rechnungen über die resultierende Wirkung von kontinuierlich verteilten positiven und negativen Druckpunktverteilungen (s. Schiffswellen) haben Havelock und Weinblum durchgeführt in guter Übereinstimmung mit Meßergebnissen. Ersterer hat u. a. auch beschränkte Tiefe rechnerisch zu erfassen versucht. In beschränktem Wasser steigt, wie aus den unter „Schiffswellen“ (s. d.) erläuterten Veränderungen des Wellenbildes hervorgeht, der Schiffswiderstand außerordentlich stark an, wenn die Schiffsgeschwindigkeit sich von unten her der Schwallgeschwindigkeit \sqrt{gh} im Kanal nähert, um nach Überschreitung dieses Maximalwertes erheblich abzufallen (vgl. das über die „Querwellen“ und den Winkel der „Diagonalwellen“ Gesagte).

Eine Beeinflussung der Größe des Schiffswiderstandes kann daher in offenem Wasser außer durch allgemeine Formgebung in einer Beeinflussung der gegenseitigen Lage des Bug- und Heckwellensystems bestehen (so daß häufig z. B. eine Schiffsverlängerung um ein bestimmtes Maß günstig wirkt), im beschränkten Wasser dadurch, daß man über den „Widerstandsbuckel“ bei $c = \sqrt{gh}$ hinüberzukommen trachtet. Auf Stufen- und Gleitboote, die sich von gewissen Geschwindigkeiten ab teilweise aus dem Wasser heben u. ä. soll hier nicht eingegangen werden.

Der Wellenwiderstand folgt als eine der Schwere unterworfenen Oberflächenerscheinung dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz, während der Reibungswiderstand dem Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetz folgt (s. diese Stichwörter und „Ähnlichkeitsgesetze“ allgemein). Beide beeinflussen sich gegenseitig. Hieraus entspringen die außerordentlichen Schwierigkeiten der Modellversuchstechnik der Schiffsbauversuchsanstalten (s. Schleppversuchsanstalt) und die Schwierigkeiten der Übertragbarkeit von Erfahrungswerten. Aussichtsreiche Versuche zur Trennung der Widerstandsanteile durch Schleppen mehrerer ähnlicher Schiffe bei gleichen Froudeschen Zahlen in größeren Bereichen Reynoldsscher Zahlen hat in neuester Zeit Telfer unternommen.

Überschlagsformeln für den Schiffswiderstand (selbst bei Zerlegung in Wellenwiderstand, Reibungswiderstand usw.) können in jeder Fassung nur als allererste Näherungen gelten. *Eisner.*

Schirmwirkung, magnetische. Den Umstand, daß die Permeabilität des Eisens unter Umständen viel tausendmal größer ist, als diejenige der Luft, das Eisen also den Kraftlinien eines magnetischen Feldes viel geringeren Widerstand darbietet, kann man dazu benützen, empfindliche Apparate vor den Einwirkungen störender Felder dadurch zu schützen, daß man sie mit Eisenhüllen umgibt. Die bekannteste Anwendung dieses Prinzips ist wohl das Panzergalvanometer von du Bois und Rubens, das aus einem Galvanometer mit äußerst leichtem Magnetsystem besteht, welches von einer Hülle aus mehreren geschlossenen Eisenpanzern umgeben ist. Der Panzer verringert nicht nur die Richtkraft der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus, erhöht

also die Empfindlichkeit des Instruments, sondern er macht auch die von außen kommenden magnetischen Störungen durch elektrische Bahnen u. dgl. mehr oder weniger unwirksam. *Gumlich.*

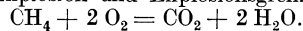
Schlagempfindlichkeit s. Sensibilität.

Schlagende Wetter, Schlagwettergemisch, Schlagwetersicherheit s. Schlagwetter.

Schlagweite s. Funke.

Schlagwetter. Ein Grubengas-Luft-Gemisch bezeichnet man als Schlagwettergemisch, die Explosion eines solchen Gemisches als Schlagwetter-Explosion (s. Explosion). Methan tritt in manchen Steinkohlenlagern als Grubengas dauernd aus der Kohlenmasse aus. Man erkennt die Anwesenheit von mehr als 1 Vol % Methan in der Grubenluft unter anderem mit Hilfe der Davy'schen Sicherheitslampe, in der ein Benzinflämmchen vollkommen durch ein Drahtnetz eingeschlossen ist. Mit wachsendem Methangehalt dehnt sich über der Flamme eine bläuliche Haube. Ist das Drahtnetz erreicht, so schlägt die Flamme erst durch, nachdem es glühend geworden ist. Meist erlischt die Flamme zuvor durch Sauerstoffmangel. Mit neueren Apparaten kann der Methangehalt der Grubenluft ohne Anwendung einer Flamme geprüft werden, z. B. indem man den durch Diffusion von Methan in einer Zelle mit porösen Wänden auftretenden Überdruck beobachtet.

Methan bei gewöhnlicher Temperatur und Atmosphärendruck reagiert etwa innerhalb der Grenzen 5 und 14 Vol % explosiv mit dem Sauerstoff der Luft (s. Explosion und Explosionsgrenze):



Das Schlagwettergemisch 1 $\text{CH}_4 + 2 \text{O}_2 + 9$ Luft gab in der Bombe von 4 Liter Inhalt 6,5 atm. Explosionsdruck. Die Entzündungstemperatur der Schlagwettergemische liegt bei etwa 650° C. Die Reaktion beginnt schon unterhalb dieser Temperatur, verläuft aber bis zu 1000° C nicht augenblicklich. Die mitunter sekundenlange Verzögerung bei der Zündung von Methangemischen ermöglicht im Steinkohlenbergbau die Verwendung von Explosivstoffen, deren Explosionstemperatur weit über 650° C liegt.

Hochbrisante Sprengstoffe können schon durch Explosionsstoß zünden (s. Stoßwelle). Der Explosionsstoß erzeugt im Schlagwettergemisch eine langsam abfallende detonationsähnliche Welle. Zu selbständiger Detonation bei Atmosphärendruck sind zwar Methan-Sauerstoff-Gemische, nicht aber Methan-Luft-Gemische fähig (s. Explosionsgrenze). Mäßig brisante Sprengstoffe zünden meist nicht, wenn ihre aus der Explosionswärme errechnete Explosionstemperatur (s. d.) 2200° C nicht überschreitet. Größe und Dauer der Explosionsflamme eines Sprengstoffes, die von der Explosionswärme und -temperatur, sowie von der Beschaffenheit der Explosionsgase wesentlich abhängen, sind ausschlaggebend für die Zündung. Sekundärflammen werden durch Salzzusatz unterdrückt (s. Explosionsgase). Schlagwetter sichere Ammonitrat sprengstoffe z. B. geben eine fast verschwindende Flamme von nur 0,002 sec Dauer, wenn die schlagwettergefährlichen Sprengstoffe Dynamit oder Schwarzpulver eine große Flamme von 0,25 sec Dauer erzeugen.

Sprengstoffe, die allen Anforderungen an Schlagwetersicherheit genügen, bezeichnet man als Sicherheitssprengstoffe. Man prüft Explosivstoffe auf Schlagwetersicherheit, indem in

besonderen Versuchsstrecken die Höchstladung festgestellt wird, die ohne Zündgefahr verwendbar ist (Grenzladung). Schlagwetter werden besonders gefährlich in Verbindung mit Kohlenstaubexplosionen (s. Staubexplosion). In Gegenwart von Kohlenstaub kann schon bei 3 Vol % Methan und darunter die untere Explosionsgrenze erreicht sein. Auch ruhender Kohlenstaub ist gefährlich, weil eine primäre Grubengasexplosion ihn aufwirbelt und dadurch eine gleichzeitige Kohlenstaubexplosion ermöglicht. Der Ausbreitung von Schlagwetterexplosionen sucht man unter anderem durch Einrichtung von Wasserschleibern und Gesteinstaubzonen zu begegnen. *R. Wendlandt.*

Schlagzündung s. Sensibilität.

Schleier photographischer Schichten. Schleier ist diejenige Schwärzung auf photographischen Schichten, die durch Entwicklung unbelichteter Bromsilberkörner entsteht. Er darf nicht durch einfaches Abziehen von den gemessenen Gesamtschwärzungen korrigiert werden z. B. bei der Aufnahme der Schwärzungskurve. Es müssen vielmehr nur die Schwärzungen der nicht durch Licht entwickelbar gemachten Körner abgezogen werden.

Es ergibt sich: $D \text{ corr.} = \frac{D - S}{D_{\text{max}}} - S$, wobei $D =$ gemessene Dichte, $S =$ Schleier (gemessen an unbelichteter Stelle), $D_{\text{max}} =$ maximale Dichte. Man nennt diesen Schleier auch Grauschleier im Gegensatz zum Gelbschleier photographischer Schichten. Der Gelbschleier oder auch dichroitische Schleier ist kolloidales Silber, welches in der Schicht durch Reduktion von in Lösung befindlichen Ag⁺ entsteht. Es entsteht also immer, wenn die Bromsilberschicht ein Reduktionsmittel (Entwickler) und eine bromsilberlösende Substanz zu gleicher Zeit (Fixiernatron) enthält. *Meidinger.*

Näheres s. W. Meidinger, Ztschr. f. phys. Chemie, 114, 9677, 1925. Wilsey, Phot. J. 65, 454, 1925.

Schleifenflug. Ein Flug, bei dem die Bahn des Flugzeuges (in einer vertikalen Ebene) Schleifen bildet, heißt Schleifenflug (looping the loop) (siehe Phygoiden). *L. Hopf.*

Schleifengalvanometer (Zeiß) s. Drehspulgalvanometer.

Schleifenoszillograph. Bei dem bifilaren oder Schleifenoszillograph wird ein Galvanometer nach dem Drehspulsystem benutzt (s. Oszillograph). Die Spule besteht wie bei dem entsprechenden Vibrationsgalvanometer aus einer einzigen Schleife, die in einem starken Magnetfeld schwingt und aus zwei ausgespannten Bändern gebildet wird, durch die der Wechselstrom fließt. Meist werden zwei Systeme zur gleichzeitigen Wiedergabe von Strom- und Spannungskurven verwendet. Die Kurve entsteht aus der hin- und hergehenden Bewegung des Spiegels in gleicher Weise wie bei dem Nadelloszillograph (s. d.). Zur photographischen Aufnahme kann eine rotierende Trommel benutzt werden; um nur eine einzige Periode aufzunehmen, dient ein automatischer Verschluss für die Kamera. Zur Sichtbarmachung der Kurve verwendet Siemens & Halske eine synchron mit dem Wechselstrom gedrehte Trommel, deren Leitlinie die Form einer archimedischen Spirale besitzt. Dadurch wird eine der Zeit proportionale Auseinanderziehung des Lichtbildes erreicht. *W. Jaeger.*

Schleifer. In seiner Wirkungsweise dem Ticker ähnlicher Wellenanzeiger für drahtlose Signale, bei dem durch Änderung des Widerstandes zwischen

einer rotierenden Metallscheibe und eines auf ihrer Oberfläche schleifenden Metalldrähtchens eine mehr oder weniger vollkommene Stromunterbrechung erfolgt.

A. Esau.

Schleppkraft s. Geschiebe.

Schleppversuchsanstalt. Eine Schleppversuchsanstalt ist eine Versuchsanstalt zur Vornahme schiffbaulicher Versuche an Modellen von Schiffen und Propellern oder von Strömungsversuchen an relativ zur Flüssigkeit bewegten Körpern, die nahe der freien Flüssigkeitsoberfläche oder diese durchsetzend (halbtauchend) sich bewegen; man kann auch ganz tauchende Körper schleppen, wenn man den Einfluß der Wellenbildung an der freien Oberfläche künstlich ausschaltet und den Einfluß der Aufhängung eliminiert. Hydrometrische Flügel (s. d.), Staurohre (s. d.) u. ä. werden gleichfalls in diesen Anstalten, die gegebenenfalls die Rolle einer Eichbehörde haben, geeicht. Nach dem Vorgang von W. Froude 1871 in Chelston Croß bei Torquai wird das Modell von einem Schleppwagen aus durch das ruhende Wasser des zylindrischen, langen Tankbeckens geführt, der auf längs des Beckens sehr sorgfältig horizontal und stoßfrei (Schweißung) verlegten Schienen mit einer gewissen Geschwindigkeit fährt. (Chronograph und Kontaktschienen in bestimmten, gleichen Ab-

ständen, $v = \frac{s}{t}$).

Um das Schleppen im freien, unbegrenzten Wasser nachzuahmen, verlangt man nach Gebers ein Mindestverhältnis der Querschnittsflächen $n = \frac{F}{f} = 100$, der Breiten $\frac{B}{b} = 15$,

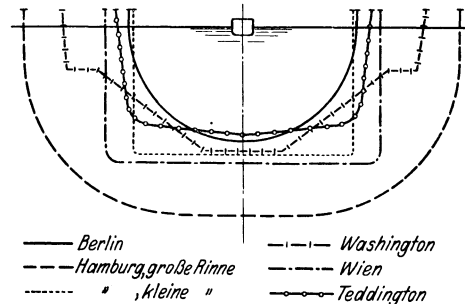
der Tiefen $\frac{T}{t} = 20$, (große Zeichen für den Tank,

kleine für den Modellkörper). Die größten Schleppgeschwindigkeiten sind 6—10 m in der Sekunde, bei den neuen Schnellfahrteinrichtungen der Berliner Anstalt für Gleitbootversuche an Luftfahrzeugen bis 20 m/sek; übliche Modellabmessungen von Schiffen nicht unter 3—4 m Länge (maximal etwa 7 m). Da eine gewisse Anfah- und Bremsweglänge erforderlich ist, werden die Rinnenlängen sehr beträchtlich (150—200 m). Unter Berücksichtigung des Zähigkeitsverhältnisses von Luft und Wasser erhält man auf diese Weise im allgemeinen größere Reynoldssche Zahlen $\frac{vR}{\nu}$ als in den Windkanälen

üblicher Abmessungen in den aerodynamischen Versuchsanstalten. Zur Vornahme von Flachwasserversuchen ordnet man vielfach bewegliche Böden an, die in jeder gewünschten Höhenlage festgelegt werden können und kann in ähnlicher Weise (Gebers) die Wirkung begrenzter Wasserquerschnitte (Schiffahrtskanalprofile) auf Schiffswiderstand, die Wirkung der Schrauben (s. Propulsion) und Wellen (s. Schiffswellen) auf den Bestand von Kanalsohle und Böschung studieren.

Normale Meßeinrichtungen eines Schleppwagens sind spezielle Dynamometer zur Messung des Körperwiderstandes (s. Bewegungswiderstand von Körpern in Flüssigkeiten und Schiffswiderstand) und Schraubendynamometer zur Messung von Schub und Drehmoment von freifahrenden Propellern (s. Treibschraube) usw. Außerdem wird in üblicher Weise die Drehzahl der Schraube, sowie bei Körpern die Druckverteilung an der Außenhaut, ferner die Geschwindigkeit in der

umgebenden Strömung gemessen. Zur Aufnahme der Wellen dienen selbstzeichnende Pegel (s. d.). Beobachtungsfenster, photographische und stereophotogrammetrische Einrichtungen. Die genaue Herstellung der Modelle (Schiffe zumeist aus einer Mischung von Paraffin und Wachs oder seltener aus lackiertem oder poliertem Holz, Propeller meist aus einer Weichmetallegerung) erfordert ganz besondere Maschinen (Fräsmaschinen mit Storchschnabelübertragung zwischen Fräserschnittkante und einer auf einer Zeichnung entlanggeführten Marke) und besonders geschultes Personal.



Schleppversuchsanstalten.

Bis vor kurzem hatte man auch bei hinter einem Schiff im Nachstrom (s. d.) arbeitenden Schrauben Außenantrieb in stromlinienförmiger Verkleidung; da zwischen Schiff und Schraube keine Verbindung besteht, muß man beim Versuch, der sich in der Reihenfolge: freifahrende Schraube mit Außenantrieb, Schiff allein, Schiff mit nachgeführtem Außenantriebsmechanismus ohne Schraube, Schiff mit nachgeführter Schraube erfolgt, stets auf die richtige relative Lage von Schiff und Schraube (auch im vertikalen Sinn) und außerdem auf Einstellung der Propellerdrehzahl achten. Dies hat derart zu geschehen, daß der auf die naturgroße Schraube umgerechnete aufgebrauchte Schub dem Widerstand des naturgroßen Schiffes entspricht; wegen der verschiedenen Übertragungsgesetze von Oberflächenreibungswiderstand (s. d.) und Restwiderstand (s. d.) ist der Modellschraubenschub ungleich dem Modellwiderstand; außerdem muß der Widerstand des Außenantriebsmechanismus (der in der naturgroßen Ausführung nicht vorhanden ist) entsprechend berücksichtigt werden.

Man ist durch konstruktive Fortschritte und neuere Erkenntnisse seit einiger Zeit zum sog. Innenantrieb übergegangen (Gebers), der im Modellschiff angeordnet ist. Dabei wird die Tourenzahl so reguliert, daß das Modell frei schwimmt und vom Propeller angetrieben wird; der Wagen dient dann nur als Führung. Alle erforderlichen Größen werden auf Schreibtrommeln fortlaufend aufgezeichnet und liefern die Unterlagen zur Auswertung.

Eisner.

Schleudermoment s. Kreisel.

Schlierenmethode, ein von A. Töpler 1864 angegebenes, 1866 auf das Mikroskop angewandtes Verfahren zur Beobachtung von Unregelmäßigkeiten (Schlieren) in festen, flüssigen oder gasförmigen Körpern.

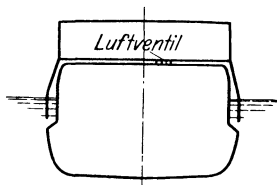
Näheres s. A. Töpler, Ostwalds Klass. Nr. 157 u. 158. Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl. S. 538.

H. Boegehold.

Schliessungslicht. Die Erscheinung, welche auftritt, wenn der Strom durch ein Röntgenrohr alter Art, eine sog. Ionenröhre (s. d.), in verkehrter Richtung fließt. Der Name Schliessungslicht kommt daher, daß solche verkehrt gerichteten Stromstöße bei Röntgenapparaten, die mit einem Induktor und einem Unterbrecher ausgerüstet sind, in dem Augenblick auftreten, wo der Unterbrecher den Primärstromkreis schließt. Man spricht auch von einem Schließungsimpuls. Die Schließungsimpulse sind für die Lebensdauer der Röntgenröhren schädlich, da dabei die meist aus einem Schwermetall bestehende Antikathode zur Kathode wird und stark zerstäubt. *Behnen.*

Schlingerbewegung s. Schiffsschwingungen.

Schlingertank. Die Frahm'schen Schlingerdämpfungstanks sind eine Anordnung zur Verhinderung unzulässiger Schlingerbewegung s. Schiffsschwingungen. In zwei seitlichen Behältern, die durch einen Querkanal verbunden sind, schwingt eine abgeschlossene Wassermasse hin und her; durch einen mehr oder weniger geöffneten Drosselhahn in der die beiden Behälter verbindenden Luftleitung kann die Bewegung, die nach den Gesetzen der Behälterschwingungen (s. d.) vor sich geht,



Schlingertank.

reguliert werden. Die Schiffsschwingungen und die Schwingungen der (ausreichend großen) Tankwassermasse beeinflussen sich gegenseitig (Doppelpendel). Das Tankwassergewicht soll etwa 1,5% des Displacements (s. d.) betragen. Für die Dämpfung der Eigenschwingungen des Schiffes ist es günstig, die Periode der Tankwasserschwingung mit der der Schiffseigenschwingung gleich zu machen. Außerdem werden sekundär die Amplituden der durch den Seegang erzwungenen Schwingungen gedämpft und die Resonanz zwischen Schiff und Wellen wird verlegt bzw. durch Änderung der Drosselung dauernd verhindert.

Näheres s. Horn, „Zur Theorie der Frahm'schen Schlingerdämpfungstanks“, Jahrbuch der Schiffsbau-technischen Gesellschaft 1911, sowie Schuler, Verh. des II. Intern. Kongr. f. Techn. Mechanik, Zürich 1926 (Orell-Füßli).

Eine neue Ausführungsform der Dämpfungstanks zeigt obenstehende Figur, wobei die Anordnung und Bemessung der Verbindungsöffnungen der Tanks mit dem Außenwasser die Füllungs- und Leerungszeiten und damit die Massenwirkungen bedingt. *Eisner.*

Schlitzflügel s. Spaltflügel.

Schlömilchzelle. Ein Detektor, das ist ein Apparat zum Empfang elektrischer Schwingungen der drahtlosen Telegraphie.

In ein Gefäß mit verdünnter Schwefelsäure tauchen 2 Platindrähte, von denen der eine 0,03 mm dick ist und nur ganz wenig aus dem Glasrohr herausragt, während der andere eine sehr viel größere Oberfläche hat. Der dünne Draht ist mit dem positiven, der dickere mit dem negativen Pol eines galvanischen Elementes verbunden, dessen Spannung so bemessen ist, daß nur ein sehr geringer Strom durch die Zelle zu fließen vermag. Dieser Strom wird dann durch die von den elektrischen Schwingungen in der Antenne erzeugten hoch-

frequenten Wechselströme, die der Zelle zugeleitet werden, bedeutend verstärkt und macht dadurch die Schwingungen wahrnehmbar. Die Zelle wurde von Schlömilch ausgebildet. *Güntherschulze.*

Schlüpfung eines Asynchronmotors. Sie bezeichnet die Differenz der primären und sekundären Frequenz $f_g = f_x - f_r$. Sie berechnet sich bei gegebenen minutlichen Umlaufzahlen des Läufers nach

$$f_g = f_x - \frac{n \cdot p}{60},$$

wobei 2p gleich der Polzahl der Maschine. Vgl. Elektromotoren. *v. Staal.*

Schlüpfung einer Schraube s. Treibschraube.

Schlüssellochperspektive s. Strahlenbegrenzung.

Schlußfehler, sphäroidischer, orthometrischer, dynamischer s. Höhenmessung.

Schmelzdruck s. Schmelzpunkt.

Schmelzpunkt einer Substanz heißt diejenige Zustandsänderung, bei der die Substanz vom festen zum flüssigen Aggregatzustand übergeht. Der Schmelzpunkt ist im allgemeinen eine Funktion des Druckes, bei dem der Schmelzprozeß stattfindet; doch ändert sich die Temperatur außerordentlich wenig mit dem Druck, und zwar normalerweise stets in dem Sinne, daß dem höheren Druck eine höhere Schmelztemperatur entspricht. Wasser bildet eine wichtige Ausnahme. Seine Schmelztemperatur nimmt pro Atmosphäre um 0,007° ab, diejenige der Metalle Blei bzw. Kadmium bzw. Zink wächst pro Atmosphäre um 0,008 bzw. 0,006, bzw. 0,003°. Durch Druckerhöhung kann man den Schmelzpunkt des Quecksilbers auf über 0° heraufrücken.

Flüßiges Helium hat man bisher nur unter Anwendung hoher Drucke zum Erstarren bringen können. Bei der tiefsten bisher erreichbaren Temperatur von etwa 1° abs. sind hierfür etwa 26 Atm. nötig. Läßt man auf das feste Helium gasförmiges Helium mit einem Druck von 5600 Atm. wirken, so tritt das Schmelzen erst bei 42° abs., also erheblich oberhalb des kritischen Punktes, ein. Es ist zu erwarten, daß mit Steigerung des Druckes die Schmelztemperatur noch höher rückt.

Der Schmelzpunkt einer reinen Substanz ist als thermometrischer Fixpunkt wichtig. Dieser gibt sich dadurch zu erkennen, daß bei annähernd gleichmäßiger Wärmezufuhr die Temperatur der Substanz während des Schmelzprozesses konstant bleibt, da alle Wärme zunächst zur Änderung des Aggregatzustandes verbraucht wird. Je größer diese sog. latente Schmelzwärme ist, um so länger dauert die Temperaturkonstanz an und um so sicherer ist die Schmelztemperatur zu ermitteln.

Bei reinen Substanzen ist der Schmelzpunkt identisch mit dem Gefrier- oder Erstarrungspunkt, er ist infolge der Erstarrungswärme ebenso als Fixpunkt verwendbar wie der Schmelzpunkt.

Unreine Substanzen besitzen keinen scharfen Schmelz- oder Erstarrungspunkt. Läßt man eine Salzlösung gefrieren, so erstarrt zunächst ein Teil des Lösungsmittels, während sich in dem Rest der gelöste Stoff anreichert, wodurch die Erstarrungstemperatur der Lösung weiter erniedrigt wird. Beim Schmelzen treten dieselben Erscheinungen in umgekehrter Reihenfolge ein.

Der wichtigste aller Schmelz- bzw. Erstarrungspunkte ist derjenige des Wassers, da er als einer der beiden Fundamentalepunkte der Thermometrie angenommen ist. Wegen der großen Schmelz-

wärme des Eisens (etwa 80 cal pro Gramm) ist er besonders leicht zu verwirklichen.

Andere thermometrisch wichtige Schmelz- und Erstarrungspunkte sind die folgenden:

Schwefel	Zink	419,4
kohlenstoff	Antimon	630,5
Chloroform	Aluminium	657
Chlorbenzol	Kochsalz	800
Quecksilber	Silber	960,5
Zinn	Gold	1063
Kadmium	Kupfer	1083
Blei	Palladium	1557
	Platin	1770

Am schwersten schmelzbar ist Kohle; sie widersteht noch Temperaturen von über 3500°.

Man hat versucht, die Schmelzpunkte der chemischen Elemente mit ihrem Atomgewicht in Beziehung zu setzen. Es scheinen gewisse nicht sehr scharfe periodisch wiederkehrende Gruppen zu bestehen in dem Sinne, daß in jeder der 8 Reihen des Mendelejeffschen Systems die Schmelztemperatur mit dem Atomgewicht zunimmt.

Der Schmelzpunkt von Legierungen oder Mischkristallen liegt gewöhnlich tiefer als die Schmelzpunkte der reinen Komponenten. Das Minimum der Schmelztemperatur besitzt die sog. eutektische Mischung, die wie ein einheitlicher Körper erstarrt, während bei Mischungen anderer Zusammensetzung zunächst nur ein Bestandteil in den festen Zustand übergeht, und zwar so lange, bis die Zusammensetzung des Eutektikums erreicht ist. Ist das Mischungsverhältnis beider Komponenten derartig, daß es der Masse nach chemischen Verbindungen entspricht, so können gänzlich andere Verhältnisse auftreten. Der Schmelzpunkt einer solchen Legierung kann höher liegen als die Schmelzpunkte der Komponenten. So schmilzt z. B. diejenige Verbindung von Gold und Aluminium, welche der chemischen Formel Al_2Au entspricht bei 1098°, während Gold bei 1063° und Aluminium bei 657° schmilzt.

Der Gefrierpunkt einer Lösung liegt um

$$\tau = 0,00198 \cdot T^2 \cdot \frac{1}{\rho M} \text{ Grad}$$

tiefer als der Gefrierpunkt des reinen Lösungsmittels, wenn p Gramm gelöste Substanz vom Molekulargewicht M sich in 1000 g des Lösungsmittels befinden, dessen Schmelzwärme ρ Kalorien beträgt. Die angegebene Formel gilt indessen nur für solche gelösten Stoffe, die nicht dissoziieren. Für Elektrolyte ist die Gefrierpunktserniedrigung dem Dissoziationsgrad entsprechend größer.

Am Schmelzpunkt tritt stets eine Volumen- bzw. Dichteänderung der betreffenden Substanz ein. Im allgemeinen ist die Dichte im festen Aggregatzustand größer als im flüssigen, so daß die erstarrten Teile in der Flüssigkeit untersinken. Beim Wasser, Wismut, Antimon und einigen Legierungen ist dagegen die Flüssigkeit dichter als der erstarrte Körper. Während des Schmelzvorganges beträgt die Volumenvergrößerung für Blei 3,4%, für Kadmium 4,7%, für Quecksilber 3,7%, für Essigsäure 12,6% und die Volumenverkleinerung für Wasser 9,1%, für Wismut 3,3%. Die Thermodynamik liefert nach der Clapeyron-Clausius'schen Gleichung (s. d.) eine streng gültige Beziehung zwischen der Volumenvergrößerung beim Schmelzvorgang (die für die Masseneinheit Δv betragen möge) und der Abhängigkeit der Schmelz-

temperatur T von Druck p. Diese lautet, wenn ρ die Schmelzwärme (s. d.) bezeichnet, $\frac{dT}{dp} = \Delta v \cdot \frac{T}{\rho}$.

Henning.

Schmelzpunkt des Platins und Iridiums s. Einheitslichtquellen.

Schmelzwärme. Erstarrungswärme. Um 1 g Eis von 0° in 1 g Wasser von 0° zu verwandeln, ist eine Wärmemenge von 79,7 g-Kalorien erforderlich, eine Wärmemenge, die genügen würde, um das gebildete Gramm Wasser von 0° auf 80° zu erwärmen. Die zum Schmelzen verbrauchte Wärme nennt man Schmelzwärme, die Schmelzwärme des Eis ist also gleich 79,7 cal für 1 g Eis. Umgekehrt muß 1 g Wasser von 0° bei der Umwandlung in 1 g Eis von 0° eine Wärmemenge von 79,7 cal entzogen werden. Diese entzogene und somit gewonnene Wärmemenge nennt man die Erstarrungswärme. Schmelz- und Erstarrungswärme sind also für ein und dieselbe Substanz numerisch gleich, haben aber das entgegengesetzte Vorzeichen. Sie sind abhängig von der Schmelztemperatur, die durch Druckerhöhung verändert werden kann (s. den Artikel „Clapeyron-Clausius'sche Gleichung“). Von Substanz zu Substanz ändern sich Schmelz- und Erstarrungswärme innerhalb weiter Grenzen. Einige Werte mögen hier Platz finden:

Schmelz- und Erstarrungswärme für 1 g Substanz

Aluminium	77 cal	Zink	28 cal
Blei	5 „	Zinn	14 „
Eisen	30 „	Eis (Wasser)	79,7 „
Kadmium	14 „	Äthyläther	27 „
Kupfer	42 „	Ameisensäure	56 „
Phosphor	5 „	Anilin	21 „
Platin	27 „	Benzol	30 „
Quecksilber	2,8 „	Chloroform	47 „
Schwefel	10 „	Essigsäure	45 „
Silber	21 „	Naphthalin	36 „
Wismut	13 „		

Zur Ermittlung der Schmelz- oder Erstarrungswärme bedient man sich der Mischungsmethode. Der Körper wird über die Schmelztemperatur erwärmt und dann ins Kalorimeter geworfen. Die im Kalorimeter gemessene Wärmemenge setzt sich zusammen aus der Wärmemenge, die der Körper bei der Abkühlung bis zur Schmelztemperatur abgibt, aus der Erstarrungswärme und schließlich der Wärme, die der erstarrte Körper bis zur Abkühlung auf die Temperatur der Kalorimeterflüssigkeit verliert. Kennt man die spezifischen Wärmen des Körpers im festen und im flüssigen Zustande, so kann man hieraus die Erstarrungs- und damit auch die Schmelzwärme leicht berechnen.

Statt des Mischungskalorimeters kann auch das Eiskalorimeter zur Messung der Erstarrungswärme benutzt werden.

Liegt der Schmelzpunkt eines Körpers sehr niedrig, so bringt man ihn in erstarrtem Zustande ins Kalorimeter und läßt ihn darin schmelzen. Man findet dann statt der Erstarrungswärme die Schmelzwärme.

Schmelz- und Erstarrungswärme haben nicht immer eindeutig bestimmte Werte. Das ist dann der Fall, wenn das Schmelzen einer Substanz nicht, wie beim Eise, bei einer scharf ausgeprägten Temperatur stattfindet, sondern wenn dem Schmelzvorgang eine Periode allmählicher Erweichung vorangeht, die manchmal ein sehr weites Tem-

peraturgebiet umfaßt. Substanzen, die das Erweichungsgebiet sehr deutlich zeigen, sind z. B. alle Glassorten, Wachs u. dgl. *Scheel.*
Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Schmiermittelreibung s. Lagerreibung.

Schmierstoffe. Der Einfluß einer guten Schmierung auf die Verbesserung des mechanischen Wirkungsgrades, der Betriebssicherheit und Haltbarkeit der Maschinen ist bedeutend. Die Schmierstoffe haben die Aufgabe, Ebenheit und Glätte von Gleitflächen zu erhalten, indem sie die unmittelbare Berührung der Arbeitsflächen verhüten. Dieser Anforderung genügen am besten gewisse hochsiedende Öle und einige Fette.

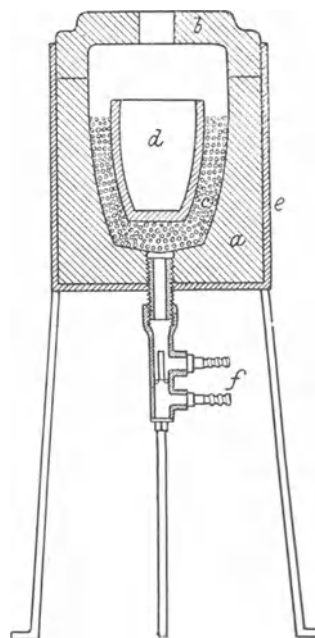
Man unterscheidet animalische, vegetabilische und mineralische Öle und Fette. Die beiden ersteren sind in vielen Fällen für den Maschinenbetrieb nicht verwendbar, weil sie unbeständig gegen höhere Temperaturen sind und von der Luft zersetzt werden (verharzen), wobei durch Oxydation ätzende Fettsäuren frei werden. Die mineralischen Öle und Fette zeigen derartige Veränderungen nicht. Gebräuchliche organische Öle und Fette sind: Rinder- und Hammeltalg, Tran, Klauen- oder Knochenöl, Rüböl, Olivenöl, Baumwollsaamenöl. Die mineralischen Öle und Fette sind meist zähflüssige schwersiedende Rückstände aus der Destillation von Stein- oder Braunkohlen, Torf, Erdwachs usw., die durch Filtern oder durch Behandlung mit Schwefelsäure und Neutralisation durch Natronlauge gereinigt werden. Die Farbe ist hellgelb bis dunkelgrün und schwarzbraun, der Flammpunkt liegt zwischen 150 und 325° C, das spezifische Gewicht zwischen 0,875 und 0,950. Im auffallenden Licht zeigen die mineralischen Öle einen phosphoreszierenden Schimmer.

Flockengraphit kommt mit Öl oder Wasser vermischt oder rein als Schmierstoff zur Verwendung. Der Ölverbrauch der Dampfzylinder wird durch 15—20% Graphitzusatz wesentlich vermindert.

L. Schneider.

Schmierung, Schmierwert s. Lagerreibung.

Schnabelscher Tiegelofen. Das Merkmal dieser in der Figur im Vertikalschnitt skizzierten Ofenart ist eine besondere Art flammenloser Verbrennung, die als das sog. „Gasakkumulativverfahren“ zu gleicher Zeit in Deutschland von Schnabel und in England von Bone entwickelt worden ist und zugleich den Vorteil geringen Raumbedarfs, einfachen Aufbaus und guter thermischer Wirkung besitzt. Der zu erhitzende Tiegel *d* steht hierbei nicht frei im Ofenmantel *a*, sondern eingepackt in eine poröse, feuerbeständige Masse *c* aus beispielsweise kleinstückigem Quarz oder Aluminiumoxyd von Haselnußgröße. In diese poröse Schicht wird Gas und Luft unter einem Überdruck von je 1 Atm. aus zwei Bomben durch den Mischbrenner *f* eingeleitet. Das zunächst mit verminderter Luftzufuhr angezündete Gasgemisch verbrennt bei richtig eingestellter Luftzumischung vollkommen in der porösen Verbrennungskammer *c* ohne Ausbildung einer herausschlagenden Flamme unter weitgehender Ausnutzung seiner Verbrennungswärme. Ein Hauptvorteil dieses Prinzips liegt in der Möglichkeit, die Zumischung der Verbrennungsluft fast genau dem theoretischen Verhältnis zum Brenngas anpassen zu können, ferner in der weitgehenden Abgabe der Verbrennungswärme an die poröse Masse, die einen großen Reibungswiderstand entgegensetzt und eine große Oberfläche darbietet.



Schnabelscher Tiegelofen.

Diese Faktoren bewirken, daß mit diesem relativ einfachen Ofentyp verhältnismäßig schnell Temperaturen bis 2000° erreicht werden können.

Carl Müller.

Schnarrwerke s. Orgel.

Schnecke s. Ohr.

Schnee. Zierliche, dem hexagonalen Kristallsystem angehörende Kombinationen von Eiskristallen, deren optische Hauptachse unter rechten Winkeln von drei Nebenachsen gekreuzt wird, welche in der Hauptsymmetrieebene liegen und sich unter Winkeln von 60° schneiden. Die tafelförmigen Schneekristalle, deren Entwicklung vorherrschend in der Hauptsymmetrieebene erfolgt, sind zahlreicher als die säulenförmigen, bei denen die Ausbildung nach allen vier Achsen ziemlich gleichmäßig vor sich geht. Innerhalb dieser Hauptgruppen finden sich zahlreiche Variationen. Schneeflocken kommen von den kleinsten Dimensionen an bis zu mehreren Zentimetern Durchmesser vor, doch ist die Größenordnung von etwa einem Zentimeter am häufigsten. Die Fallgeschwindigkeit in ruhiger Luft nimmt mit wachsenden Dimensionen ab, sie bleibt in der Regel unter 1 m pro sec. Beim Auftreffen auf dem Erdboden lagert sich der Schnee in Winstille zu einer lockeren Decke, bei welcher der Höhe von rund 1 cm Schnee eine Niederschlagshöhe von 1 mm entspricht. Bei längerem Liegen jedoch sintert der Schnee stark zusammen und erreicht einen höheren „Wasserwert“. Der bei sehr niedrigen Temperaturen gefallene Hochgebirgs- und Polarschnee besteht aus kleineren, weniger verästelten Kristallen. Er ist trocken und backt nicht zusammen, so daß die Schneedecke vom Winde umlagert wird und oft hohe Schneedünen (s. Dünen) entstehen.

Bei Klimabeschreibungen wird in der Regel die Zahl der Tage mit Schneefall, Datum des letzten und des ersten Schneefalles im Jahre, sowie Höhe und Dauer der Schneedecke angegeben.

Als schlechter Wärmeleiter schützt die Schneedecke den Boden vor Ausstrahlung und somit vor starker Abkühlung im Winter. Sie ist daher für die Entwicklung der Vegetation von großer Bedeutung.

Schnee fällt bei Lufttemperaturen zwischen -40° und $+10^{\circ}$, am häufigsten aber in der Nähe des Gefrierpunktes, so daß Schneefälle ziemlich weit äquatorwärts, gelegentlich bis über die Wendekreise hinaus im Meeresniveau vorkommen. Als solche Gebiete der Erde, in denen der Niederschlag ausschließlich in Form von Schnee fällt, dürfen wir das antarktische Hochland und das Binnenland Grönlands betrachten. Über die verschiedenen Arten der Schneegrenze s. diese. *O. Baschin*. Näheres s. A. Supan, Grundzüge der Physischen Erdkunde. 7. Aufl. 1927—30.

Schneegrenze. Als Schneegrenze wird in der geographischen Literatur jene Linie, bzw. Zone bezeichnet, welche das mit Schnee bedeckte Land von dem schneefreien trennt. Man unterscheidet dabei einmal die temporäre Schneegrenze, welche die Schneebedeckung zu einem bestimmten Zeitpunkt angibt, und somit großen Verschiebungen im Laufe der Jahreszeiten ausgesetzt ist.

Jene Linie, bis zu welcher im Sommer die temporäre Schneegrenze zurückweicht, die also die Grenze des zusammenhängenden Gebietes ewigen Schnees angibt, ist die, meist ohne Eigenschaftswort, lediglich als Schneegrenze bezeichnete wirkliche Schneegrenze. Sie tritt in den Tropen und gemäßigten Breiten natürlich nur in Gebirgsländern auf, während sie sich in den Polargebieten dem Meeresspiegel nähert und ihn auch stellenweise erreicht.

Eine Linie, welche noch die einzelnen, isolierten Schneeflecken, die sich infolge ihrer geschützten Lage auch den Sommer über erhalten, mit umfaßt, nennt man die orographische Schneegrenze.

Zwischen dieser und der wirklichen Schneegrenze liegt dann die mittlere klimatische Schneegrenze als die Verbindungslinie aller Punkte, oberhalb derer die Sonnenwärme nicht mehr ausreicht, um den auf horizontaler, nicht beschatteter Fläche im Laufe des Jahres gefallenen Schnee zu schmelzen. Sie ist natürlich eine theoretische Abstraktion und wird in der Natur im allgemeinen nicht unmittelbar zu beobachten sein.

Zwischen klimatischer und wirklicher Schneegrenze liegt noch die Vergletscherungsgrenze, welche die untere Grenze für die Ausbildungsmöglichkeiten von Gletschern bildet. Sie ist ebenfalls nicht direkt zu beobachten und kann, wie die klimatische Schneegrenze, nur durch ein Konstruktionsverfahren bestimmt werden.

Die Höhe der Schneegrenze hängt in erster Linie von der geographischen Breite ab. Sie liegt unter dem Äquator über 5000 m hoch, ihre größte Höhenlage aber erreicht sie in den subtropischen Gebieten der nördlichen (Himalaya 6000 m) und südlichen (Südamerikanische Anden 6600 m) Halbkugel. In den Alpen ($45-47^{\circ}$ Nord) ist ihre Höhe 2400 bis 3200 m, in Norwegen ($60-71^{\circ}$ Nord) 750—1900 m, in Spitzbergen ($76-81^{\circ}$ Nord) etwa 400 m.

Die Höhe ist aber auch in nicht geringem Maße abhängig von der orographischen Beschaffenheit des Gebirges und der Exposition gegen die Sonne. Im allgemeinen liegt daher in der nördlichen gemäßigten Zone die Schneegrenze auf der Südseite der Gebirge höher als auf der Nordseite, wo die Intensität der Sonnenbestrahlung in der Regel

geringer ist als auf der Südseite. Die Verschiedenheiten der meteorologischen Bedingungen, vor allem des Schneefalles, aber auch der Temperatur, der Winde und der Feuchtigkeitsverhältnisse in den einzelnen Teilen der Gebirge machen jedoch ebenfalls ihre Einflüsse geltend, so daß die Höhe der Schneegrenze nicht nur von Ort zu Ort, sondern auch von Jahr zu Jahr wechselt, und ein zuverlässiger Mittelwert erst durch langjährige Beobachtungsreihen bestimmt werden kann.

Die Höhe der Schneegrenze ist im Verlaufe der Erdgeschichte beträchtlichen Schwankungen unterworfen gewesen. Insbesondere hat sie zu den Eiszeiten (s. d.) erheblich tiefer gelegen. Für die Alpen ist während der diluvialen Eiszeit eine Depression der Schneegrenze um 1000—1400 m festgestellt worden.

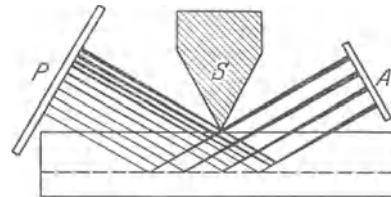
Da die Niederschlagsmenge in den Gebirgen von einer gewissen Höhe an wieder abnimmt, so ist es wahrscheinlich, daß in sehr großen Höhen die Verdunstung den Niederschlag überwiegt, eine dauernde Anhäufung von Schnee also nicht mehr möglich ist. Diese obere Schneegrenze ist aber bisher noch nirgends festgestellt worden. Vielleicht wird sie von einigen Bergriesen im Inneren des Antarktischen Kontinentes erreicht. *O. Baschin*. Näheres s. H. Heß, Die Gletscher. 1904.

Schneestadium s. Niederschlag.

Schneiden, autogenes s. Autogenes Schneiden.

Schneidentfestigkeit s. Härte.

Schneidentenspektrograph. Von Seemann angegebene Anordnung zur Erzeugung von Röntgenspektren. Wenn an einem guten nicht zu kleinen Kristallstück eine Schneide S (vgl. die Figur) aus stark absorbierendem Material auf die Kristalloberfläche direkt aufgesetzt wird, so erhält man eine einem Spalt entsprechende Ausblendung eines



Schneidentenspektrograph.

von der Antikathode A kommenden Röntgenstrahlenbündels. Die Spaltbegrenzung bilden die Schneide und die tiefste noch wirksame Netzebene des Kristalles. Da die letztere von der Absorbierbarkeit der Strahlen abhängig ist, so nimmt die Spaltbreite mit abnehmender Wellenlänge zu. Da aber durch die Spaltbreite auch die Breite der auf der Platte P registrierten Spektrallinien bedingt ist, so leidet die Schärfe der Linien durch das Eindringen der Strahlung in den Kristall, indem ihre kurzwellige Seite nicht scharf begrenzt ist, sondern allmählich verläuft. Vermieden wird dieser Nachteil bei der Lochkammermethode von Seemann (s. d.). *Behnken*.

Schneidentöne entstehen, wenn ein Luftstrom durch einen schmalen Spalt gegen eine mehr oder weniger scharfkantige Schneide geblasen wird. Nach R. Wachsmuth, der diese Erscheinungen eingehend untersucht hat, entsteht ein Ton erst dann, wenn die Schneide einen gewissen minimalen Abstand von dem Spalt hat. Dieser kritische Abstand hängt von der Ausströmungsgeschwindigkeit

keit des Luftstromes ab. Bei Vergrößerung des Schneidenabstandes sinkt dann die Tonhöhe kontinuierlich und ist diesem Abstände umgekehrt proportional. Ist ein gewisser Abstand erreicht, so springt der Ton plötzlich um eine Oktave in die Höhe, um bei weiterer Vergrößerung des Abstandes wieder wie vorher abzunehmen, bis eine Größe des Abstandes erreicht ist, bei der er wieder um ungefähr eine Oktave nach oben springt.

Die Entstehung der Schneidentöne ist ebenso wie die der Hiebtöne (s. d.) und die der Spalttöne (s. d.) auf Wirbelbildung zurückzuführen. Gegenüber den Spalttönen tritt nur die Komplikation hinzu, daß für die Tonhöhe neben der Strömungsgeschwindigkeit in erster Linie der Schneidenabstand maßgebend ist. Die Theorie der Schneidentöne ist von grundlegender Wichtigkeit für das Verständnis des Funktionierens der Lippenpfeifen (s. Pfeifen) und ähnlicher Instrumente.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Schmidtke, Zur Hydrodynamik der Schneidentöne. Ann. d. Phys. 60, 1919.

Schneidenwehr s. Überfall und Streichwehr.

Schnellanalyse s. Elektroanalyse.

Schnelldrucker oder **Maschinentelegraphen** heißen die in der Fernmeldetechnik benutzten Apparate, bei denen die Telegramme die Form von gelochten Papierstreifen haben. Für die Lochung wird ein dem Morsealphabet ähnliches Alphabet angewandt. Die drei wichtigsten Systeme sind: der Wheatstonesche Maschinentelegraph, der Baudot-Apparat und der Siemenssche Schnelldrucker. Näheres über erstere beiden siehe unter diesen.

Bei dem Siemensschen Schnelldrucker wird wie beim Wheatstone-Apparat mit Hilfe eines Tastenlochers zunächst ein Lochstreifen hergestellt, dieser dann in den Maschinensender eingeführt und so ein System von gleichlangen Stromstößen über die Leitung geschickt. In dem synchron laufenden Empfänger werden durch die Stromstöße Relais betätigt und damit der Empfangstreifen in Übereinstimmung mit dem Sendestreifen gelocht. Der Lochstreifen hat wie beim Baudot-Apparat fünf Lochreihen nebeneinander. Die Eigenart des Siemens-Apparates besteht in der Verwendung von Lade- und Entladeströmen von Kondensatoren.

E. Alberti.

Näheres s. Strecker, Telegraphentechnik.

Schnellläufigkeit s. Spezifische Drehzahl.

Schnellregulierung elektrischer Generatoren. Unter den Stichworten „Äußere Charakteristik der Gleichstromgeneratoren“ und „Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren“ sind die Gründe für die sehr erheblichen Spannungsänderungen (15—45%!) auseinandergesetzt, die selbst bei durchaus modernen Maschinen zwischen Vollast und Leerlauf auftreten können und durch entsprechende Einregulierung der Felderregung beseitigt werden müssen. Ein großer Spannungsabfall beeinträchtigt sehr unangenehm die Leistung sowohl von Gleichstrom-Nebenschluß- als auch besonders von asynchronen Drehstrommotoren, häufig auftretende, hohe Spannungssteigerungen setzen die Lebensdauer auch der modernen Metalldrahtlampen trotz ihres positiven Widerstandskoeffizienten ganz bedeutend herab, wie die nachstehende Tabelle* angenähert zeigt.

Das Nachregulieren von Hand, d. h. relativ langsam, durch den Maschinenwärter vornehmen zu

Brennspannung	Erhöhung in %	Lebensdauer in %
220	0	100
235	6,8	rd. 50
250	13,6	rd. 30

lassen, ist praktisch nur bei den kleinsten Anlagen möglich bzw. zulässig; für mittlere und große Leistungen kommt nur eine rasch arbeitende automatische Regulierung in Frage. Bei Gleichstromanlagen läßt sich diese ziemlich einfach verwirklichen auch ohne das kostspielige Mittel der Parallelschaltung einer Akkumulatorenbatterie durch eine sorgfältig abgeglichene Compoundierung der Generatoren. Dieselbe wirkt zwar auch nicht momentan, da z. B. plötzliche Stromstöße infolge der Induktivität der Serienwicklung nicht über diese, sondern über den ev. parallelgeschalteten, zur Einstellung dienenden Nebenschlußwiderstand verlaufen, aber immerhin rasch genug, um einen praktisch einwandfreien Betrieb zu sichern. Besonders gilt dies für moderne Gleichstrom-Turbogeneratoren, deren Ankerrückwirkung (s. d.) durch eine Kompensationswicklung ausgeglichen ist; die Spannungsänderung kann bei ihnen durch Verwendung einer passend gewählten Erregermaschine selbst ohne Compoundierung der Hauptmaschine auf wenige Hunderteile herabgedrückt werden.

Ungleich schwieriger liegen die Verhältnisse bei ein- wie mehrphasigen Wechselstromzentralen, zumal gerade moderne Wechselstrom-Turbogeneratoren im Gegensatz zu Gleichstrom-Turbodynamos aus wirtschaftlichen wie betriebstechnischen Gründen (Kurzschlußstrombegrenzung!) meist mit an sich sehr großer Spannungsänderung (25—50% bei $\cos \varphi = 0,8$) zwischen Leerlauf und Vollast gebaut werden. Auch für Wechselstrom existieren sog. indirekte Compoundierungsschaltungen, bei denen durch Vermittlung eines Serientransformators das resultierende Feld der Erregermaschine mit wachsender Strombelastung des Generators verstärkt wird, wodurch auch die Magneterrregung des letzteren steigt, doch macht sich bei ihnen die hohe magnetische Zeitkonstante der Polradwicklung bereits recht störend bemerkbar, so daß diese an und für sich technisch sehr interessanten Schaltungen, um die sich u. a. Danielson verdient gemacht hat, keine erhebliche praktische Bedeutung mehr haben, seitdem der Amerikaner Tirril den ersten nach ihm benannten sog. Schnellregler schuf, der heute in vielen großen Wechselstromzentralen in verschiedenen Ausführungsformen anzutreffen ist. Seine Vorläufer waren die für bescheidenere Anforderungen noch heute verwendeten sog. trägen Regleranordnungen, die bei Spannungsänderungen mittels eines Kontaktvoltmeters, einiger Relais und eines Hilfsmotors einen gewöhnlichen Nebenschlußregler betätigten, der auf das Feld der Haupt- oder der Erregermaschine einwirkt. Es handelt sich bei ihnen also einfach um einen maschinellen, automatisch wirkenden Ersatz der Tätigkeit eines aufmerksamen Schalttafelwärters. Die Trägheit der zu beschleunigenden Massen und die Induktivität der Feldwicklungen ziehen bei ihnen der Schnelligkeit des Reguliervorganges enge Grenzen, um Pendelungen um die Sollspannung zu vermeiden. Tirril überwindet diese beiden Mängel durch Beschränkung der zu bewegenden Massen auf die Größenordnung der eines Selbstunterbrechers ähnlich dem sog. Wagnerschen Hammer und die Verwendung relativ sehr hoher Erreger-

* Aus E. T. Z. 1920, S. 636. O. Kumpel.

spannungen für die Induktivitäten, die im Beharrungszustand einen viel größeren Erregerstrom ergeben würden, als ihn der Belastungszustand des Generators verlangt. Mit Rücksicht auf die Schonung der Kontakte des Selbstunterbrechers arbeitet auch der Tirrilregler nahezu stets auf dem Feldkreis der Erregermaschine unter Zwischenschaltung eines Relais mit Löschkondensator. Prinzipiell wird die letztere mit pulsierendem Gleichstrom erregt, den der Selbstunterbrecher liefert. Die Stromkurve ist eine schräge Treppelinie, bei der im allgemeinen Anstieg und Abfall ungleich schnell verlaufen. Der Ankerkontakt des Selbstunterbrechers wird von der Gleichspannung der Erregermaschine betätigt, der Gegenkontakt von der Wechselfspannung des Generators derart verstellt, daß bei sinkender Spannung eine Verlängerung, bei steigender eine Verkürzung der Kontaktdauer eintritt unter gleichzeitiger Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Mittelwertes des pulsierenden Gleichstroms infolge stärkerer Anspannung der Ankerrfeder. Der Selbstunterbrecher an sich dient, wie erwähnt, nur der Aufgabe, den unter dem Einfluß sehr großer Über- bzw. Unterspannungen rapid ansteigenden bzw. abfallenden Feldstrom der Erregermaschine im richtigen Zeitpunkt ab- bzw. wieder einzuschalten. Die Geschichte der Entwicklung des Tirrilreglers ist ein interessanter Beitrag zur Erfinderspsychologie insofern, als die einwandfreie Klärung des Arbeitsvorganges in derartigen Schnellreglern nicht von ihrem Schöpfer, sondern an Hand der Untersuchungen am fertigen Apparat von anderer Seite erfolgt ist. Neben diesem Schnellregler in seinen verschiedenen Variationen sind, hauptsächlich aus patentrechtlichen Gründen, eine ganze Reihe von Konstruktionen entstanden, die die Lösung des für den modernen Zentralenbetrieb überaus wichtigen Problems der Spannungsregulierung innerhalb engerster Grenzen in Bruchteilen von Sekunden auf anderem Wege, meist dem des Kontaktvoltmeterprinzips, suchen; ihr wichtigster Vertreter ist der Regler von Brown-Boveri.

Die oben erwähnten trägen Regler mit Hilfsmotor haben in neuester Zeit durch Thoma eine sehr wichtige Verbesserung erfahren, bei dessen Regler im Prinzip ein Voltmeter den Steuerschieber eines hydraulischen Antriebs (Servomotor!) verstellt, der seinerseits den Kontakthebel eines gewöhnlichen Nebenschlußreglers mit großer Kraft und Geschwindigkeit betätigt. Praktisch ist in vielen Fällen der Thoma-Regler den Schnellreglern gleichwertig.

E. Rother.

Näheres s. Schwaiger, Das Regulierproblem in der Elektrotechnik.

Schnelltelegraphie. Telegraphieverfahren, bei dem mehr als 30 Worte in der Minute gesendet und empfangen werden. Am Sender werden die Zeichen in Lochstreifen gestanzt (Wheatstone, Siemens-Geber) und durch Zwischenrelais auf die Hauptsende-Relais übertragen. An der Empfangsstelle werden sie mit Rekorder, Typenschreiber, Parlograph, Telegraphon oder phonographisch niedergeschrieben.

A. Meißner.

Schnellwaage. Die Schnellwaage (Desemer) ist ein gerader ungleicharmiger Hebel, an dessen kürzerem Hebelarm die Last an einem Haken aufgehängt wird. Auf dem längeren Hebelarm bewegt sich ein Laufgewicht über einer Teilung. Das Laufgewicht wird so weit verschoben, bis der Hebel,

den man meist mit einem Handgriff an der Drehachse faßt, horizontal steht. Die Teilung ist gewöhnlich so ausgeführt, daß man die Größe der Last unmittelbar in Kilogramm ablesen kann. *Scheel.*

Schnittkraft s. Biegung; Spannungsergebnisse.

Schnittmoment s. Spannungsergebnisse.

Schönrockscher Halbschatten-Polarisator s. Polarimeter.

Schornstein. Der Schornstein dient zur Ableitung der Rauchgase einer Feuerungsanlage und zur Erzeugung des zur Verbrennung auf dem Rost nötigen Luftzuges. Werden B kg Brennstoff in der Stunde verbrannt, die $B \times V$ m³ Verbrennungsgase (bei 0° und 1 at Druck) ergeben und ist $t_s = 200$ bis 300° C die Schornsteintemperatur, so berechnet sich der Schornsteinquerschnitt O , wenn die mittlere Geschwindigkeit der Rauchgase im Schornstein c m/sec beträgt:

$$O = \frac{B \times V}{1800 \times c}.$$

Setzt man $c = 3$ m/sec, $t_s = 250^\circ \text{C}$ und $V = 16$ m³, so wird der obere lichte Durchmesser des Schornsteines

$$d = 0,06 \times \sqrt{B}.$$

Die Höhe der Mündung des Schornsteines über dem Rost kann man nehmen:

$$h = 25 - 30 d \quad \text{für } d < 2,5 \text{ m}$$

$$h = 20 d \quad \text{„ } d > 2,5 \text{ m}$$

L. Schneider.

Näheres s. Gustav Lang, Der Schornsteinbau. Hannover, Helwing.

Schränkung zweier Flügel nennt man den Winkel, welchen die beiden Sehnen miteinander bilden. S. auch Doppeldecker.

Schrapnells s. Sprenggeschosse.

Schraube = Schraubenpropeller s. Treibschraube und Propulsion.

Schraubenachse, Schraubenbewegung s. Bewegungsschraube.

Schraubenfehler s. Mikrometerschrauben.

Schraubenflieger sind Konstruktionen, bei welchen man die Kraft einer Hubschraube (s. d.) zur Hebung von Gewichten auszunutzen strebt. Die Hauptschwierigkeiten bestehen in der mangelnden Stabilität einer derartigen Anordnung und in dem geringen Gleitvermögen, d. h. in der raschen Sinkgeschwindigkeit, wenn der Motor versagt. Praktisch angewandt wurde der Schraubenflieger bisher nur in gefesseltem Zustand, als Ersatz für einen Fesselballon (v. Kármán). Eine Abart des Schraubenfliegers ist die Autogyro von de la Ciervo. Bei diesem werden durch den Fahrtwind vier Tragflügel um eine vertikale Achse zur Rotation gebracht, wenn das Flugzeug durch eine gewöhnliche Schraube horizontal bewegt wird, und erzeugen dann einen großen Auftrieb. Durch diese Konstruktion wird Start- und besonders Landegeschwindigkeit herabgesetzt.

L. Hopf.

Schraubenmikrometer s. Längenmessungen.

Schraubenpumpe s. Pumpe.

Schraubenrad = Radpropeller s. Propulsion.

Schraubenstrahl. Die Zugkraft einer Luft- oder Wasserschraube muß notwendig verbunden sein mit einer Impulserhöhung der strömenden Flüssigkeit in der Schraube. Die in die Schraube eintretende Flüssigkeit kontrahiert sich in einen Strahl mit höherer Geschwindigkeit. Diese Verhältnisse werden in der Strahltheorie der Schraube (s. d.) zur Bestimmung eines Maximalwirkungsgrades verwendet.

Praktisch ist der Schraubenstrahl deshalb von großer Wichtigkeit, weil durch ihn die Luftkräfte auf die hinter der Schraube gelegenen Teile erheblich geändert werden können. Besonders bei der Bemessung der hinter der Schraube liegenden Steuerorgane (Leitwerk) muß auf diesen Punkt geachtet werden.

L. Hopf.

Schraubenteilmachine s. Längenmessungen.

Schreibempfang. Graphische Aufnahme der in der drahtlosen Telegraphie und in der Telegraphie längs Drähten übertragenen Zeichen auf einem langsam abrollenden Papierstreifen. Sie wird vor allen Dingen bei Schnelltelegraphie angewandt, wo das hohe Telegraphiertempo die Höraufnahme nicht mehr zuläßt.

Man unterscheidet bei den hierfür angewandten Apparaten: Typendrucker, das sind Apparate, welche Zahlen, Buchstaben und Zeichen unmittelbar wiedergeben, Morseschreiber, welche die Telegramme nach einem dem Morsealphabet ähnlichen Alphabet mittels einzelner durch Lochstreifen gesteuerter Stromstöße übertragen, Kurvenschreiber, die in einer fortlaufenden mit Tinte geschriebenen Zickzack- oder Wellenlinie Morsezeichen aufnehmen, und schließlich Lichtschreiber, welche auf photographischem Wege die durch einen Lichtstrahl gezogene Kurve festhalten. Zu den Typendruckern gehören: der Hughes-Apparat und der Typengeheimschreiber, System Compare, zu den Morseschreibern: der Wheatstone-Schnellschreiber, der Baudot-Apparat, der Creedsche Schnelltelegraph und der Schnelldrucker von Siemens. Kurvenschreiber sind der Siphonrekorder, der Undulator, der Drehspulchnellschreiber von Siemens und der Huthsche Steinschreiber, der auf dem Johnson-Rahbeck-Prinzip beruht. Lichtschreiber sind z. B. der Einthovensche Galvanometerschreiber und der Hoxieschreiber der General Electric Co. Einzelheiten s. teilweise unter den aufgeführten Apparaten.

E. Alberti.

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie, Julius Springer, Berlin, 1927.

Schreiber s. Farbschreiber, Morseapparat, Siphonrekorder und Drehspulchnellschreiber.

Schreibers Verfahren bei der Winkelmessung. Sind von einem Punkte ν Nachbarpunkte eines Triangulierungsnetzes sichtbar, so hat man nach Schreiber alle $\frac{\nu}{2}(\nu - 1)$ Winkel zu messen, welche

von den nach den ν Punkten gezogenen Gesichtslinien eingeschlossen werden.

A. Prey.

Schub einer Schraube s. Treibschraube.

Schubkraft s. Spannungsergebnisse u. Spannungsmoment.

Schublehre s. Längenmessungen.

Schubmodul s. Elastizitätskonstanten.

Schubspannung s. Balken und Stäbe; Spannungszustand in einem Kontinuum.

Schubspannungen in Flüssigkeiten entstehen bei jeder Strömung zwischen verschieden rasch bewegten Schichten. Ihre Ursache ist die Zähigkeit oder — wenn man die Anschauungen der Molekulartheorie gebrauchen will — der Energietransport quer zur Strömungsrichtung durch die Zusammenstöße der Moleküle infolge ihrer Eigenbewegung. Newton stellte zunächst rein heuristisch die Gleichung auf

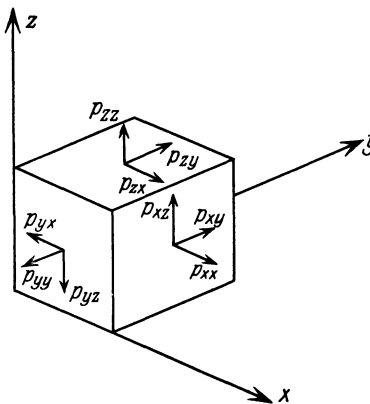
$$(1) \quad \tau = \eta \cdot \frac{\partial v}{\partial x},$$

die durch das Poiseuillesche Gesetz (s. d.) vollkommen bestätigt wurde.

Die Schubspannung τ ist also nach Gl. (1) proportional dem Geschwindigkeitsgefälle $\frac{\partial v}{\partial x}$ senkrecht zur Strömungsrichtung; der Proportionalitätsfaktor η ist die Zähigkeitszahl. Die Ableitung der Bewegungsgleichungen zäher Flüssigkeiten (s. d.) geht von den an einem Flüssigkeitsparallelepiped angreifenden Spannungen aus (s. Figur). Von den neun möglichen Spannungen sind sechs Schubspannungen, nämlich:

$$(2) \quad \begin{aligned} p_{xy} = p_{yx} &= \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); \\ p_{yz} = p_{zy} &= \eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right); \\ p_{zx} = p_{xz} &= \eta \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right). \end{aligned}$$

Bezeichnungen s. Figur; u, v, w sind die Geschwindigkeitskomponenten.



Schubspannungen in Flüssigkeiten.

Zwischen den hydrodynamischen und den in einem elastisch-deformierten Körper auftretenden Spannungen besteht eine weitgehende Analogie; jedoch sind die elastischen Spannungen den Deformationen proportional, während die Schubspannungen in einer Flüssigkeit den Deformationsgeschwindigkeiten proportional gesetzt werden. (Vgl. auch Navier-Stokes'sche Bewegungsgleichungen zäher Flüssigkeiten.)

S. Erk.

Schubspannungslinien s. Torsion.

Schubwert einer Schraube ist der dimensionslose Beiwert Ψ , welcher durch Beziehung des Schubs auf die Schraubenkreisfläche F und die Umfangsgeschwindigkeit u erhalten wird (ρ Luftdichte):

$$S = \Psi \cdot \rho \cdot F \cdot u^2 = \Psi \cdot \rho \cdot \pi R^2 u^2$$

(R Schraubenradius).

L. Hopf.

Schüttelschwingungen s. Lokomotive, elektrische.

Schumann-Platten. Photographische Bromsilberschichten ohne Bindemittel, also ohne Gelatine, zum Arbeiten im ultravioletten Teil des Spektrums. Durch die Gelatine würde der größte Teil des auffallenden Ultravioletts absorbiert werden und für das Bromsilber verloren gehen.

Meidinger.

Schurkurve s. Momentanzentrum.

Schufebene, Schufweite s. Flugbahnelemente.

Schutzgitter, besondere Elektrode bei einer Verstärkerröhre, vorzugsweise mit Hochvakuum-Glühkathodenentladung (W. Schottky). Das Schutzgitter liegt zwischen wahren Gitter und Anode,

es hat eine etwas geringere positive Spannung als die Anode und ist so mit der Kathode verbunden, daß keine Wechsellspannungen gegen sie auftreten. Das Schutzgitter hat den Zweck, die für den Verstärkervorgang ungünstige Anodenrückwirkung herabzusetzen, die proportional dem Durchgriff ist, dabei jedoch die positive resultierende Gleichspannung, die ebenfalls proportional dem Durchgriff ist, nicht herabzusetzen. Das heißt, das Schutzgitter bringt eine Trennung zwischen Wechsellspannungsdurchgriff und Gleichspannungsdurchgriff hervor, wobei der erstere möglichst verkleinert wird, der zweite dagegen nicht (s. Verstärkerröhre). Bezeichnet σ den Durchgriff der Schutzgitterspannung e_s durch das wahre Gitter und δ den der Anodenspannung durch das Schutzgitter, sowie a den der Anodenspannung durch beide Gitter zusammen (d. h.: $a = \sigma \delta$), so ergibt sich bei einer Hochvakuumröhre die Stromspannungsgleichung:

$$i = \frac{1}{K} (e_g + \sigma e_s + a e_A)^{\frac{3}{2}}$$

und hieraus unter Voraussetzung des optimalen äußeren Widerstandes die Verstärkerleistung:

$$N = \frac{3 \mathcal{G}_g^2 \sqrt{E_g + \sigma E_s + a E_A}}{16 K a} f^2$$

(f ist ein Faktor, der ein wenig kleiner als 1 ist und den Stromanteil der Anode an dem Gesamtstrom nach Schutzgitter und Anode bedeutet).

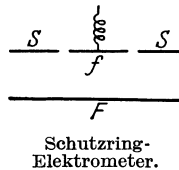
Aus der Gleichung für N ist zu ersehen, daß im Vergleich zu einer Eingitterröhre gleicher Daten die Verstärkung durch Verringerung von a bei ausreichendem σ erheblich gesteigert werden kann.

H. Rukop.

Näheres s. W. Schottky, Arch. f. Elektr. 8, 299, 1919.

Schutzgitterröhre, eine Verstärkerröhre (s. d.), s. Schutzgitter.

Schutzringelettmeter (W. Thomson). Das Elektrometer dient zur absoluten Messung einer Spannung. Es besteht aus einer festen unteren Platte F (s. Fig.), die meßbar gegen eine obere, kleinere Platte f verschoben werden kann. Die kleine Platte ist von einem Schutzring S umgeben, der sich in der gleichen Ebene mit ihr befindet und dasselbe Potential besitzt. Wenn die Platten geladen sind, findet eine Anziehung zwischen ihnen statt. Die Messung dieser



Kraft geschieht in der Weise, daß die an einer Feder aufgehängte obere Platte, wenn die Platten nicht geladen sind, derart mit Gewichten beschwert wird, daß sie sich genau in der Ebene des Schutzrings befindet. Die durch die Anziehung bei der Ladung bewirkte Verschiebung der oberen Platte wird dann dadurch aufgehoben, daß man Gewichte von derselben fortnimmt, bis sie wieder in der Anfangsstellung sich befindet. Ist f die Fläche der beweglichen Platte, a der Abstand von der unteren Platte und k (in Dyn) das Gewicht der fortgenommenen Stücke, so erhält man die Spannung V in elektrostatischen cgs-Einheiten (1 cgs-Einheit gleich 300 Volt) nach der Formel $V = a \sqrt{8 \pi k / f}$. Fehler entstehen durch den zwischen Schutzring und beweglicher Platte vorhandenen Spalt, sowie dadurch, daß sich die bewegliche Platte nicht genau in der Ebene des Schutzrings befindet; zur Berücksichtigung dieser Fehler hat Thomson eine Formel angegeben. Da die Messung des Abstandes a wegen

seiner Kleinheit Schwierigkeiten macht, führt man die Messung in verschiedenen Abständen aus, so daß man nur die Verschiebung der festen Platte mikrometrisch zu messen braucht. *W. Jaeger.* Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Schutzringkondensator. Die Kapazitätsformeln für Plattenkondensatoren gelten, falls nicht besondere Korrekturen angebracht werden (vgl. Randkorrektur), nur unter der Voraussetzung, daß das elektrische Feld zwischen den Platten überall homogen ist, d. h. mit anderen Worten, daß die elektrischen Kraftlinien von Platte zu Platte geradlinig und in gleichen Abständen voneinander verlaufen. Für den Rand gilt jedoch diese Voraussetzung nicht, so daß entweder die Platten so groß gewählt werden müssen, daß die Randpartien nicht mehr wesentlich zur Gesamtkapazität beitragen, oder aber es muß nach dem Vorgang von W. Thomson (Lord Kelvin) das Prinzip des Schutzringkondensators zur Anwendung kommen, das auch für Elektrometer verwendet wird. Der Gedanke besteht darin, die eigentlichen Kondensatorplatten mit Schutzringen zu umgeben, so daß sie nur den zentralen Teil eines größeren Kondensators bilden und der störende inhomogene Teil des Feldes damit an den Rand der Schutzplatten verlegt wird. Für manche Zwecke genügt es auch, nur eine Platte mit einem Schutzring zu versehen, die gegenüberstehende muß dann aber entsprechend groß gewählt werden. (Vgl. Fig. unter „Schutzringe, Elektrometer“.) *R. Jaeger.*

Schwaden s. Explosionsgase.

Schwächungsvorrichtung s. Strahlungs-pyrometer.

Schwärzung, photographische. Als Maß für die Lichtdurchlässigkeit der geschwärzten photographischen Schichten wird das Verhältnis der auffallenden (J_0) zur durchgelassenen Lichtmenge (J) angenommen. Dieses Verhältnis heißt Opazität:

$O = \frac{J_0}{J}$. Der reziproke Wert dieses Verhältnisses

heißt Transparenz: $T = \frac{J}{J_0}$. Da die Schwärzungen in der Photographie im Verhältnis 1:10⁴ variieren, operiert man zweckmäßig mit dem Logarithmus des obigen Verhältnisses O , so daß für die Dichte oder Schwärzung resultiert: $S = \lg O = -\lg T = \lg \frac{J_0}{J}$. *Meidinger.*

Schwärzungskurve, photographische. Die photographische Schwärzungskurve stellt die Abhängigkeit der entwickelten Schwärzung einer photographischen Schicht von der aufgestrahlten Energiemenge dar. Auf der Ordinate werden die entwickelten Schwärzungen (Definition s. d.) und auf der Abszisse die Lichtmengen aufgetragen. Infolge des großen Umfanges der vorkommenden Energiemenge (1:10⁶) rechnet man zweckmäßig mit den Logarithmen der Lichtmengen und spricht dann von der logarithmischen Schwärzungskurve. Diese hat die Form eines lateinischen S und ist für jede Emulsion das Charakteristikum. Man erkennt aus ihr Empfindlichkeit und Gradation der Emulsionen (vgl. Sensitometrie photographischer Schichten). Die Schwärzungskurve hat ein Maximum. Für sehr große Belichtungen (< 1 Lumensec./cm²) nehmen die entwickelten Schwärzungen ab: Gebiet der Solarisation. — Faßt man die unter den Kapiteln „Latentes Bild“, „Reifung“ (Photo-

graphische Emulsionen) und „Entwicklung photographischer Schichten“ erwähnten Tatsachen zusammen, so ergibt sich folgendes Bild über die Entstehung der Schwärzungskurve: Durch die Reifung der Emulsion werden an den Körnern je nach dem Reifungsgrad verschieden große Keime, welche man sich aus Silbersulfid bestehend vorstellen könnte, erzeugt. Diese Keime wirken in der gleichen Richtung wie die Lichtkeime des latenten Bildes, können also evtl. Entwickelbarkeit der Bromsilberkörner herbeiführen (Schleier). Im allgemeinen jedoch genügt die Größe dieser Keime nicht, um die Körner entwickelbar zu machen. Erst durch Hinzufügen von Silberatomen bei der Erzeugung des latenten Bildes, d. h. durch Belichtung, werden die Keime groß genug, um aktiv zu sein. In dieser Vorstellung ist implizite die Annahme enthalten, daß die Silberatome des latenten Bildes an gewissen bevorzugten Stellen an der Oberfläche der Bromsilberkörner, wie sie die Reifkeime darstellen, koagulieren können. Je nachdem nun mehr oder weniger Silberatome an den Reifkeim eines Kornes durch Belichtung angelagert werden müssen, um einen aktiven, entwicklungsfähigen Keim zu schaffen, desto „unempfindlicher“ oder „empfindlicher“ ist das Korn. — Die S-Form der Schwärzungskurve, also das anfängliche überproportionale Ansteigen erklärt sich daraus, daß die Lichtquantentrefferzahlen der einzelnen Körner den Wahrscheinlichkeitsgesetzen unterworfen sind. Die Trefferzahlen steigen infolgedessen bei geringeren Belichtungen für einzelne Körner entsprechend einer Maxwell'schen Verteilungskurve ebenfalls superproportional an, bis für höhere Belichtungen die Trefferzunahme pro Korn eine Durchschnittszahl bedeutet. (Normales Gebiet der Schwärzungskurve.) Das obere Umbiegen der Schwärzungskurve ist weniger eine Erschöpfungserscheinung, wie man annehmen möchte, als viel mehr durch die Solarisation verursacht. Diese bewirkt sogar für noch höhere Belichtungen einen Rückgang der entwickelten Schwärzungen. Die Solarisation kann ebenfalls mit Hilfe der oben angegebenen Anschauungen über den Entwicklungsvorgang und die Entwickelbarkeit der Bromsilberkörner erklärt werden. Denn wenn die Entwicklungskeime infolge ihrer großen Oberfläche die Entwicklung durch Katalyse herbeiführen, so werden sie von einer gewissen Größe ab inaktiv werden. — Die verschiedenen von der Licht-Schwärzungskurve und untereinander mehr oder weniger abweichenden Formen der Schwärzungskurven, die man bei Bestrahlung der Bromsilberschichten mit α -Strahlen und Röntgenstrahlen erhält, sind durch die dem Lichtquant gegenüber viel größeren Energien des α -Strahles oder Röntgenquants bedingt. Ein α -Strahl oder Röntgenquant macht infolgedessen nicht nur 1 Ag-Atom frei, sondern 10^3 bzw. $5 \cdot 10^4$. Es wird somit in jedem Fall ein entwicklungsfähiger Keim an den getroffenen Körnern geschaffen, so daß die Differenziertheit in der Entwickelbarkeit der Körner hier fortfällt. Der mehr oder weniger starke Fortfall der unteren Durchbiegung der α -Strahlen- bzw. Röntgenstrahlenschwärzungskurve findet so seine Erklärung. Es spielt hier also weniger der Reifungsgrad als vielmehr die Bromsilberkonzentration in der Schicht eine Rolle.

Meidinger.

Näheres s. Gehrcke, Handbuch d. phys. Optik, Kap. Die Bromsilberplatte. J. A. Barth, Leipzig 1927.

Schwall = Hebungswelle (s. d.).

Schwankungen der radioaktiven Umwandlung.

Das die Erscheinungen der Radioaktivität beherrschende Zerfallsgesetz $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ hat statistischen Charakter und N_t stellt nur den wahrscheinlichsten Wert der zur Zeit t noch vorhandenen unverwandten Atome vor, wenn zu Beginn der Zeit t , also für $t = 0$, die Anzahl der Atome N_0 war, welche Zahl sich während t Sekunden wegen des spontanen Atomzerfalles auf obigen Wert N_t vermindert hat. Nur im Mittel über unendlich viele Einzelereignisse — in unserem Fall unendlich viele Atome, deren Zerfall das zufällige Ereignis darstellt — wird man die exakte Gültigkeit des Gesetzes bestätigt finden. Die Atomzahlen unserer zur Beobachtung gelangenden Präparate sind aber nicht unbegrenzt, daher wird man je nach der Stärke des Präparates Abweichungen von dem nur im Idealfall streng gültigen Gesetz finden, die sich ebenso wie das Gesetz selbst aus Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen vorhersagen lassen. Und zwar ergibt sich folgendes: Bezeichnen wir mit Z diejenige Zahl der Atome, die bei strenger Gültigkeit des Zerfallsgesetzes in einer Zeit, die klein sei gegen die mittlere Lebensdauer $\tau = \frac{1}{\lambda}$ (s. d.),

zerfällt, so wird dieser Wert Schwankungen unterliegen und man wird statt seiner einen Wert $Z \pm \zeta = Z (1 \pm \varepsilon)$ erhalten; darin ist ζ die mittlere absolute Zerfallsschwankung, $\varepsilon = \frac{\zeta}{Z}$ die mittlere

relative. Und die Theorie ergibt $\zeta = \sqrt{Z}$, also $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Z}}$; der absolute Fehler wächst demnach mit

der Präparatstärke, und zwar mit der Wurzel aus den verfügbaren Atomzahlen, der relative Fehler ist dieser Wurzel verkehrt proportional. — Da man aber außer bei der Zählungsmethode (s. d.) nicht Z selbst, sondern den durch Z hervorgerufenen Ionisationseffekt, der der Zahl der α -Partikel, also auch dem Z proportional ist, $J = kZ$ beobachtet, so wird auch der beobachtete Sättigungsstrom Schwankungen aufweisen. Statt des idealen Wertes J wird $J' = J \pm i = J \left(1 \pm \frac{i}{J}\right)$ beobachtet werden,

wobei der absolute Fehler $i = k \sqrt{Z} = \sqrt{k} \sqrt{J}$ der relative Fehler $\frac{i}{J} = \varepsilon' = \frac{1}{\sqrt{Z}} = \sqrt{\frac{k}{J}}$ sein wird.

Die Schwankung wird also um so leichter beobachtbar, je größer der bei jedem Zerfall hervorgerufene Meßeffect k ist. Da die Ionisation durch ein α -Teilchen eine wesentlich kräftigere ist, sind Schwankungen an α -Strahlen leichter zu beobachten als an β -Strahlen. Komplizierter wird das Problem, wenn man berücksichtigt, daß dieser Proportionalitätsfaktor k , der im wesentlichen die erzeugte Ionenzahl enthält, selbst wieder ein statistischer Mittelwert ist und Schwankungen unterworfen sein kann. Dazu kommen noch eine ganze Reihe anderer Schwierigkeiten, z. B. die Verzerrung, die das Schwankungsbild durch die Trägheit des registrierenden Meßapparates erleidet u. a. m., so daß die quantitative Verwertung der Erscheinung (vgl. weiter unten) auf Hindernisse stößt.

Die theoretisch zu erwartenden Verhältnisse wurden im Experiment, sei es durch Zählung, sei es durch Strommessung (nach Kompensations-

methoden), gut bestätigt, insbesondere an α -Strahlen.

Umgekehrt ermöglicht die Beobachtung der Stromschwankungen eine Bestimmung von Z , liefert also dasselbe wie eine Zählung. Bei γ -Strahlen wurden derartige Messungen zur Beantwortung der Frage nach dem Wesen der Strahlung, ob quasi korpuskular mit anisotroper Energieverteilung oder ob eine Kugelwelle mit isotroper Energieverteilung, herangezogen; doch sind aus den oben erwähnten Gründen die Ergebnisse nicht eindeutig genug, um eine definitive Entscheidung zu bringen, wenn sie sich auch recht gut mit den im Kapitel „ γ -Strahlung“ besprochenen Anschauungen Sommerfelds vereinigen lassen, wonach die Energie des γ -Strahles sich auf schmale Kegelräume zusammendrängt. *K. W. F. Kohlrausch.*

Schwankungserscheinungen s. Dichteschwankungen.

Schwanzlastigkeit eines Flugzeuges ist die Neigung, bei losgelassenem Höhensteuer nach hinten umzukippen. Sie kann von falscher Schwerpunkt-lage und von falscher Einstellung des Höhenleitwerks herrühren und ist in ersterem Falle oft mit gefährlicher Instabilität verbunden.

L. Hopf.

Schwarzer Körper, ein alle Wellenlängen vollständig absorbierender Körper s. Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen, Nr. 2. Gesetze seiner Strahlung und photometrische Zahlenwerte s. Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2. Siehe auch Einheitslichtquellen, ferner Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen.

Schwarzer Körper oder schwarzer Strahler (s. auch Energetisch-photometrische Beziehungen, Strahlungsgesetze, Hohlraumstrahlung). Im Innern eines Hohlraumes, dessen Wände undurchsichtig und auf konstanter Temperatur T gehalten sind, besteht der „schwarze Strahlung“ genannte Gleichgewichtszustand. Die Strahlung tritt durch eine Öffnung aus, welche als schwarz strahlende Fläche der Temperatur des Hohlraumes wirkt. Die Öffnung muß im Verhältnis zur inneren Oberfläche des Hohlraumes so klein sein, daß der Ausfall der Reflexion an ihrer Oberfläche die innen herrschende Strahlung nicht beeinträchtigt. Das erreicht man um so mehr, je mehr man die erforderliche Anzahl von Reflexionen im Innern durch Schwärzung der Wände herabsetzt. Bei einem Reflexionsvermögen der Wände von 10% (Abs. 90%) strahlt die Öffnung schon auf 1% vollkommen schwarz, wenn jeder Strahl, der von irgend einem Flächenelement ausgeht, nur zweimal vor seinem Austritt innen reflektiert wurde. Die experimentelle Herstellung besteht meist darin, daß man einen Hohlraum mit der Ausstrahlungsöffnung versehen in Bäder konstanter Temperatur bringt (für Temperaturen bis etwa 500), oder ihn elektrisch heizt. Schwarze Körper für höhere Temperaturen macht man aus Porzellan oder Marquardt'scher Masse, die durch Drähte oder Bleche elektrisch geheizt werden, oder auch aus direkt vom Starkstrom durchflossenen Kohlerohr. Die zylindrische Form solcher Hohlräume macht die Verwendung zahlreicher Blenden erforderlich, um direkte Strahlung der Wände durch die Öffnung zu verhindern. Die Temperatur wird mit Thermoelementen oder Widerstandsthermometern, welche in den Hohlraum eingeführt werden, oder (bei höherer Temperatur) optisch gemessen. Der schwarze Körper

dient zur Prüfung der Strahlungsgesetze sowie als Strahlungsnormal zur Eichung von Pyrometern.

Gerlach.

Schwarze Temperatur. Die schwarze Temperatur eines beliebigen Strahlers ist diejenige Temperatur, bei der ein schwarzer Körper (s. d.) dieselbe Helligkeit besitzt, wie der betreffende Strahler. Die schwarze Temperatur S ist ein Maß für die Helligkeit und ist abhängig von der Wellenlänge λ . Sie steht mit der wahren Temperatur T des Strahlers in der Beziehung $\frac{1}{T} - \frac{1}{S} = \frac{\lambda}{c} \ln A$, wenn A das Emissionsvermögen des Strahlers bei der Wellenlänge λ und der Temperatur T bezeichnet. Da $A \leq 1$, so ist $S \leq T$. Das Gleichheitszeichen gilt nur für den Fall eines schwarzen Körpers. Auch bei einem grauen Körper, der dadurch gekennzeichnet ist, daß A für alle Wellenlängen den gleichen aber von 1 verschiedenen Wert besitzt, ist S von λ abhängig. *Henning.*

Schwarzschild-Effekt. Man versteht hierunter die Abweichungen vom Reziprozitätsgesetz phot. Schichten, d. h. die photographisch-verschiedene Wirkung eines konstanten Produktes Intensität \times Zeit bei variiertem Intensität bzw. Zeit. Man korrigiert in erster Annäherung mit Schwarzschild, indem man statt $J \times t$, $J \times t^p$ setzt, wobei p immer ein gebrochener Exponent ist.

Meidinger.

Näheres s. Eder, Handbuch d. Phot. III, 2. Gehrcke, Handbuch d. phys. Optik, Kap.: Die Bromsilberplatte. J. A. Barth, Leipzig 1927.

Schwebemethode. Zur Ermittlung des spezifischen Gewichts sehr fein verteilter, z. B. pulverförmiger Körper bedient man sich der Schwebemethode. Man bringt den Körper in eine Flüssigkeit und gleicht diese durch Mischen mit anderen Flüssigkeiten so ab, daß der Körper in dem Gemisch schwebt oder doch nur ganz langsam zu Boden sinkt. In diesem Falle ist das spezifische Gewicht des Körpers gleich dem spezifischen Gewicht des Flüssigkeitgemisches; man ermittelt das letztere nach den üblichen Verfahren, z. B. mit dem Aräometer (s. d.) oder der Mohrschen Waage (s. d.) — Als zur Herstellung von Mischungen geeignet gibt Kohlrausch an: Chloroform (spez. Gew. 1,49) oder Bromoform (2,9) oder Methylenjodid (3,3) mit Benzol (0,88), Toluol (0,89), Xylol (0,87), Azetylen-tetrabromid (3,0) oder wässrige Lösungen von Kaliumquecksilberjodid (Thoulet'sche Lösung, bis 3,20). *Scheel.*

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Schwebungen, akustische, nennt man das $(p-q)$ -malige An- und Abschwellen der Tonintensität, wenn gleichzeitig zwei nahe aneinander liegende Primärtöne von den Schwingungszahlen p und q angegeben werden (s. Interferenz des Schalles). Die Maxima der Schwebungen nennt man Stöße. Wird mit wachsendem Primärtonintervall die Schwebungenanzahl pro Sekunde immer größer, so kann das Ohr den einzelnen Schwebungen nicht mehr folgen, hört aber noch ein Rollen, und schließlich bleibt noch eine gewisse Rauigkeit der Tonempfindung übrig.

Die Maximalzahl der hörbaren Schwebungen wird in den hohen Tonlagen erreicht; nach der Tiefe zu nimmt sie mehr und mehr ab, weil hier das Intervall zu groß wird, wenn $p-q$ große Werte erreicht. In der großen Oktave (64—128 Schwingungen) kann man Schwebungen noch bei Inter-

vallen bis zur Quinte und selbst darüber hinaus deutlich wahrnehmen, in der dreigestrichenen Oktave bis etwa zur Terz, in der viergestrichenen bis etwa zur großen Sekunde und in der fünfgestrichenen bis etwa zur kleinen Sekunde.

Was die Tonhöhe bei den Schwebungen anlangt, so gilt folgendes: Liegen die Primärtöne in mittlerer Lage um etwa einen halben Ton auseinander, so hört man einen zwischen ihnen, etwas näher an dem tieferen Primärtone gelegenen Ton schwebend, und daneben die beiden Primärtöne ohne Schwebungen. Rücken beide Primärtöne bedeutend näher aneinander, so hört man nur einen zwischen ihnen liegenden Ton (Zwischenton), und diesen schwebend. Rücken die beiden Primärtöne in derselben Gegend der Skala weiter auseinander, so hört man wieder beide Primärtöne, und zwar schwebend, während der mittlere Ton jetzt fehlt. Richtet man die Aufmerksamkeit vorzugsweise auf einen der beiden Primärtöne, so erscheint immer dieser als der schwebende. Sind die beiden Primärtöne sehr verschieden stark, so wird immer der stärkere schwebend gehört.

Werden die beiden Tonquellen, z. B. zwei Stimmgabeln, auf die beiden Ohren verteilt, so hört man auch noch Schwebungen, sog. diotische oder binaurale (im Gegensatz zu den monotonischen) Schwebungen. Ihr Zustandekommen ist darauf zurückgeführt worden, daß der dem einen Ohre dargebotene Ton durch Kopfknochenleitung auch zum anderen gelangt, wodurch dann wieder Gelegenheit zur Interferenzbildung gegeben ist. Jedoch ist die ganze Erscheinung noch nicht völlig geklärt. Nach neueren Untersuchungen von v. Hornbostel und Wertheimer sind es gar keine Schwebungen im gewöhnlichen Sinne, sondern reine Lokalisationserscheinungen (s. Schallrichtung).

Schwebungen werden besonders deutlich bei zwei kräftigen reinen Primärtönen gehört, die nicht schnell abklingen, z. B. bei zwei Stimmgabeln auf Resonanzkästen.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Ton, Klang und sekundäre Klangerscheinungen, im Handbuch der Physiologie von Bethe usw. Bd. XI. J. Springer, Berlin 1926.

Schwebungen, elektrische. Die periodischen Energie-, Strom- und Spannungsschwankungen, die infolge von Übereinanderlagerung zweier Schwingungen wenig verschiedener Frequenz entstehen. Der allmähliche Wechsel der Phase bewirkt, daß die zwei Schwingungen sich bald unterstützen, bald entgegenwirken. Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Gegenwirkungen, d. h. die Zeit zwischen zwei Amplituden-Minimas ist die Schwebungsdauer. In zwei gekoppelten Kreisen (Kopplungskoeffizient = k) ist die Schwebungsfrequenz gleich der Differenz der beiden Frequenzen = $n = n_1 - n_2 = kn$. Die Anzahl der Halbschwingungen vom Beginn der Schwingungen bis zum ersten Schwebungsminimum = $\frac{1}{k}$. Charakteristisch ist, daß im Schwebungsminimum ein Phasensprung um 180° auftritt.

A. Meißner.

Schwebungsempfang s. Heterodyneempfang.

Schwefel als Isoliermaterial. Schwefel gehört mit zu den besten Isolationsmitteln. Für diesen Zweck ist er in Form von Stangenschwefel käuflich zu haben. Beim Vergießen von Apparaten mit Schwefel oder bei dem Umgießen des Schwefels in Formen ist darauf zu achten, daß er nicht zu

weit über die Verflüssigungstemperatur erhitzt wird, da sich sonst eine zähe Masse bildet, die nur allmählich in den früheren Zustand zurückkehrt. Das spez. Gewicht ist 2, die Dielektrizitätskonstante 3,6—4,3. Der spez. Isolationswiderstand, bezogen auf einen Würfel von 1 cm Kantenlänge, wird zu $1 \cdot 10^{17}$ angegeben. Zu erwähnen ist noch, daß nach Untersuchungen von Grebe Schwefel nicht von Röntgenstrahlen getroffen werden darf, da er sonst für längere Zeit seine Isolationsfähigkeit verliert. Bei hochisolierenden Instrumenten, die Röntgen- oder Gammastrahlung ausgesetzt sind, muß die Schwefelisolierung durch Blei geschützt sein, besser aber verwendet man Bernstein, das durch kurzweilige Strahlen nicht leitend wird.

R. Jaeger.

Schwefelsiedepunkt s. Temperaturskalen und Widerstandsthermometer.

Schweißen, Schweißbrenner. Mit dem Begriff „Schweißen“ bezeichnet man ursprünglich im engeren Sinne die Vereinigung erhitzter, erweichter Metalle unter Druck (z. B. durch Hämmern glühend aufeinander gelegter Materialstücke). Die Erhitzung des Schweißguts erfolgte dabei — wie auch heute noch bei ausgedehnten Werkstücken — in Öfen und Flammen. In neuerer Zeit hat hierfür auch die elektrische Widerstandserhitzung wichtige Ausbildungen insbesondere durch Versuche von Elihu Thomson erfahren, da auf diesem Wege eine besonders vorteilhafte zeitliche und örtliche präzise Heizkonzentrierung auf die zu vereinigenden Schweißstellen erreichbar ist. Das von Thomson angewandte Prinzip ist in Schema der Fig. 1 (aus Handb. d. Phys. XI, S. 375) dargestellt. Die zu

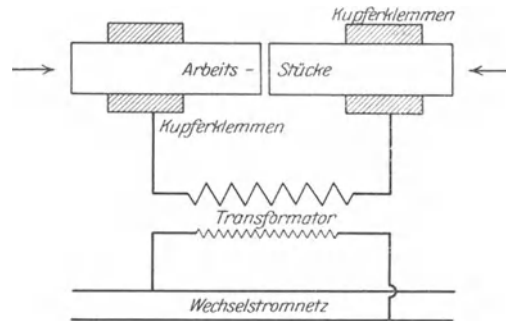


Fig. 1. Schema der elektrischen Widerstandsschweißung.

verschweißenden stumpf aneinander gestellten Arbeitsflächen sind in Kupferklemmen eingespannt, denen mittels eines Transformators aus einem Wechselstromnetz niedrig gespannter Wechselstrom sehr hoher Stromstärke (1500—60000 Amp. bei 1—10 Volt Nutzspannung) zugeführt wird. Durch den Strom kommen zuerst die Berührungstellen der Arbeitsstücke in hohe Glut und Erweichung, dann die benachbarten, in denen der Strom ihrer vorerst niedrigeren Temperaturen wegen einen geringeren Widerstand findet. Ist der ganze Querschnitt zur Schweißglut erweicht, so werden zur Erzielung immeriger Schweißverbindung beide Arbeitsstücke einem zusammenpressenden Vorschub ausgesetzt, wobei sich an der Übergangsstelle eine wulstartige Verdickung bildet. Zur Erzielung eines gedrängten Aufbaus und möglichst geringer Zuleitungsverluste sind bei den größeren Schweißeinrichtungen alle Teile der Schweißeinrichtung

einschließlich des Stromumformers (Transformators) zu einer Schweißmaschine zusammengebaut. Bei schwachen Metallteilen wird, um deren Oxydation zu verhüten, während der durch Hebeldruck zu betätigenden Stromeinschaltung und Elektrodenbewegung unter Schutzscheiben Wasserstoff über die Schweißstellen geleitet. In neuerer Zeit bezieht man unter den Begriff der Schweißung auch diejenigen Metallverbindungen ein, bei denen aneinanderstoßende Metallteile nach eventueller allgemeiner Vorerwärmung entweder durch Gebläseflammen oder Lichtbogenerhitzung oder durch geschmolzenes Thermitmetall (s. Aluminothermie) an benachbarten Stellen zum Ineinanderschmelzen gebracht werden (Schmelzschweißung). Für die Gas-schmelzschweißung hat sich der wenig glückliche Name „autogene“ Schweißung eingebürgert, durch den man kennzeichnen wollte, daß die neue Metallverbindung durch Schmelzen im wesentlichen selbsttätig gegenüber der alten Hammerschweißung vor sich gehe. Um einwandfreie Schmelzschweißnähte zu erzielen, ist wichtig, die Vereinigung der zu schmelzenden Teile durch richtige Flammeneinstellung und -führung (Vermeidung oxydierender Flammenwirkung) unter genauer Beobachtung des flüssigen Materials so zu vollziehen, daß zwischen flüssigem und festem Material weder kalte Stellen noch Oxydschichten bleiben. Der reinen Vereinigung der Metalle kommt der dynamische Gasdruck der Gebläseflamme zu Hilfe; bei leicht oxydierenden Metallen werden besondere Schutzmittel (Schweißpulver) angewendet, die mit dem Metalloxyd zusammen eine glasartige, leicht schmelzende Schlacke bilden, die nach erfolgter Abkühlung leicht abgesprengt werden kann. Als Schweißflammen haben neben Wasserstoff-Sauerstoffgebläsen vor allem Azetylen-Sauerstoffflammen erfolgreich Verwendung gefunden, für die besondere Schweißbrenner entwickelt worden sind. Für die Konstruktion derartiger Schweißbrenner ist das Druckverhältnis, unter welchem die Brenngase dem Brenner zugeführt werden können, von grundsätzlicher Bedeutung. Strömt das Brenngas dem Brenner unter erhöhtem Druck selbständig zu (wie beim komprimierten Wasserstoff, gelösten verdichteten Azetylen), so genügt als Mischvorrichtung für die beiden komprimierten Bestandteile (Brenngas, Sauerstoff) der Einbau einer Mischdüse vor der Brenneröffnung. (Brenner der vorstehender Art werden demgemäß als „Mischdüsen- oder Hochdruckbrenner“ bezeichnet.) Soll aber, wie bei Verwertung von Azetylen-gas aus Entwicklungsapparaten der unter Druck strömende Sauerstoff zugleich die Ansaugung eines Brenngases von geringem Druck besorgen, so muß stets vor der Mischdüse ein injektorartiges Zwischenglied in den Brenner eingefügt sein (Injektor- oder Niederdruckbrenner). Die Anpassung der Flammengröße an verschiedene Materialstärken erfordert bei den Hochdruckbrennern neben der Druckregulierung das Einsetzen entsprechender Spitzen mit verschieden weiter Bohrung; bei den Injektorbrennern muß auch die Mischkammer entsprechend umgewechselt werden. Fig. 2 (aus Handb. d. Phys. XI, S. 353) zeigt den Längsschnitt eines Wasserstoff-Sauerstoff-Mischdüsenbrenners. Die Mischung des durch die Kanäle a bzw. b zuströmenden Wasserstoffs bzw. Sauerstoffs erfolgt in der Mischkammer c, die Entzündung an der Brennerspitze zunächst ohne Sauerstoffzusatz.

Wirtschaftlicher und qualitativ günstiger als die Knallgasgebläse arbeiten die Azetylen-Sauerstoffbrenner, deren Flammenkegel eine außerordentlich hohe Temperatur von schätzungsweise 3200—3400° aufweist, gleichzeitig reduzierend wirkt und durch die ausgeprägte Leuchtwirkung der günstigsten Flammenstelle eine präzise Flammenführung ermöglicht (vgl. auch den Art. Gebläsebrenner). Für die Verwendung von hochverdichtetem Azetylen ist die Erfindung Dalén's wichtig geworden, daß Azeton, welches mit porösen Massen getränkt ist, in Stahlflaschen unter 15 Atm. Druck das 360fache Volumen Azetylen gefahrlos zu lösen vermag. — Bei der elektrischen Schmelzschweißung mittels Lichtbogenwirkung (Benardos, Olszewski, Slavianoff) erzeugt man einen Lichtbogen zwischen den metallenen Werkstücken und einem beweglichen Kohlen- oder Metallstab durch vorübergehende Berührung, wobei die Lichtbogenwärme bei genügender Stromstärke die Ansatzstelle am Werkstück zum Schmelzen bringt. Als Schmelz-gut können, wie bei der Gas-schmelzschweißung, zusätzliche Metallmengen mit eingeschmolzen werden. Für dünne Materialien läßt sich auch ein magnetisch abgelenkter Kohlelichtbogen als Stichflamme benutzen. Als Betriebsstrom hat Gleichspannung abgesehen von der größeren Beständigkeit des Gleichstrombogens den Vorzug, daß man wegen der verschiedenen hohen Erwärmung der beiden Pole durch Stromumkehrung die Schweißtemperatur den Materialschmelzpunkten anpassen kann, indem man leichter schmelzende Metalle als Kathode, schwerer schmelzende als Anode anschließt. Beim Schweißen von Eisen und Kupfer bildete bis vor kurzem die Fernhaltung des atmosphärischen Sauerstoffs und Stickstoffs, deren Einwirkungen leicht brüchige Schweißnähte ergeben, ein schwieriges Problem. Nach Alexander kann diese Schwierigkeit dadurch umgangen werden, daß man den Lichtbogen mit einer Atmosphäre aus Wasserstoff oder einem Gemisch von Wasserstoff und Stickstoff umgibt (z. B. aus flüssigem Ammoniak durch Zersetzung in der Flamme sich bildend). Bei einem anderen, von Weinmann und Langmuir beschriebenen Verfahren wird ein Lichtbogen zwischen zwei Wolframelektroden in einem scharfen, gegen das Werkstück gerichteten Wasserstoffstrahl erzeugt. Durch den Lichtbogen wird der Wasserstoff teilweise in Atome gespalten, die sich in der Hauptsache erst am Werkstück unter sehr erheblicher Temperatureinwirkung, welche diejenige des Azetylen-Sauerstoffgebläses noch übersteigt, wieder vereinigen und infolge ihrer großen Reaktionsfähigkeit sogar die besonders störenden Oxyde des Aluminiums und Chroms zu reduzieren vermögen. Ausgedehnte Anwendung

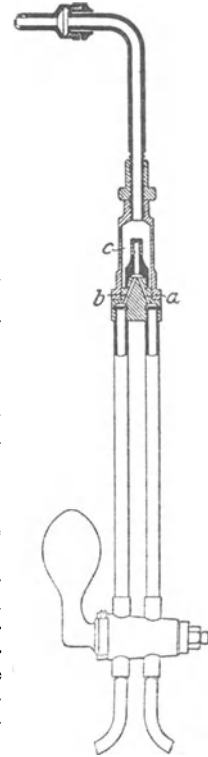


Fig. 2. Wasserstoff-schweißbrenner.

zur Schmelzschweißung schwer zugänglicher Maschinenteile hat ferner die im Artikel Aluminothermie beschriebene Goldschmidtsche Thermitreaktion gefunden, bei der durch chemische Umsetzung einer Aluminium-Eisenoxydmischung unter intensiver Erhitzung flüssiges Eisen gebildet wird.

Carl Müller.

Schweißung, elektrische. Sie erfolgt entweder mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens oder dadurch, daß der Übergangswiderstand an der Schweißstelle die elektrische Energie in Wärme umsetzt. Bei der Lichtbogenschweißung wird meistens durch Spezialmaschinen erzeugter Gleichstrom verwendet. Als Elektroden dienen Kohlestäbe oder auch Metallelektroden. Bei der Widerstandsschweißung verwendet man Wechselstrom von hoher Stromstärke, der mit Hilfe von Transformatoren erzeugt wird.

K. Pohlhausen.

Näheres s. K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. Berlin, J. Springer.

Schwellenwerte, akustische. Man unterscheidet Reizschwellen und Unterschiedsschwellen.

Die Reizschwelle der Intensität gibt an, welche objektive Intensität eine Schallwelle besitzen muß, damit das Ohr eben noch reagiert. Der reziproke Wert dieser Schwellenintensität kann als die Empfindlichkeit des Ohres für den betreffenden Ton bezeichnet werden. Die Messung der Schwellenintensitäten für die verschiedenen hohen Töne gibt also die Empfindlichkeitskurve des Ohres für die ganze Tonskala, s. Empfindlichkeit des Ohres.

In bezug auf die Tonhöhe (Schwingungszahl) gibt es naturgemäß eine obere und eine untere Grenze. s. Hörgrenzen.

Als dritte Reizschwelle ist die Reizschwelle der Zeit, auch Dauerschwelle genannt, zu erwähnen. — Damit eine Tonempfindung zustande kommt, muß die zugrunde liegende Schwingung nicht nur eine gewisse Stärke besitzen und bezüglich der Dauer einer Schwingung innerhalb eines gewissen Bereiches liegen, sondern sie muß auch eine gewisse endliche Zeit einwirken. Jede Tonempfindung wird in den ersten Augenblicken ihres Bestehens lauter und auch bezüglich der Höhe klarer. Namentlich die Zunahme der Intensitätsempfindung mit der Reizdauer wird als Anklingen des Tones oder der Tonempfindung bezeichnet. Was die Erkennbarkeit der Tonhöhe anlangt, so darf man nach Versuchen von Abraham und Brühl annehmen, daß in einem weiten Bereich von etwa der Kontraoktave bis zur Mitte der viergestrichenen Oktave schon zwei Schwingungen genügen, und daß für größere Höhen die Zahl der erforderlichen Schwingungen allmählich ansteigt. Weitere Messungen über die Dauerschwelle sind sehr erwünscht.

An Unterschieden gibt es eine Schwelle der Intensität und eine Schwelle der Tonhöhe. Wenn E die Schallintensität bedeutet und dE den für die Empfindung eben merklichen Zuwachs, so ist $\frac{dE}{E}$ die Unterschiedsschwelle der Intensität und entsprechend ist $\frac{dN}{N}$ die Unterschiedsschwelle der Tonhöhe, wenn N die Schwingungszahl bedeutet. Unterschiedsschwellen sind neuerdings namentlich von V. O. Knudsen gemessen worden, wobei sich übrigens überraschend weitgehende Analogien mit den Farbenempfindungen herausgestellt haben.

Berliner-Scheel, Physikalisches Handwörterbuch. 2. Aufl.

Für mittelstarke Töne beträgt die Unterschiedsschwelle der Intensität etwa 10%, während $\frac{dN}{N}$,

das „Auflösungsvermögen“ des Ohres, mit der Schwingungszahl N stark variiert. In der Höhe von 500 Schwingungen ist eine Änderung um $1\frac{1}{2}$ Schwingungen nötig, um den Tonhöhenunterschied zu erkennen.

Sehr beachtenswert sind neuere Untersuchungen über die Unterschiedsschwellen von G. v. Békésy, die teilweise zu anderen Ergebnissen kommen und sich gut in den Rahmen der übrigen Arbeiten des genannten Verfassers „Zur Theorie des Hörens“ einordnen.

E. Waetzmann.

Näheres s. V. O. Knudsen, Phys. Rev. 21, 84, 1923 u. G. v. Békésy, Phys. Zs. 30, 115, 1929.

Schwellenwert, photographischer s. Sensitometrie. Schwerebeschleunigung s. Schwerkraft auf der Erde.

Schweremessungen. Man unterscheidet absolute und relative Schweremessungen. Bei absoluten Messungen wird die Größe der Schwere an einer Station unabhängig von ihrem Wert an anderen Stationen bestimmt, während bei relativen Messungen der Unterschied der Schwere an einer Station gegen ihren Wert an einer Hauptstation oder Ausgangsstation gemessen wird.

Das Instrument für absolute Messungen ist das Reversionspendel. Die Bestimmung der Schwingungsdauer erfolgt nach der Koinzidenzmethode, bei welcher die Zeit festgestellt wird, die vergeht von dem Augenblicke, in welchem der Schlag des freischwingenden Pendels mit dem Schlag einer Sekundenuhr zusammenfällt, bis zu dem Augenblicke, da dies das nächstmal stattfindet. Die mit der Änderung der Amplitude verbundene Änderung der Schwingungsdauer muß berücksichtigt werden. Der Gang der Vergleichsuhr muß aus astronomischen Zeitbestimmungen mit großer Sorgfalt bestimmt werden.

Die Länge des Pendels wird mit einem Maßstab, dessen Länge genau bekannt sein muß, gemessen. Eine richtige Temperaturbestimmung ist dabei äußerst wichtig. Kleine Korrekturen hängen noch von der Form der Schneiden, auf welchen das Pendel schwingt, ab, vom Gleiten und Rollen derselben auf der Unterlage, von Luftdruck und Luftwiderstand usw. Von Wichtigkeit ist endlich das Mitschwingen des Stativs, das auch bei fester Aufstellung nicht ganz beseitigt werden kann. Man hat mehrere Methoden, welche zur Bestimmung des Mitschwingens dienen. Man bringt z. B. an dem Stativ ein Fadenpendel an, welches entweder durch die Schwingung des freien Pendels selbst oder durch Stöße von bekannter mit einem Dynamometer gemessener Stärke in Schwingung versetzt wird. Sehr bewährt sich die optische Methode, bei der die kleinen Bewegungen des Stativs durch Interferenzen gemessen werden.

Wegen der großen Schwierigkeiten, welche mit absoluten Messungen verbunden sind, beschränkt man sie auf einige Hauptstationen. An allen übrigen Stationen, deren Zahl möglichst groß sein soll, nimmt man relative Messungen vor. Man verwendet hierfür das sogenannte invariable Pendel, ein zuerst von Sterneck eingeführtes Halbsekundenpendel. Die einfache Konstruktion dieser Pendel verbürgt ihre Unveränderlichkeit. Man bestimmt zunächst die Schwingungsdauer an einer Ausgangsstation. Hat

dann das Pendel an einer anderen Station eine andere Schwingungsdauer, so läßt sich aus dem Unterschied gegen die Hauptstation auch der Schwereunterschied ableiten. Da es sich dabei nur um die Bestimmung von Differenzen handelt, fallen alle Korrekturen, welche die Schwingungsdauer immer in gleicher Weise beeinflussen, heraus. Es bleibt im wesentlichen nur eine Temperatur und eine Luftdruckkorrektur zu berücksichtigen. Eine gute Kenntnis des Ganges der Vergleichsuhr und eine Kontrolle der Aufstellung ist hier ebenso wichtig, wie bei den absoluten Messungen.

Zu Schwerebeobachtungen auf dem freien Ozean verwendete man Siedethermometer. Bekanntlich steigt der Siedepunkt des Wassers mit dem Luftdruck; die Bestimmung der Siedetemperatur des Wassers gibt also eine absolute Bestimmung desselben. Anders ist es mit Quecksilberbarometern, da mit der Schwere nicht nur das Gewicht der Luft, sondern auch das Gewicht des Quecksilbers steigt. Es wird also der gleiche Barometerstand unter verschiedener Schwere verschiedenem Luftdruck entsprechen, und umgekehrt der gleiche Luftdruck durch verschiedenen Barometerstand zum Ausdruck kommen. Aus dem Unterschied zwischen den Angaben des Siedethermometers und des Quecksilberbarometers muß sich also die Schwere bestimmen lassen. Diese Methode wurde von Hecker auf weiten Reisen erprobt und ergab sehr gute Resultate. In neuester Zeit hat der holländische Geodät Vening Meixesz den Beweis erbracht, daß Pendelbeobachtungen im Unterseeboot mit aus reichender Genauigkeit durchgeführt werden können. Die Schwere läßt sich auch mit allen Apparaten bestimmen, bei welchen die Größe eines Gewichtes durch die Spannung einer Feder oder einer eingeschlossenen Gasmasse gemessen wird. Doch sind bisher solche Apparate mit der nötigen Präzision noch nicht hergestellt worden. Der jüngste Vorschlag in dieser Richtung rührt von Madsen her.

Zu den Apparaten, welche die Messung ganz kleiner Schwereunterschiede gestatten, gehört auch die Drehwaage (s. d.).
A. Prey.
 Näheres s. J. B. Messerschmitt, Die Schwerebestimmung an der Erdoberfläche (Die Wissenschaft, Heft 27).

Schwerereduktion bei Wägungen s. Massenmessungen.

Schwerestörung s. Schwerkraft.

Schwerewellen s. Oberflächenwellen.

Schwerkraft auf der Erde heißt die Resultierende aus der Anziehung der Erde und der Fliehkraft.

Führt man die Erde als einfachen Rotationskörper ein, dessen Meridiankurven durch die Gleichung:

$$(1) \quad r = a(1 - \alpha \sin^2 \varphi)$$

dargestellt wird (a : Äquatorradius, α : Abplattung, φ geozentrische Breite), so gilt für die Schwerkraft der Ausdruck

$$(2) \quad g = g_a(1 + b \sin^2 \varphi),$$

wo g_a die Schwerkraft am Äquator bedeutet. Den Größen a und b stehen in einer bestimmten Beziehung zur Rotationsgeschwindigkeit, welche gegeben ist durch die Gleichungen

$$(3) \quad \alpha = \frac{\omega^2 a^3}{2 k^2 M} + \frac{3(C - A)}{2 a^2 M} = \frac{1}{297}$$

$$b = \frac{2 \omega^2 a^3}{k^2 M} - \frac{3(C - A)}{2 a^2 M} = \frac{1}{189}$$

Hier ist M die Erdmasse, C und A ihre Trägheitsmomente bezüglich der Polar- und Äquatorachse, ω die Rotationsgeschwindigkeit und k^2 die Gravitationskonstante.

Die Formel für die Schwerkraft läßt sich leicht in die Form setzen

$$(4) \quad g = g_{45}(1 - \alpha \cos 2B)$$

wobei die geozentrische durch die geographische Breite ersetzt und $\alpha = 0,002643$ ist.

Die Schwerkraft ist auch mit der Höhe veränderlich. Aus

$$(5) \quad g = g_0 \cdot \frac{a^2}{(a + H)^2}$$

findet man leicht

$$g = g_0 \left(1 - \frac{2H}{a}\right) = g_0(1 - \beta H)$$

$$\beta = 0,3147 \cdot 10^{-6}, H \text{ in Meter.}$$

Die Größe

$$(6) \quad g = g_{45}(1 - \alpha \cos 2B)(1 - \beta H)$$

bezeichnet man als die normale Schwere. Nach den Berechnungen von Helmert (1915) ist

$$g_{45} = 980,629 \text{ cm/sec}^2.$$

Die hauptsächlich auf amerikanischen Beobachtungen beruhende Formel von Bowie (1917) gibt

$$g_{45} = 980 \cdot 621.$$

Die tatsächlichen Werte der Schwere weichen von den normalen um Beträge ab, welche als Schwerestörungen oder Anomalien der Schwerkraft bezeichnet werden. Da die Formel für die normale Schwere im Meeresniveau nur aus Beobachtungen abgeleitet werden kann, so folgt die Notwendigkeit der Reduktion auf das Meeresniveau. Für diesen Zweck müssen zuerst die sichtbaren Massen berücksichtigt werden. Das Wesentlichste daran ist die Anziehung einer Massenplatte, deren Dicke gleich der Seehöhe des Beobachtungspunktes ist. Mit der Reduktion wegen Höhe nach Gl. 5) vereinigt, beträgt dies in der Schwere

$$\Delta g = \frac{2H}{a} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{\delta}{\delta_m}\right)$$

wenn δ_m die mittlere Dichte der Erde, δ die Dichte der Platte bedeutet. Bei sehr unebenem Terrain kommt noch eine topographische Korrektur oder die Lokalattraktion in Rechnung. Zu ihrer Berechnung ersetzt man die in unmittelbarer Umgebung befindlichen Massen durch einfache geometrische Gebilde, was namentlich in dem Falle gilt, als prägnante Formen darunter vorkommen. Sind solche nicht vorhanden, so teilt man die ganze Umgebung durch konzentrische Kreise und Radien in Felder, deren Anziehung mit Hilfe einer für die einzelnen Felder geltenden mittleren Höhe leicht berechnet werden kann. In der nächsten Nähe müssen die Felder kleiner gehalten und die Einzelheiten genauer berücksichtigt werden als in größerer Entfernung, wo nur noch die Hauptformen zur Geltung kommen. Nachdem die Schwerewerte auf diese Weise von dem Einfluß sichtbarer Massenanhäufungen oder Defekte befreit sind, zeigen sie noch keineswegs einen glatten Verlauf. Im Gegenteil, die Schwankungen erscheinen vielfach noch vergrößert. Man hat daraus zu schließen, daß die sichtbaren Massenunregelmäßigkeiten allein die Störungen nicht erklären und man wird zur Annahme von unterirdischen Massenunregelmäßigkeiten in der Nähe der Erdoberfläche gedrängt. Diese können in manchen Fällen als unter-

irdische Fortsetzung der sichtbaren Gebilden aufgefaßt werden. In den meisten Fällen aber entsprechen den sichtbaren Massenanhäufungen unterirdische Massendefekte und umgekehrt. Man spricht in diesem Sinne von einer Massenkompensation.

So scheinen alle Kontinente im ganzen kompensiert. Kettengebirge, wie die Alpen oder der Kaukasus, sind ihrerseits ebenfalls kompensiert; dagegen sind vulkanische Inseln niemals kompensiert. Die großen Ozeane, die selbst einen ungeheuren Massendefekt vorstellen, da sie mit der Dichte 1 weit gegen die Dichte der übrigen Erdoberfläche (2,7) zurückbleiben, sind durch unterirdische Massenanhäufungen kompensiert.

Infolge dieser Kompensation ist der Verlauf der Schwere an der physischen Erdoberfläche von Anfang an viel glatter, als die Bodengestaltung erwarten läßt.

Den Ort und die Form der unterirdischen Massenunregelmäßigkeiten auf Grund von Schwermessungen allein anzugeben, ist aus theoretischen Gründen unmöglich. Man ist daher auf Vermutungen und Hypothesen angewiesen. Massenüberschüsse erklären sich einfach durch Ansammlung schwererer Gesteine; Massendefekte durch Ansammlung von Gesteinen geringerer Dichte im Verhältnis zur Oberflächendichte der Erde oder durch Verdrängung schwerer Materialien, man kann aber auch an lockerere Schichtung, eventuell auch an größere Hohlräume, denken.

Will man keine Hypothesen einführen, so denkt man sich die störende Masse als ideelle störende Schicht im Meeresniveau.

Viele Beobachtungen deuten darauf hin, daß, von Einzelheiten abgesehen, alle sichtbaren Massen kompensiert sind, in der Weise, wie es dem Begriff der Isostasie entspricht (s. d.).

Die Reduktion der Schwere auf das Meeresniveau wird daher heute auf Grund dieser Hypothese durchgeführt. Die Werte, die man erhält, sind dann tatsächlich von dem größten Teil der Schwerestörungen befreit und eignen sich nunmehr zur Ableitung einer Formel für die normale Schwere.

Die Störungen, die noch in den Schwerewerten bleiben, deuten dann auf Abweichungen von der isostatischen Lagerung.

Näheres s. J. F. Hayford, The effect of topography and isostatic compensation upon the intensity of gravity (Verhandl. d. XVI. Konferenz der internat. Erdmessung 1909).

Schwerlinie s. Schwerpunkt.

Schwerpunkt. Die auf die Raumelemente dV eines starren Körpers wirkenden Schwerkraft dG können unter gewöhnlichen irdischen Verhältnissen als parallel betrachtet werden. Das System der kleinen Kräfte $dG = e dG$ ist einer Ersatzkraft statisch gleichwertig, die gleich dem Gesamtgewicht $G = \int dG = eG$ des Körpers ist. Darin bedeutet e den Einheitsvektor in Richtung der Schwerkraft, also „lotrecht nach unten“. Die Wirkungsgeraden der Ersatzkraft G für alle möglichen Lagen des starren Körpers, *Schwerlinien* genannt, schneiden sich im *Schwerpunkte*. Das Gesamtmoment der Schwerkraft dG bezüglich des Schwerpunktes verschwindet, weshalb sich ein in seinem Schwerpunkte unterstützter starrer Körper in allen Lagen im Gleichgewicht befindet (indifferentes Gleichgewicht).

Bezeichnet r den von einem beliebigen Nullpunkte aus gerechneten (veränderlichen) Orts-

vektor der Angriffspunkte der kleinen Kräfte dG , so ist der Schwerpunkt r^* durch die Gleichung

$$(1) \quad r^* = \frac{\int r dG}{G}$$

gegeben. Für gewöhnlich kann man $dG = g dm$, $G = g m$ setzen, worin $g = g e$ der innerhalb des ganzen Körpers konstante Vektor der Erdbeschleunigung und m die Masse des Körpers ist. Sodann ist der Schwerpunkt mit dem sog. *Massenmittelpunkt*

$$(2) \quad r^* = \frac{\int r dm}{m}$$

identisch.

Die Mechanik starrer Körper macht von dem Ersatz der Schwerkraft durch das „im Schwerpunkte des Körpers angreifende“ Gesamtgewicht vielfachen Gebrauch. *F. Schleicher.*

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912.

Schwerpunktssatz s. Impulssätze.

Schwimmachse, Schwimmbene s. Metazentrum.

Schwimmer eines Wasserflugzeuges sind bootartige Körper, welche so gebaut sein müssen, daß sie bei den großen Geschwindigkeiten, wie sie zum Start eines Flugzeuges nötig sind, leicht aus dem Wasser herausgehoben werden. Als wichtigste Maßnahme zu diesem Zweck hat sich der Einbau von Stufen in den Boden solcher Schwimmer bewährt. Im Flug kommt wesentlich nur der vom Schwimmer herrührende schädliche Widerstand in Betracht; die Auftriebskraft des Schwimmers und ihr Drehmoment spielen eine verhältnismäßig geringe Rolle. Dagegen sind Auftrieb und Drehmoment wichtig für den Start und die Landung. An die Festigkeit von Schwimmern werden beim Aufsetzen des Flugzeuges auf das Wasser erhebliche Anforderungen gestellt. Die Kraft, welche im Wasser auf einen Schwimmer wirkt, rührt zum Teil von der Wellenbildung her; sie hängt somit von der Froudeschen und von der Reynoldsschen Zahl ab.

L. Hopf.

Schwimmerregel s. Ampèresche Regel.

Schwindung, Schwindmaß s. Erstarrungsvorgang metallischer Körper.

Schwingaudion s. Audion.

Schwingenflieger nennt man solche Flugzeugkonstruktionen, bei welchen die erforderliche Auftriebskraft wie beim Vogelflügel durch Auf- und Abschlagen gewonnen werden soll. Solche Konstruktionen haben bisher keine praktische Bedeutung gewonnen. *L. Hopf.*

Schwingenkennlinie s. Kennlinien.

Schwingungen. Vorgänge, die ihre Richtung periodisch mit der Zeit wechseln (siehe Eigenschwingung, Sinusschwingung).

Schwingungen von Behältern s. Behälterschwingungen; Wasserschoß; Windkessel; Seespiegelschwankungen.

Schwingungen eines mechanischen Systems. Unter einer Schwingungsbewegung eines mechanischen Systems versteht man eine solche, bei der sich die Geschwindigkeitsvektoren der einzelnen Massenpunkte des Systems periodisch mit der Zeit t ändern. Wir betrachten als Beispiel ein mechanisches System mit einem einzigen Freiheitsgrad. Sei x eine sich periodisch verändernde Größe, z. B. eine zur Beschreibung des Systemzustandes genügende Positionskoordinate, so heißt eine Bewegung, für welche

$$(1) \quad x(t + \tau_0) = x(t)$$

ist, eine *ungedämpfte Schwingung*. Die für den zeitlichen Verlauf des Schwingungsvorganges kennzeichnende Konstante τ_0 heißt *Periode* oder *Schwingungsdauer*, ihr reziproker Wert $\nu = \frac{1}{\tau_0}$ heißt *Schwingungszahl* oder *Frequenz*. Der einfachste Sonderfall

(2) $x = a \sin(\kappa t + \varepsilon)$
heißt *reine Schwingung* oder auch *einfache harmonische Bewegung*. In Gl. 2) sind a (Amplitude), κ (Schwingungsdauer $\tau_0 = \frac{2\pi}{\kappa}$) und ε (Phasendifferenz) Konstanten, das Argument $(\kappa t + \varepsilon)$ der Sinusfunktion heißt Phase der Sinus-schwingung. Die Differentialgleichung der harmonischen Bewegung 2) ist

$$(3) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + \kappa^2 x = 0,$$

woraus man erkennt, daß κ eine für die Bewegung typische Konstante ist, während a und ε die Rolle von „Integrationskonstanten“ spielen, welche aus den Anfangsbedingungen des Systems zu bestimmen sind.

Jede allgemeine ungedämpfte Schwingung $x(t)$ läßt sich durch Überlagerung von reinen Schwingungen in der Form

(4) $x(t) = a_0 + \sum^{(n)} a_n \sin(n\kappa t + \varepsilon_n)$
darstellen ($n = 1, 2, 3 \dots$). Die Periode der Funktion $x(t)$ ist gleich $\frac{2\pi}{\kappa}$. Führt man anstatt der

Zeit t eine neue unabhängige Veränderliche $t' = \kappa t$ ein, so ist die Periode der neuen Funktion (Fouriersche Reihe 5)

(5) $x(t') = a_0 + \sum^{(m)} (A_m \cos m t' + B_m \sin m t')$
unabhängig von κ gleich 2π . Die Aufgabe, die Koeffizienten a_n, ε_n in Gl. 4) bzw. A_m, B_m in Gl. 5) zu bestimmen, welche als *harmonische Analyse* der Funktion $x(t)$ bzw. $x(t')$ bezeichnet wird, kann rechnerisch mit Hilfe der Theorie der Fourierschen Reihen oder mechanisch mit Hilfe eines sogenannten harmonischen Analysators (s. d.) gelöst werden.

Eine periodische Bewegung, deren Amplitude entsprechend der Gleichung

$$(6) \quad x = a e^{-\lambda t} \sin(\kappa t + \varepsilon)$$

von Schwingung zu Schwingung etwas kleiner wird ($\lambda > 0$), heißt *schwach gedämpfte Schwingung*. $e^{-\lambda t}$ heißt *Dämpfungsfaktor*, a und ε treten als Integrationskonstanten ein, die aus den Anfangsbedingungen zu bestimmen sind. Die Differentialgleichung der freien, gedämpften Schwingung eines Systems von einem Freiheitsgrad x ist

$$(7) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\lambda \frac{dx}{dt} + \alpha^2 x = 0,$$

worin λ und α positive Konstanten sind. Eine schwach gedämpfte Schwingung kommt (unter geeigneten Anfangsbedingungen) zustande, wenn $\alpha > \lambda$ ist. Sodann ist $\kappa^2 = \alpha^2 - \lambda^2 > 0$ und die Schwingungsdauer ergibt sich zu

$$\tau_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\alpha^2 - \lambda^2}}.$$

Der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier Ausschläge $x(t)$ und $x(t + \tau_0)$ im Abstände einer Periode τ_0

$$\ln \frac{x(t)}{x(t + \tau_0)} = \lambda \tau_0$$

ist bei der Bewegung 6) konstant. Die konstante Größe $\frac{1}{\tau_0} \lambda \tau_0 = \ln [x(t)] - \ln [x(t + \frac{1}{2} \tau_0)]$, die gleich dem natürlichen Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinanderfolgender Größtausschläge (Maximum und Minimum der Amplitude) ist, heißt *logarithmisches Dekrement* der gedämpften Schwingung 6).

Ist in der Differentialgleichung 7) der Bewegung $\lambda > \alpha$, so kommt keine periodische Bewegung zustande. Die dann auftretende Bewegung heißt *aperiodisch* oder auch *stark gedämpfte Schwingung*.

Freie Schwingungen eines Systems heißen jene periodischen Bewegungen, die eintreten, wenn man das System nach Ausübung eines Impulses sich selbst überläßt, ohne daß ein nochmaliger Eingriff vorgenommen wird. *Eigenschwingung* heißt die freie Schwingung eines Systems, wenn keine Dämpfung vorhanden ist ($\lambda = 0$).

Erzwungene Schwingungen heißen im Gegensatz zu den freien Schwingungen jene Bewegungen, die eintreten, wenn Kräfte auf das System wirken, die sich unabhängig von Lage und Geschwindigkeitszustand des Systems nur mit der Zeit in bestimmter Weise ändern, so daß dem System eine Bewegung aufgezwungen wird. Die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen eines Systems von einem Freiheitsgrade x ist ($\lambda, \alpha > 0$)

$$(8) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\lambda \frac{dx}{dt} + \alpha^2 x = f(t).$$

Die Störungsfunktion $f(t)$ der inhomogenen Differentialgleichung 8) hängt von den zeitlich veränderlichen Kräften ab, die auf das System wirken.

Ist die Störungsfunktion eine reine Sinus-schwingung $f_1(t) = \beta \sin \nu t$, die erregende Kraft also eine periodische Funktion der Zeit, so kann man die erzwungene Schwingung des Systems von einem Freiheitsgrade leicht berechnen. Sie ergibt sich als das partikuläre Integral 9) der inhomogenen Differentialgleichung 8).

$$(9) \quad x = \frac{\beta}{\sqrt{(\alpha^2 - \nu^2)^2 + 4\lambda^2 \nu^2}} \sin(\nu t - \eta),$$

d. h. die Periode der erzwungenen Schwingung ist gleich der Periode $\frac{2\pi}{\nu}$ der erregenden Schwingung.

Da α und λ Systemkonstanten sind, ist die Amplitude $\frac{\beta}{\sqrt{(\alpha^2 - \nu^2)^2 + 4\lambda^2 \nu^2}}$ der erzwungenen Schwingung proportional jener der erregenden Schwingung (β). Die Phase der erzwungenen Schwingung 9)

ist um $\eta = \arctg \left(\frac{2\lambda\nu}{\alpha^2 - \nu^2} \right)$, wo $0 < \eta < \pi$, gegenüber der erregenden Schwingung $f_1(t) = \beta \sin \nu t$ zurück. Zu dem partikulären Integral 9) tritt im allgemeinen noch eine gedämpfte Schwingung der Form 6) hinzu, deren Integrationskonstanten a und ε aus den Anfangsbedingungen für das erregte System zu bestimmen sind. Nach genügend langer Zeit t (je nach der Größe der Dämpfung λ) wird die freie Schwingung 6) des Systems abgeklungen sein, so daß praktisch dann nur noch die erzwungene Schwingung 9) vorhanden ist. Bei einer bestimmten Amplitude β der erregenden Schwingung, bei gleichem λ und ν , aber veränderlichem α , ist

die Amplitude der erregten Schwingung 9) dann am größten, wenn die Periode der freien, ungedämpften Schwingung des Systems $\left(\frac{2\pi}{\alpha}\right)$ gleich der Periode der erregenden Schwingung $\left(\frac{2\pi}{\nu}\right)$ ist.

Dieser Fall $\alpha = \nu$ der größten Amplitude der erregten Schwingung wird als *Resonanz* bezeichnet. Wenn die Dämpfung λ eines Systems klein ist, so kann die Amplitude $\frac{\beta}{2\lambda\nu}$ der erzwungenen Schwin-

gungen im Resonanzfalle sehr beträchtliche Werte erreichen. Das System gerät dann in heftige Schwingungen, die unter Umständen seinen Bestand gefährden können. Beispiele dieser technisch sehr wichtigen Erscheinung sind die Schwingungen von Brücken und Maschinenfundamenten, die sog. kritischen Drehzahlen von rasch umlaufenden Wellen, bei denen die Umlaufzahl in Resonanz zur Eigenschwingungszahl der Welle steht u. dgl. mehr.

Der allgemeine Fall einer beliebigen erregenden Schwingung $f(t)$ läßt sich unter gewissen Bedingungen auf den oben in den Ergebnissen angedeuteten Sonderfall $f_1(t) = \beta \sin \nu t$ zurückführen, indem man die Funktion $f(t)$ in jedem zwischen zwei Nullstellen, z. B. bei $t=0$, $t=t'$ mit $f(t)=0$ und $f(t')=0$, liegenden Intervall $0 < t < t'$ nach einer Fourierschen Reihe

$$f(t) = \gamma_1 \sin \nu t + \gamma_2 \sin 2\nu t + \gamma_3 \sin 3\nu t + \dots$$

entwickelt, worin $\nu = \frac{\pi}{t'}$ ist. Da die Differential-

gleichung 8) linear ist, ergibt sich ihre allgemeine Lösung durch Überlagerung der den einzelnen Gliedern der Reihe für $f(t)$ entsprechenden Teillösungen der Form 9) bzw. 6).

Eine wichtige Anwendung findet die Theorie der Schwingungen bei den Stabilitätsuntersuchungen. So ist z. B. eine Gleichgewichtslage eines mechanischen Systems stabil oder labil, je nachdem ob kleine störende Impulse Bewegungen des Systems zur Folge haben, die als Schwingungen um die gestörte Gleichgewichtslage verlaufen, wobei die Amplituden nicht über ein gewisses Maß anwachsen, das von der Stärke der Störung abhängt und mit dieser gegen Null geht, oder ob die Bewegung das System immer mehr von der ursprünglichen Gleichgewichtslage entfernt, ohne daß eine Tendenz vorhanden ist, in die Ausgangslage zurückzukehren. Ist eine kleine Dämpfung λ vorhanden, so wird das System nach einer Störung im Falle einer stabilen Gleichgewichtslage nach genügend langer Zeit wieder in der alten Lage zur Ruhe kommen, bei instabiler Gleichgewichtslage wird das System nicht in die Ausgangslage zurückkehren, sondern eine neue Lage von größerer Stabilität einnehmen, falls eine solche vorhanden ist. In ähnlicher Weise kann man die Stabilität einer stationären Bewegung untersuchen: Treten bei einer Störung der stationären Bewegung Schwingungen um letztere auf, deren Amplituden (in bezug auf die stationäre Bewegung) nicht über eine bestimmte Größe anwachsen, die durch die Stärke der Störung bedingt ist und mit dieser verschwindet, so ist die Bewegung stabil. Wächst dagegen die Amplitude der Störung immer mehr an, ohne daß deren größter Betrag mit der Größe der Störung gegen Null geht, so ist die stationäre Bewegung labil. Man erkennt ohne weiteres, daß sowohl eine Gleichgewichtslage eines mechanischen Systems als auch

eine stationäre Bewegung gegenüber einer bestimmten Art von Störungen stabil und gegenüber einer anderen Art labil sein kann (gemischtes Gleichgewicht), oder daß Stabilität vorhanden sein kann, so lange die Stärke der Störungen eine gewisse Grenze nicht überschreitet, während keine Stabilität mehr vorhanden ist, wenn die Störungen stärker werden. (Vgl. die Artikel Stabilität stationärer Bewegungen, Stabilität einer Gleichgewichtslage.)

Bei Schwingungen von Systemen mit mehreren Freiheitsgraden gelten ähnliche Zusammenhänge wie bei den oben als Beispiel betrachteten Systemen mit einem einzigen Freiheitsgrad. Ähnliches gilt auch für die Schwingungen von elastischen Systemen. Auf weiteres kann hier nicht eingegangen werden.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik. Leipzig 1912 oder Hort, Technische Schwingungslehre. Berlin 1922 (2. Aufl.). Über die Schwingungen elastischer Systeme vgl. Handb. d. Physik, Bd. VI. Mechanik der elastischen Körper, Berlin 1928, Kapitel 4.

Schwingungsfähige Strömungen s. Turbulente Bewegung von Flüssigkeiten in Rohren.

Schwingungsfestigkeit s. Festigkeit eines Materials.

Schwingungskreis s. Eigenschwingung.

Schwung s. Impuls.

Schwungradschaltung wird vielfach die Braunsche Schaltung genannt, bei der zur Abstimmung der Antenne auf lange Wellen parallel zur Verlängerungsspule, gewissermaßen also auch parallel zur Antennen-Kapazität, ein Kondensator gelegt wird. Auch bei Lichtbogensendern wurde die Schwungradschaltung vielfach verwendet.

A. Meißner.

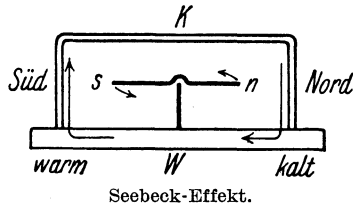
SE. Abkürzung für Siemens-Einheit.

Secohmmeter. Ein mechanischer Gleichrichter, der aus einem rotierenden Kommutator besteht. Dieser dient dazu, Wechselströme gleichzurichten, um sie mit einem Gleichstromgalvanometer messen zu können. Der Kommutator muß synchron mit dem Wechselstrom angetrieben werden. *W. Jaeger.*

Sedimentation. Die Absetzung fester Stoffe am Boden von Gewässern, die den Vorgang der Destruktion (s. d.) beschließt. In erster Linie kommt die Ablagerung der gröberen und feineren mineralischen Bestandteile in Betracht, welche die Flüsse an ihrer Sohle oder in ihrem Wasser suspendiert mitführen. Der Niederschlag der letzteren wird durch den Salzgehalt des Wassers erheblich beschleunigt, so daß bei der Einmündung schlammreicher Flüsse in den Schelf (s. Meer) die Sedimentablagerung ein besonders großes Ausmaß erreicht (s. Delta). Die Becken der Flußseen (s. Seen) werden durch Sedimentation allmählich ausgefüllt und zum Verschwinden gebracht. Das Hauptgebiet der Sedimentbildung aber ist das Meer, auf dessen Boden sich unausgesetzt Sinkstoffe absetzen, die unter dem Druck der später abgelagerten Sedimente allmählich erhärten und zu Sedimentgesteinen (s. Gesteine) umgewandelt werden. Die Tiefsee-Sedimente bestehen größtenteils aus feinem roten Ton und den Kiesel- und Kalkskeletten winziger Tiere, vor allem der Globigerinen, Diatomeen und Radiolarien. Zu den Sedimenten gehören auch die Ausscheidungen gelöster Stoffe, vor allem der leicht löslichen Kali- und Natriumsalze, die z. B. im Untergrunde des norddeutschen Flachlandes Mächtigkeiten von vielen hundert Metern erreichen.

O. Baschin.

Seebeck-Effekt. Th. J. Seebeck entdeckte (1821) folgende Fundamentalerscheinung der Thermoelektrizität: Wird aus einem Wismutstab *W* und einem Kupferbügel *K* (nach Figur) ein metallischer



Kreis gebildet und dessen Ebene in die Meridianebene eingestellt, so wird eine im Innern horizontal drehbar angebrachte Magnetnadel beim Erwärmen der dem Südpol zugekehrten Lötstelle in westlicher oder der dem Nordpol zugekehrten Lötstelle in östlicher Richtung abgelenkt. Bei anderen Metallen, z. B. Antimon an Stelle von Wismut tritt eine Ablenkung in entgegengesetztem Sinne ein. Die Ablenkung der Nadel beweist das Vorhandensein eines „Thermostromes“ in dem metallischen Kreise, dessen treibende Kraft die „thermoelektrische Kraft“ der beiden Metalle gegeneinander ist. Derartige Thermokräfte wurden von Seebeck an zahlreichen metallischen Leitern festgestellt. Nach Größe und Richtung des Effektes ließen sich die Leiter in eine „thermoelektrische Spannungsreihe“ anordnen (s. Thermoelektrizität). *Hoffmann.*

Seehöhe s. Höhenmessung.

Seemannspektrograph. Im engeren Sinne ein Schneidenspektrograph (s. d.). Doch werden auch die nach der Lochkammermethode von Seemann (s. d.) konstruierten Spektrographen als Seemannspektrographen bezeichnet. Die Seemannspektrographen sind besonders geeignet zur Bestimmung der kurzwelligen Grenze des kontinuierlichen Röntgenspektrums (s. d. Art. Bremsstrahlung und Röntgenspektren). Zu diesem Zwecke werden sie auch in medizinischen Röntgeninstituten angewandt. Über die erreichbare Meßgenauigkeit vgl. Glocker und Kaupp, *Strahlentherapie* Bd. 22, S. 160; 1926. *Behnken.*

Seemeile s. Längeneinheiten.

Seen. Seebecken. Hohlformen der Erdoberfläche (s. Geomorphologie), sog. Wann, die mit stehendem Wasser gefüllt, aber nicht Teile des Meeres (s. d.) sind. Die Seen treten in allen denkbaren Größenverhältnissen, von förmlichen Binnenmeeren bis zu wenigen Quadratmetern großen Teichen und Söllen (s. d.) auf. Ihre Tiefe ist mitunter sehr beträchtlich und ihr Boden liegt bisweilen tiefer als das Niveau des Meeresspiegels (Krytodepressionen), am meisten beim Baikalsee, der mit 1523 m Maximaltiefe der tiefste See ist, dessen tiefste Stelle 1046 m unter das Meeresspiegelniveau hinabreicht. Die geographische Verbreitung zeigt ein stark ausgeprägtes geselliges Vorkommen, z. B. der kleinen Seen in Finnland, wo sie 13% der Bodenfläche einnehmen, der großen im nördlichen Nordamerika, während sie in weiten Gebieten Südamerikas außerordentlich selten sind. Ganz besonders groß ist der Seenreichtum in ehemals vergletscherten Gebieten. Sie kommen auch in allen Höhenlagen vor, von dem 5470 m hoch gelegenen Horpatso-See in Tibet bis hinab zu dem Toten Meer in Palästina, dessen Spiegel 394 m unter dem Meeresspiegel liegt.

Als Reliktenseen bezeichnet man solche Seen, die früher mit dem Meere in Zusammenhang gestanden haben, wofür namentlich die Untersuchung ihrer Tierformen Anhaltspunkte bietet. Seen von meist kreisförmiger Form, deren Becken durch vulkanische Ausbrüche gebildet wurde, und die z. B. in der Eifel gesellig auftreten, nennt man Maare.

Die Flußseen, die als seeartige Erweiterungen des Flußlaufes in die Erscheinung treten, verdanken ihr Dasein einer Umkehrung der Gefällsrichtung im Längsprofil des Flusses, dem sie eingegliedert sind. Im Gegensatz zu ihnen haben die Blind- oder Endseen keinen sichtbaren Abfluß. Sie bilden meist das Ende der Flußläufe in den sog. abflußlosen Gebieten, d. h. in solchen, die keinen sichtbaren Abfluß nach dem Meere haben. Die Gesamtfläche aller Seen beträgt rund 2 Mill. qkm, während ihr Gesamtvolumen auf 250 000 cbkm geschätzt wird.

Entstehung und Verschwinden. Alle Vorkommen, die Hohlformen der Erdoberfläche (s. Geomorphologie) schaffen, können an der Bildung von Seebecken beteiligt sein. Im allgemeinen aber lassen sich alle Seen auf die beiden Grundformen der Eintiefungs- und Aufschüttungsbecken zurückführen. Erstere können durch Verwerfungen, vulkanische Ausbrüche, Einsturz oder durch Ausräumen von Verwitterungsschutt entstanden sein. Die Ausräumung wiederum kann durch Wind oder Gletscher bewerkstelligt werden, während die Möglichkeit einer Aushöhlung von Seebecken im festen Fels durch Gletschererosion (s. d.) noch immer eine viel umstrittene Frage ist. Im einzelnen sind die Vorgänge, die zur Entstehung von Seebecken führen, so mannigfaltig und so vielfach miteinander verknüpft, daß man leicht von diesem Gesichtspunkte aus Dutzende verschiedener Arten von Seen unterscheiden kann.

Die Seen gehören zu den vorgänglichsten Gebilden der Erdoberfläche. An ihrer Abflußstelle wird die Flußrinne durch die Erosion weiter vertieft, so daß eine allmähliche Entleerung stattfindet, während an der Einflußstelle die von dem Fluß mitgeführten festen Bestandteile abgelagert werden und das Becken immer mehr ausfüllen. Im Flachlande verschwinden die Seen auch häufig durch Austrocknen oder unter Mitwirkung der Vegetation durch Versumpfung. Zwischen Seen und Sümpfen läßt sich daher kaum eine scharfe Grenze ziehen. Das Volumen der in den letzteren enthaltenen Wassermenge wird auf etwa 6000 cbkm geschätzt. Die Erdoberfläche ist reich an ehemaligen, nunmehr zugeschütteten Seebecken, die jetzt im Charakter der Landschaft durch ihre horizontale Ebenflächigkeit auffallen und häufig auch durch alte Uferlinien an den umgebenden Gehängen erkennen lassen, daß sie früher eine weit größere Ausdehnung gehabt haben. So konnte z. B. für den zur Diluvialzeit in Kanada vorhanden gewesenen Agassiz-See eine damalige Ausdehnung über 285 000 qkm festgestellt werden. Viel seltener läßt sich das Entstehen neuer Seen beobachten, das z. B. infolge von Abdämmung durch Bergstürze in gebirgigen Gegenden erfolgen kann. Auch durch Eingriffe des Menschen (Bau von Talsperren) werden neuerdings solche Stauseen künstlich geschaffen.

Eigenschaften des Seewassers. Das Wasser aller Seen enthält gelöste Salze. Während aber der Salzgehalt in den Flußseen ebenso gering ist wie in den Flüssen (s. d.), z. B. im Genfer- und

Bodensee 0,017%, findet man in den Endseen mitunter sehr große Beträge, z. B. im Aralsee 1,1%, im Kaspischen See 1,3%, im Großen Salzsee 22%, im Toten Meer 24%, im Elton-See 27%. Doch sind die örtlichen und zeitlichen Änderungen des Salzgehaltes gerade bei den stark salzhaltigen Seen der Trockengebiete naturgemäß recht beträchtlich. Fast immer überwiegen die Natronsalze.

Die Temperatur des Seewassers zeigt namentlich in ihrer vertikalen Verteilung ein eigentümliches Verhalten, das mit der Umkehr der Dichteänderung des Wassers (s. d.) bei 4° zusammenhängt. Nimmt die Temperatur nach unten hin ab, so spricht man von anothermer oder direkter Schichtung (warmer Typus), nimmt sie nach unten hin zu, von kathermer oder verkehrter Schichtung (kalter Typus). Bei denjenigen Seen, die in gemäßigten Breiten liegen, finden wir im Sommer meist die direkte, im Winter die verkehrte Schichtung (gemäßiger Typus). In der warmen Jahreszeit vermindert sich die Temperatur in der Tiefe von einigen Metern unter der Oberfläche sehr rasch, so daß die Isothermenflächen nahe aneinander rücken. Man nennt diese Zone schneller Temperaturänderung die thermische Sprungschicht. Sie bezeichnet die untere Grenze der vertikalen Konvektionsströmungen, welche durch die tägliche Temperaturperiode des Oberflächenwassers hervorgerufen werden. Am Boden tieferer Seen herrscht meist die dem Dichtemaximum des Wassers zukommende Temperatur von 4°.

Über die Eisbildung auf Seen vgl. Wasser.

Wasserhaushalt. Die Schwankungen in der Menge des zugeführten Wassers machen sich in Höhenänderungen des Seespiegels und entsprechenden Änderungen der Größe des Sees bemerkbar. Weite Überschwemmungen und völlige Austrocknung sind die Extreme dieser Seespiegelschwankungen, die häufig als Anzeichen für Klimaänderungen betrachtet werden. Solche klimatisch bedingte Schwankungen machen sich vor allem in den abflußlosen Endseen bemerkbar. Manche Seen, namentlich in den Poljen des Karstes (s. d.), verdanken ihr Dasein nur dem Ansteigen des Grundwassers (s. d.), mit dessen Rückzug sie wieder verschwinden.

Die folgende Tabelle enthält die größten Seen der Erde bis hinab zu dem größten See Europas:

	Flächen- inhalt qkm	Größe Tiefe m
Kaspischer See (Asien)	438 000	946
Oberer See (Amerika)	83 000	308
Viktoria-See (Afrika)	69 000	79
Aral-See (Asien)	62 000	66
Huron-See (Amerika)	60 000	223
Michigan-See (Amerika)	58 000	263
Baikal-See (Asien)	33 000	1523
Tanganika-See (Afrika)	32 000	1435
Großer Bären-See (Amerika)	32 000	>90
Nyassa-See (Afrika)	31 000	706
Großer Sklaven-See (Amerika)	30 000	>140
Erie-See (Amerika)	26 000	64
Winnipeg-See (Amerika)	25 000	19
Tschad-See (Afrika)	20 000	8
Ontario-See (Amerika)	19 000	225
Balkasch-See (Asien)	18 000	21
Ladoga-See (Europa)	18 000	250

O. Baschin.

Näheres s. O. Frhr. von u. zu Aufseß, Die physikalischen Eigenschaften der Seen. 1905.

Seeretention s. Seespeicherung.

Seespeicherung, Seeretention, Seerrückhalt. Ein von einem Fluß durchflossenes Seebecken wirkt ausgleichend auf die Wasserführung im Fluß. Für die üblichen graphischen Verfahren zur zahlenmäßigen Ermittlung dieses Einflusses in einem vorgelegten Fall sind einmal der Seeinhalt als Funktion der Füllhöhe, sodann der zeitliche Verlauf von Zu- und Abfluß bzw. der Zu- und Abflußsummenkurve die wichtigsten Unterlagen. Zu- und Abfluß sind naturgemäß Funktionen des örtlichen Wasserstandes im See (an der Einmündungs- und Ausmündungsstelle) und in der anschließenden Flußstrecke im Sinne von Ausfluß (s. d.) und Überfall- (s. d.) (Entleerungs- und Füllungs-) Problemen. Die Ausbreitung der Wellen im See von der Stelle des Zuflusses und der des Abflusses aus wird im allgemeinen nicht näher verfolgt, da hier die zur Verfügung stehenden theoretischen Mittel versagen, denn die dauernde Reflektierung der Wellen an den Ufern und an der meist ungleich tiefen Sohle kann nicht erfaßt werden, so daß nur ganz rohe Schwallrechnungen (s. Hebungswellen) angestellt werden können. Man verteilt daher jede Differenzmenge zwischen Zufluß und Abfluß auf die ganze Seeoberfläche und kann also auch die zeitliche Verschiebung zwischen Zu- und Abfluß nur annäherungsweise bestimmen.

Über übliche graphische Verfahren, die man auch zur Bestimmung des nötigen Inhaltes von Talsperren usw. z. B. für Zwecke der Wasserversorgung, Kraftgewinnung, Bewässerung oder Schifffahrt verwendet, s. Lehrbücher der Hydraulik. *Eisner.*

Seespiegelschwankungen (Seiches). Nachstehend werden nur Seebecken ohne Zu- und Abfluß behandelt, deren Oberfläche sich als Ganzes hebt und senkt bzw. schräg stellt. Für Becken mit Zu- und Abflüssen vgl. Seespeicherung, Wasserschloß, Windkessel. Über örtliche Spiegelschwankungen im Sinne von Wellenausbreitung über die Seeoberfläche wie z. B. von Ringwellen vgl. man: Oberflächenwellen, Hebungswellen, sowie auch die allgemein bei: Seespeicherung gemachten Einschränkungen.

Die Hebungs- und Senkungsbewegungen des Seespiegels können freie oder erzwungene Schwingungen sein. Über erzwungene Schwingungen in

abgeschlossenen Becken z. B. durch Ebbe und Flut s. Ebbe und Flut. Die mathematische Verfolgung freier Schwingungen (stehender Wellen mit endlicher Amplitude, sog. Seiches) gelingt nur bei einfachen

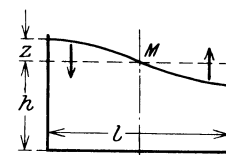


Fig. 1. Rechteckiges Becken.

Beckenformen (z. B. rechteckiges oder kreisförmiges Becken) und wird bei konstanter Wassertiefe durch Überlagerung von zweidimensionalen Oberflächenwellen, wie sie zu begrenzter Wassertiefe gehören, erreicht, indem man sich die Beckenbegrenzung durch Vertikalebene in den resultierenden Schwingungsbäuchen aus einem langen Kanalwellenzug herausgeschnitten denkt; dann steht die Beckenbreite in bestimmtem ganzzahligem Verhältnis zur Wellenlänge. Von den Fällen veränderlicher Tiefe sind nur der Fall der Fig. 2 bei 45° (Kirchhoff, Rayleigh) und bei

60° Böschungsneigung (Greenhill), sowie Fälle daraus ableitbarer Beckenformen (Kirchhoff)

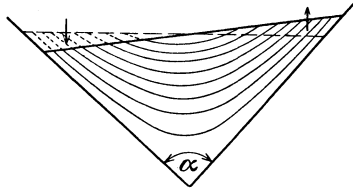


Fig. 2. Becken veränderlicher Tiefe.

behandelt worden. Näheres s. Lamb, Hydrodynamik, ferner bei Endrös, Chrystal, Defant, wo man auch Methoden zur Messung von Seiches und zur Auswertung der Messungen findet.

Eisner.

Segelflug heißt der Flug, bei dem das Flugzeug die zum Fliegen nötige Energie aus der Geschwindigkeitsenergie des Windes entnimmt. Man unterscheidet den „dynamischen Segelflug“, bei dem die Unregelmäßigkeiten der Luftbewegung ausgenutzt werden sollen, und den „statischen Segelflug“, der eigentlich ein Gleiten relativ zu einer aufwärtsgerichteten Luftströmung ist, sich aber von dem gewöhnlichen Gleitflug durch den Höhen Gewinn gegenüber dem festen Boden unterscheidet. Im großen Maße gelungen sind bisher nur statische Segelflüge. Man kann für solche die Aufwärtsströmungen an Hängen (z. B. Rhön), über dem Meer (z. B. Rositten) und über heißen Erdf lächen, sowie an Cumuluswolken ausnutzen. Mit Hilfe des Aufwinds an Cumuluswolken kann man sich auch von den Windverhältnissen an einer bestimmten Stelle frei machen und große Strecken (160 km i. J. 1930) zurücklegen.

In Deutschland wird seit 1920 der Segelflug besonders an der Wasserkuppe (Rhön) gepflegt, wo auch wissenschaftliche Institute zu seiner Erforschung entstanden sind.

L. Hopf.

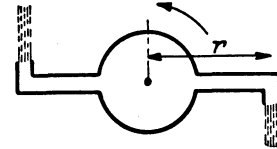
Segersche Kegel. In der keramischen Technik wird die Temperatur der Brennöfen mit Hilfe sog. Segerscher Kegel geschätzt, das sind vierseitige oder dreiseitige spitze Pyramiden von etwa 5 cm Höhe und 1 cm² Basisfläche, welche aus glasähnlichen Flüssigkeiten von Quarz, Tonerde, Eisenoxyd, Bleioxyd und anderen Metalloxyden bestehen. Man verfügt über eine vollständige, aus etwa 60 Kegeln gebildete Skala, deren Schmelztemperaturen zwischen 600 und 1900° in Abständen von etwa 25° liegen, und reguliert nun die Temperatur eines Brennofens danach, daß ein Kegel einer bestimmten Nummer niederschmilzt. — Für die keramische Technik sind diese Kegel darum von besonderem Wert, weil sie gleichzeitig Temperatur und Heizgeschwindigkeit zu beurteilen erlauben; denn innerhalb gewisser Grenzen kann man einen Brand von gleicher Güte sowohl durch eine höhere Temperatur von kürzerer Dauer, als auch durch eine niedrigere Temperatur von längerer Dauer erzielen. Ähnliches gilt für das Niederschmelzen eines Segerschen Kegels, der deshalb wohl für seinen Zweck sehr brauchbar ist, aber doch keine eigentliche Temperaturmeßvorrichtung darstellt.

Scheel.

Näheres s. Hoffmann, Bericht über die 31. Versammlung des Vereins deutscher Fabriken feuerfester Produkte zu Berlin 1911, S. 53.

Segnersches Wasserrad. Das Segnersche Wasserrad ist ein Vorläufer der Reaktionsturbine. Seine

Wirkungsweise beruht auf der Reaktionswirkung ausfließenden Wassers. Auf einem vertikalen Zuflußrohr ist ein horizontales Rohr drehbar angebracht, aus dessen beiden Enden das Wasser seitlich ausströmt. Ist die ausströmende Wassermasse an beiden Enden zusammen M pro Sekunde bei einer Relativgeschwindigkeit v gegen das Rohr, so übt die Reaktion in erster Annäherung ein



Segnersches Wasserrad.

Drehmoment

$D = Mr(v - r\omega)$ aus,

wenn r die Entfernung der Ausflußöffnungen von der Achse und ω die Winkelgeschwindigkeit des horizontalen Rohres ist (vgl. Figur). Ein erheblicher Teil der zugeführten Energie geht dadurch verloren, daß das Wasser mit großer Geschwindigkeit ausströmt. Heute werden Segnersche Wasserräder kaum noch zur Erzeugung motorischer Kräfte benutzt, sie dienen aber vielfach zum Sprengen von Gartenanlagen, zumal das drehende Rad eine gute Verteilung des ausströmenden Wassers veranlaßt.

Eisner.

Näheres s. Lorenz, Technische Hydromechanik. München 1910.

Sehndreieck. Es wird gebildet aus den Sehnen, welche drei Punkte einer gekrümmten Fläche miteinander verbinden. Die kleinen sphärischen oder sphäroidischen Dreiecke, welche in den Triangulierungen vorkommen, lassen sich leicht auf solche Sehndreiecke reduzieren, wodurch die Rechnung vereinfacht wird (s. Grunert). *A. Prey.*

Sehpurpur. Ein von Boll 1876 in der Netzhaut entdeckter lichtempfindlicher Farbstoff, der sich ausschließlich in den Außengliedern der Stäbchen findet und bei allen Tieren vorzukommen scheint, deren Netzhaut Stäbchen enthält. Die rein zapfenhaltige Fovea centralis des Menschen ist purpurfrei. Naturgemäß wird ein längere Zeit dunkel gehaltenes Auge reicher an Sehpurpur gefunden als ein belichtetes. Außer durch Licht wird der Sehpurpur durch die meisten Säuren und ätzenden Alkalien, Alkohol, Äther, Chloroform, Terpentin zerstört. In Gallensäuren und ihren Salzen ist er löslich, ohne seine Lichtempfindlichkeit zu verlieren oder, wie es scheint, sich sonstwie zu verändern. Seinem Farbton entsprechend absorbiert der Sehpurpur vorzugsweise die Strahlen mittlerer Wellenlänge mit einem Maximum in der Gegend von 500 $\mu\mu$, und wird von solchen Lichtern natürlich auch am schnellsten gebleicht. Bei der Ausbleichung bildet sich aus einem Teil der zerfallenden Purpurmoleküle, unabhängig von der Qualität des einfallenden Lichtes ein offenbar nicht lichtempfindlicher gelber Farbstoff, das Sehgelb, das sich, selbst bei fortdauernder schwacher Belichtung (Garten), innerhalb gewisser Grenzen wieder zu Sehpurpur regenerieren kann. In situ scheint das retinale Pigmentepithel (s. Stäbchen und Zapfen) an der Regeneration des Sehpurpurs wesentlich beteiligt zu sein, doch ist nicht entschieden, ob er durch eine Art sekretorischer Wirkung des Pigmentepithels oder der Stäbchen selbst oder durch ein Zusammenwirken beider Elemente gebildet wird. Seine Ausbleichung in der Netzhaut erfolgt streng lokalisiert an den von Licht getroffenen Stellen, während dazwischen liegende dunkelgehaltene Netzhautpartien ihren Purpurgehalt bewahren. Hierauf

beruht die Möglichkeit der Erzeugung sog. Optogramme (Kühne).

Die anfangs gehegte Erwartung, im Sehpurpur einen jener hypothetischen „Sehstoffe“, die für die Vermittlung der bunten Komponenten unserer Gesichtsempfindungen in Frage kommen (s. Farbentheorie), entdeckt zu haben und damit einer Erklärung des Sehaktes näher gerückt zu sein, hat sich nicht erfüllt. Man ist auch jetzt noch durchaus im unklaren darüber, welche Bedeutung dem Sehpurpur zukommt. Von den einen wird ihm die Rolle eines Lichtfilters (einer „inneren Pupille“) zugeschrieben, andere halten ihn umgekehrt für einen Sensibilisator („Empfangsstoff“) der Netzhautelemente. Bemerkenswert erscheint es immerhin, daß sich der Sehpurpur ausschließlich in den stäbchenhaltigen Teilen der Netzhaut findet, daß die enorme Steigerung der Lichtempfindlichkeit der peripheren Netzhaut mit einer Anhäufung von Sehpurpur einhergeht und daß die bleichende Wirkung homogener Lichter, ihr „Bleichungswert“, der erregenden Wirkung derselben auf das dunkeladaptierte Auge, ihrem „Dämmerungswert“, parallel verläuft (Trendelenburg). Auf der anderen Seite aber ist es gar nicht ausgemacht, ob die Größe des Sehpurpursatzes beim Tagessehen nicht von wesentlicher Bedeutung ist, als die Größe der in der Netzhaut jeweils angehäuft Sehpurpurmenge.

Dittler.

Näheres s. Garten, Graefe-Sämischs Handb. d. ges. Augenheilk., I. Teil, 3. Bd., Kap. 12, Anhang. Leipzig 1907.

Sehrichtungsgemeinschaft identischer Netzhautpunkte s. Raumwerte der Netzhaut.

Sehrohr. Der optische Aufbau eines Sehrohrs ist derselbe wie beim Erdfernrohr (s. d.) mit dem einzigen Unterschiede, daß zur zweimaligen Ablenkung der optischen Achse (erst um $+90^\circ$, dann um -90°) je ein einfach spiegelndes Prisma hinzugefügt wird. Ein Sehrohr ist also im allgemeinen geradsichtig, aber doch zu den gebrochenen Fernrohren (s. d., d. h. also Fernrohre, deren optische Achse mehrmals Knickungen erfahren hat) zu rechnen, insofern als zur Erreichung des in diesem Falle dem Verwendungszweck entsprechenden erheblichen Abstandes zwischen Eintritts- und Austrittsachse die erwähnten beiden Knickungen der optischen Achse notwendig sind. Sollen Ein- und Austrittsachse nicht zueinander parallel sein, dann muß der absolute Betrag entweder beider Ablenkungen oder nur einer allein entsprechend von 90° verschieden sein. Mit Rücksicht auf einen vom Erdfernrohr mit aufrechtem Bild abweichenden Bau der in dem Sehrohr enthaltenen Linsenfolge oder auch, wenn Eintrittsachse und Austrittsachse nicht in derselben Ebene — dem (meist senkrechten) Hauptschnitt des Sehrohrs — liegen sollen, müssen entweder Objektivprisma und Okularprisma oder auch nur eines dieser Prismen mehr als je eine Spiegelung enthalten (s. Umkehrprismensystem und gebrochene Fernrohre).

Als Aufgabe eines Sehrohres können wir ganz allgemein bezeichnen: „die Beobachtung eines Dingraumes, der von dem Auge des Beobachters so weit entfernt oder derart unzugänglich ist, daß ohne eine optische Übertragung des Auges nach einem mehr in der Nähe des Dingraumes befindlichen Orte — der Eintrittspupille — entweder keine oder nur eine unvollkommene Beobachtung möglich wäre“ (H. Erfle, Deutsche optische

Wochenschrift 1920, 136—139, 154—157, 171—173). Beim Sehrohr im engeren Sinn ist die Vergrößerung entweder einfach oder nur wenig größer (häufig $v = 1,5$ mit Rücksicht auf die bei $v = 1 \times$ durch ein das natürliche Blickfeld des

Auges einschränkendes Rohr vorgetäuschte Verkleinerung); beim Sehrohr im allgemeinsten Sinne kommen auch stärkere Vergrößerungen vor, so beim Scherenfernrohr, beim Hyoskop, beim Mastfernrohr.

In den meisten Fällen besteht ein Sehrohr (besonders ein solches mit schwacher Vergrößerung) außer aus dem Objektivprisma (gelegentlich statt dessen eine auf der Rückseite versilberte planparallele Platte) und dem Okular-

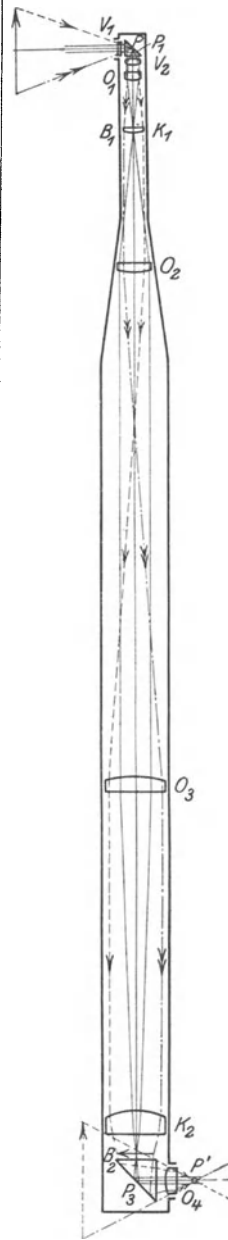


Fig. 1. Sehrohr mit verjüngtem Oberteil. Eingezeichnet sind die Strahlen von einem Achsenpunkt des Gegenstandes und die nach der Eintrittspupille zielenden Gesichtsfeldbegrenzenden Strahlen.

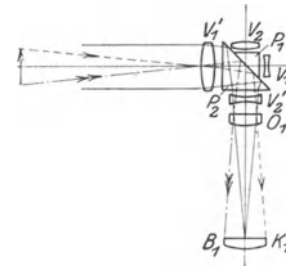


Fig. 2.

Objektivkopf eines Sehrohrs mit zwei Vergrößerungen.

prisma (dessen Hypotenuse — besonders bei großem Okulargesichtsfeld und Anordnung des Prismas zwischen Feldlinse und Augenlinsensystem des meistens grundsätzlich nach

Huygenscher Art gebauten Okulars — meist versilbert ist) aus zwei hintereinander geschalteten astronomischen Fernrohren (s. den zweiten Absatz des Artikels „Erdfernrohr“). Statt der Beschreibung der vielen verschiedenen Sehrohrformen zählen wir hier nur, ohne Einzelheiten anzugeben, die wichtigsten Formen auf und beschreiben am Schlusse die beiden obigen Abbildungen. Man kann unterscheiden: 1. das einfachste Sehrohr (Spiegelsehrohr), 2. das einfache Sehrohr mit Umkehrprisma (Scherenfernrohr!), 3. das einfache Sehrohr mit Linsenumkehrsystem, 4. das Sehrohr mit verjüngtem Oberteil und mit Vergrößerungswechsel, 5. das Rundblicksehrohr, 6. das Ringbildsehrohr, 7. das Mattscheibensehrohr, 8. das bin-

ocular-

okulare Sehrohr, 9. das Luftzielsehrohr, 10. das Kippbildsehrohr, 11. das Sehrohr mit besonders dünnem Oberteil (dieses Sehrohr enthält als Linsenfolge meistens vier hintereinander geschaltete astronomische Fernrohre, von denen zwei Fernrohre und größtenteils auch das dritte im dünnen Oberteil und dem Übergangskonus zum unteren Hauptrohr enthalten sind); zu den Sehrohren im weiteren Sinne ist auch das Zeißsche Hyoskop zu rechnen (s. den Artikel „gebrochene Fernrohre“, Abschnitt 4), 12. das Standsehrohr. Die soeben aufgezählten Bezeichnungen entstammen einem Anwendungsgebiet des Sehrohrs, auf dem sich die deutsche Industrie, die mit dem Dieselmotor und dem Sehrohr dem deutschen Tauchboot Herz und Auge gab, die Führerschaft errungen hatte. Diesem Anwendungsgebiet sind die beiden Figuren entnommen, von denen die erste ein Sehrohr mit verjüngtem Oberteil in groben Umrissen darstellt und die zweite das Innere des Objektivkopfes eines Sehrohrs, bei dem zwei verschiedene Vergrößerungen eingeschaltet werden können. Für die eine Vergrößerung, die starke, sind die Linsen V_1, V_2 wirksam, für die schwache Vergrößerung muß man sich die aus den Linsen V_1, V_2', V_1, V_2 und den Prismen P_1, P_2 , bestehende optische Anordnung um 180° um eine zur Zeichenebene senkrechte Achse gedreht denken, damit die Linsen V_1, V_2 in den Strahlengang kommen; O_1 ist der beiden Vergrößerungen gemeinsame Teil des Objektivs. Wir haben es in diesem Falle mit einem Vergrößerungswechsel durch Änderung der Objektivbrennweite zu tun, bei dem von den vier im Abschnitt b des Artikels „Erdfernrohr“ beschriebenen Mitteln das zweite Mittel verwendet worden ist.

H. Erfle.

Näheres s. F. Weidert, Jahrbuch der Schiffsbau-technischen Gesellschaft 1914, 174—227. H. Erfle, Die Naturwissenschaften 1919, 805—810, 826—832, 942.

Sehschärfe ist nach zwei verschiedenen Richtungen hin von Bedeutung; einmal will man die Leistungsfähigkeit der Netzhaut eines bestimmten Auges messen, um sie mit der anderer Augen vergleichen zu können; sodann will man die Leistungsfähigkeit der Netzhaut des einzelnen Auges bei verschiedenen Akkommodationszuständen messen, um etwa von der Leistung in der einen auf die in einer anderen Entfernung zu schließen, und die hier zu wählende Methode muß von der Akkommodation unabhängig sein. Da das Augeninnere einer unmittelbaren Messung nicht zugänglich ist, so muß man die Messung in dem Augenraum vornehmen, und zwar stellt man dazu die Größe bestimmter, sogleich näher anzugebender Winkel fest. Für die erste Methode wählt man nach F. C. Donders den Brennpunktswinkel ω_f , dessen Spitze in dem vorderen Augenbrennpunkt des nicht akkommodierenden Auges, dessen Basis in der Sehprobe liegt. Alsdann verlaufen die konjugierten Strahlen im Bildraume (also hier im Glaskörper) der Augennachse parallel, und man kann leicht aus dem Brennpunktswinkel ω_f und der Brennweite f des Augensystems die Bildgröße auf der Netzhaut bestimmen. Je kleiner ω_f bei deutlicher Erkennung der Einzelheiten gewählt werden kann, desto größer ist die so bestimmte absolute Sehschärfe; als Normalwert gilt 1 Minute. Für die zweite Methode wählt man nach A. Gullstrand die natürliche Sehschärfe, bei der der Winkel ω_n gemessen wird, unter dem vom vorderen Augenhauptpunkt aus die kleinste Sehprobe erkannt wird, und auch hier ist

die Sehschärfe der Größe dieses Winkels umgekehrt proportional. Da sich beim Akkommodieren der Ort des vorderen Augenhauptpunkts nur in so kleinen Grenzen ändert, daß sie bei physiologischen Untersuchungen nicht in Betracht kommen, so kann man sagen, daß die natürliche Sehschärfe von der Akkommodation unabhängig ist. Zur Bestimmung der Sehschärfe brillenbewaffneter Augen führte Gullstrand noch die relative Sehschärfe ein, bei der der Scheitel des zu bestimmenden Winkels im vorderen Hauptpunkt des Brillenglases liegt. Diese relative Sehschärfe ist nun durch einfache und bequem abzuleitende Beziehungen mit der absoluten und der natürlichen Sehschärfe verbunden. Hier interessiert namentlich die zur absoluten, und man kann zeigen, daß die relative Sehschärfe zur absoluten wird, wenn das Auge nicht akkommodiert, und wenn der hintere Hauptpunkt des Brillenglases mit dem vorderen Brennpunkt des akkommodationslosen Auges zusammenfällt. Das ist bei dem heute als vollkommensten anzusehenden schematischen Auge dann der Fall, wenn der hintere Brillenhauptpunkt 15,7 mm vom Hornhautscheitel entfernt ist. Die Entspannung der Akkommodation sichert man am besten, wenn man für den Versuch eine genügend weit (5—6 m) entfernte Sehprobe vorsieht, und wenn man bei der Anpassung darauf achtet, daß für Übersichtige das stärkste positive, für Kurzsichtige das schwächste negative Glas gewählt wird, mit dem das Auge seine höchste Sehleistung erzielt.

Sehproben sind bereits 1843 vorgeschlagen worden, und zwar geht ihre Veröffentlichung auf H. Küchler zurück. Man verwendet in der Regel Ziffern oder große Antiqua-Buchstaben, die im ganzen unter einem Winkel von 5 Bogenminuten erscheinen während sich ihre einzelnen Teile, etwa die Dicke der Striche, unter einer scheinbaren Größe von 1 Bogenminute darstellen. Probetafeln für solche größeren Entfernungen sind namentlich nach Snellen wohl bekannt, für Leseproben hat sich in Deutschland die Nidensche Anordnung besonders verbreitet. 1909 hat der internationale Ophthalmologenkongreß zu Neapel eine von C. Heß ausgearbeitete Probetafel empfohlen, wobei auch der Landoltsche Ring vorkommt. Man versteht darunter einen schwarzen Ring, dessen Durchmesser unter 5 Minuten, dessen Dicke unter 1 Minute erscheint, und der an irgendeiner Stelle eine unter 1 Minute erscheinende Unterbrechung hat. Der Prüfling muß dann die Stelle dieser Lücke, ob oben, unten, rechts oder links, angeben.

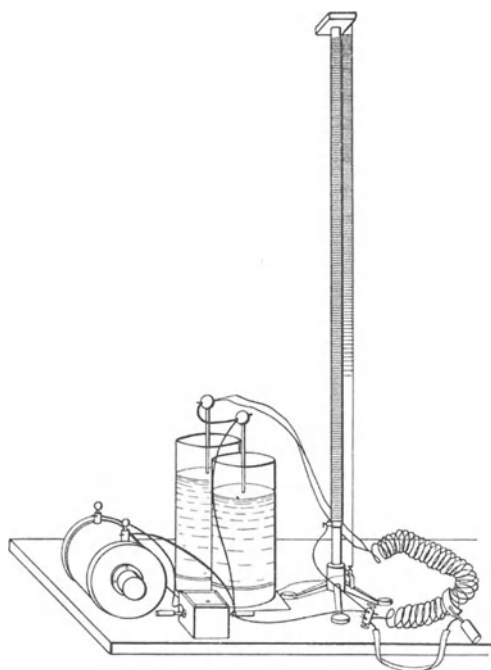
v. Rohr.

Näheres s. Helmholtz, Physiologische Optik, 3. Aufl., 1. Bd., Leipzig, L. Voss, 1909.

Sehschärfenmethode s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen.

Seibtsche Spule oder **Seibtsche Spirale** nennt man eine Spule sehr hoher Windungszahl, von großer Länge und kleinem Durchmesser, zu der ein feiner Draht in geringem Abstand parallel geschaltet ist. Im allgemeinen wird die Sekundärspule eines Tesla-Transformators dazu benutzt, dessen eines Ende ebenso wie das des parallel geschalteten Drahtes mit Erde verbunden wird. Erregt man diese Spule mit einem Wechselstrom, dessen Frequenz gleich der Eigenfrequenz der Spule ist, so gehen von der Spule zu dem Draht Entladungen über, die den Eindruck eines Lichtbandes erwecken. Am offenen Ende ist dieses Lichtband sehr hell-

leuchtend, nach dem geerdeten Ende zu wird es immer blasser und hört schließlich ganz auf. Figur zeigt das Lichtband im „Negativ“. Die Erklärung für dieses Lichtband ergibt sich aus der Spannungs-



Seibtsche Spule.

verteilung längs der Spule. Am geerdeten Ende ist ein Strombauch bzw. ein Spannungsknoten, am offenen Ende ein Stromknoten und ein Spannungsbau. Die Spule schwingt bei der Grundschiwingung mit einer Viertelwellenlänge. Sie kann jedoch auch in jeder beliebigen Oberschiwingung erregt werden. Die offene Spule stellt ein System mit verteilter Kapazität und Selbstinduktion dar, die elektrischen Schwingungen sind nicht quasistationärer Art.

E. Alberti.

Näheres s. Mie, Lehrb. d. Elektrizität u. d. Magnetismus.

Seiches (s. auch Seespiegelschwankungen) sind stehende Schwingungen in Seen und abgeschlossenen Meeresteilen, welche durch Stürme oder plötzliche Luftdruckänderungen beständig wieder erregt werden. In Binnenseen sind sie die einzigen periodischen Bewegungen der Wassermasse, da hier die Gezeiten keine Rolle spielen; in Meeresteilen, die durch einen mehr oder minder breiten Kanal mit dem freien Meere in Verbindung stehen, vermengen sie sich mit dem Gezeitenphänomen.

Die Perioden dieser Schwingungen sind nur von der Form und Größe der Wassermasse abhängig, also von der Tiefe des Wassers und der Küstenentwicklung. Für einen rechteckigen See von konstanter Tiefe gilt die Meriansche Formel

$$t = \frac{2l}{\sqrt{gp}}$$

(t Schwingungsdauer, l Länge, p Tiefe, g Beschleunigung der Schwere). Sie reicht in den wenigsten Fällen aus und muß durch eine kompliziertere ersetzt werden, welche auf die wechselnden Querschnitte der Wassermasse Rücksicht nimmt. Solche

Formeln geben: du Boys, Chrystal, die Japaner Honda, Teroda und Isitani. Endlich ist noch die Methode von Sterneck zu erwähnen (s. Kanaltheorie der Gezeiten). Die einfachen Schwingungen zeigen eine Knotenlinie, die aber keineswegs in die Mitte fallen muß. Oberschwingungen mit mehreren Knotenlinien sind unharmonisch. *A. Prey.*

Näheres s. O. Krümmel, Handbuch der Ozeanographie. Bd. II, S. 164 f.

Seismograph, Seismometer s. Erdbeben.

Seitenabweichung s. Geschoßabweichungen, konstante.

Seitengleichungen s. Netzausgleichung.

Seitenleitwerk. Das Seitenleitwerk umfaßt die Steuerungsorgane, die Drehungen des Flugzeuges um seine Hochachse — Seitenbewegungen — regeln. (s. Leitwerk und Seitenruder.) *L. Hopf.*

Seitenrefraktion s. Lateralrefraktion.

Seitenruder nennt man eine vertikal gestellte bewegliche Fläche am Flugzeug, welche in großer Entfernung vom Schwerpunkt angebracht ist, und deren willkürliche Bewegung das Flugzeug in eine Kurve hineinzwingen soll. Ein Seitenruder allein ist nicht imstande, einen Kurvenflug einzuleiten. Es bedarf dazu noch der Querruder, welche das Flugzeug in die richtige Lage zur Resultierenden aus Schwere und Fliehkraft zwingen. *L. Hopf.*

Seitenstabilität s. Stabilität des Flugzeugs.

Seitenverhältnis ist beim Flügel das Verhältnis Flügeltiefe

Flügelspannweite
Bei nicht rechteckigem Flügel-
Flügelspannweite
umrisse und bei Mehrdeckeranordnungen tritt an
seine Stelle das Verhältnis $\frac{\text{Flügelspannweite}}{\text{Flügelfläche}}$

Das Seitenverhältnis ist maßgebend für die Größe des induzierten Widerstandes (s. d.). Das normale Seitenverhältnis bei Verkehrsflugzeugen ist etwa $\frac{1}{7}$, bei Segelflugzeugen geht man bis zu $\frac{1}{18}$ herunter. *L. Hopf.*

Sekantenbussole. Die Sekantenbussole ist ein Instrument, das sich aus der Tangentenbussole entwickelt hat (s. d.). Bei der Tangentenbussole in ihrer einfachsten Art befindet sich in der Mitte eines Drahtkreises, dessen Ebene vertikal steht, eine Magnetnadel. Wird der Draht von Strom durchflossen, so wird die Nadel aus der Ebene des magnetischen Meridians abgelenkt. Aus der Größe der Horizontalkomponente des Erdfeldes (H) und aus dem Winkel φ , den die Magnetnadel mit dem magnetischen Meridian bildet, läßt sich der Strom i berechnen.

Steht die Stromkreisebene nicht vertikal, sondern bildet sie mit der Vertikalen den Winkel ψ , so wird der Strom

$$i = 1,592 a \cdot H \cdot \frac{\text{tg } \varphi}{\cos \psi} \text{ Ampere.}$$

a ist der Halbmesser des Drahtkreises. Um dem Faktor von $\text{tg } \varphi$ den Wert einer ganzen Zahl zu geben, kann man ψ entsprechend wählen. Für $H = 0,197$ und $a = 20$ cm wird z. B. bei

$\psi = 37^\circ 40' \quad 51^\circ 10' \quad 58^\circ 30' \quad 65^\circ 15' \quad 71^\circ 45'$
 $i = 8 \quad 10 \quad 12 \quad 15 \quad 20 \times \text{tg } \varphi$
Wird das Verfahren so ausgebildet, daß man die Drahtebene so lange neigt, bis $\varphi = 45^\circ$ geworden ist, so ist $\text{tg } \varphi = 1$ und der Strom ist

$$i = 1,592 \cdot a \cdot H \cdot \sec \psi$$

Bei Anwendung dieser Formel wird das Instrument als Sekantenbussole bezeichnet. *R. Jaeger.*

Näheres s. Obach, Zentrabl. f. Elektr. 1, 4; 2, 231; Trowbridge, Phil. Mag. (5) 16, 77, 1883.

Sektor, rotierender s. Lichtschwächungsmethoden.

Sektor, warmer und kalter (meteorologisch) s. Polarfront.

Sekundärelektronen s. Sekundärstrahlen.

Sekundärelemente s. Akkumulatoren.

Sekundäre Klangerscheinungen. Nach Karl L. Schaefer werden unter dieser Bezeichnung die Erscheinungen der Schwebungen (s. d.), der Kombinationstöne (s. d.) und der Variationstöne (s. d.) zusammengefaßt. *E. Waetzmänn.*

Sekundäre Röntgenstrahlen. Diejenigen Röntgenstrahlen, die nicht unmittelbar von einer Röntgenröhre, sondern von einem mit Röntgenstrahlen belichteten Körper ausgehen. Es sind zu unterscheiden die gestreuten Röntgenstrahlen (vgl. den Artikel Streuung der Röntgenstrahlen) und die charakteristischen Röntgenstrahlen (s. den Artikel Charakteristische Strahlung). *Behnken.*

Sekundäres Spektrum s. Farbenabweichungen.

Sekundärstrahlen. Feste Körper, insbesondere Metalle, die von Kathodenstrahlen getroffen werden, senden ihrerseits Elektronen aus. Ist die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen bildenden Primärelektronen hinreichend groß, so haben auch die Sekundärelektronen strahlartigen Charakter und heißen dann Sekundärstrahlen. Die Emission der Sekundärelektronen beginnt bei einer für jedes Metall charakteristischen Mindestgeschwindigkeit der Primärelektronen. Die Zahl der pro Primärelektron emittierten Sekundärelektronen nimmt mit steigender Geschwindigkeit der Primärelektronen stark zu. *Güntherschulze.*

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys. Bd. XXIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Sekundärstrahlen im Gebiete der Radioaktivität.

Wird ein materielles Volumelement von der Strahlung radioaktiver Substanzen, also von α -, β - oder γ -Strahlung getroffen, so ist es gewöhnlich Ausgangspunkt einer von der Richtung des Primärstrahles im allgemeinen abweichenden Sekundärstrahlung, die in doppelter Art entstehen kann: entweder wird in dem betreffenden Volumelement bzw. in den dazugehörigen Atomen und Elektronen durch die primäre Strahlung eine neue Strahlung erregt, deren Entstehungsort die getroffene Materie ist. (Wahre Sekundärstrahlung). Oder es wird die Primärstrahlung in ihren Eigenschaften geändert und weist nach Wechselwirkung mit der Materie andere Bewegungsrichtung, Geschwindigkeit usw. auf. (Streustrahlung). In beiden Fällen kann die im getroffenen Volumelement wirklich oder scheinbar entstandene Strahlung in bezug auf ihre neue Richtung und neuen Eigenschaften von der Natur und den Eigenschaften des „Sekundärstrahlers“ abhängen.

Infolgedessen ist die praktische Entscheidung, ob eine wahre Sekundärstrahlung oder eine gestreute Strahlung vorliegt, in vielen Fällen sehr schwierig. Denn die drei Kriterien der wahren Sekundärstrahlung (d. i. Richtungsänderung, Qualitätsänderung, Abhängigkeit beider von der Natur des Strahlers) treffen auch für Streustrahlung zu. In jenen Fällen also, wo die Sekundärstrahlung von gleicher Art ist wie die primäre (von α -Strahlung ausgelöste sekundäre α -Strahlung, von β -Strahlung ausgelöste sekundäre β -Strahlung, von γ -Strahlung ausgelöste sekundäre γ -Strahlung) kann nur die quantitative Übereinstimmung des Experimentes mit den sei es den Streuvorgang, sei es den Sekundärstrahlungsvorgang betreffenden Forde-

rungen der Theorie einigermaßen Aufklärung schaffen; dieser Ausweg ist aber insofern mißlich, als die Theorie gewisse Voraussetzungen über die Wechselwirkung von Strahlung und Materie machen muß, deren Richtigkeit eben erst durch das Zutreffen im Experiment bestätigt werden soll.

Als wahre Sekundärstrahlung kann aber immer jene aufgefaßt werden, die aus Strahlung ganz anderer Art entstanden ist, also γ -Strahlung, die von primärer α - oder β -Strahlung erregt wurde, oder β -Strahlung, die von α - oder γ -Strahlung ausgelöst wurde u. dgl. mehr.

In allen Fällen handelt es sich um Volumeffekte; die Intensität der Sekundärstrahlung nimmt mit wachsender Schichtdicke so lange zu, bis die Mehrerzeugung von Sekundärstrahlung kompensiert wird durch die Schwächung der primären Energie infolge Absorption, um von da an je nach der Beobachtungsrichtung entweder konstant zu bleiben („Eintrittsstrahlung“, Winkel zwischen Primärstrahl und Beobachtungsrichtung 180°) oder wieder abzunehmen („Austrittsstrahlung“, Winkel zwischen Primärstrahl und Beobachtungsrichtung 0°). Die Abhängigkeit der Intensität und ihrer Verteilung vom Material des Strahlers läßt sich nicht in eine allgemeine Regel bringen. Nähere und spezielle Angaben wird man finden in den Artikeln „Streuung“ und „Fluoreszenzstrahlung“.

Im folgenden sind die von den drei Strahlungsgattungen erregbaren Sekundärstrahlen (im weiteren Sinne) zusammengestellt.

Es erregen primäre α -Strahlen (s. d.):

1. Positive Korpuskularstrahlen (Streuung).
2. In Wasserstoff oder wasserstoffhaltigen Substanzen eine positive Korpuskularstrahlung mit bis 4mal vergrößerter Reichweite (H-Strahlen, (s. d.).
3. Auch aus wasserstoff-freien Substanzen werden H-Teilchen ausgelöst; sie entsprechen den bei der Atomkernzertrümmerung (s. d.) frei gemachten Wasserstoffkernen (Protonen).
4. Eine negative Korpuskularstrahlung, bestehend aus relativ langsam bewegten Elektronen (δ -Strahlen, s. d.).
5. Eine elektromagnetische γ -Strahlung, die sehr schwach und daher schwer zu beobachten ist und wahrscheinlich einer charakteristischen Strahlung der getroffenen Elemente entspricht.

Es erregen primäre β -Strahlen (s. d.):

1. Eine negative Korpuskularstrahlung (Streuung).
2. γ -Strahlung verschiedener Härte, von denen eine weiche Type der charakteristischen L-Serie der Elemente entspricht.

Es erregen primäre γ -Strahlen (s. d.):

1. Negative Korpuskularstrahlung mit Geschwindigkeiten, die diejenige der β -Strahlung erreichen, welche zugleich mit dem primären γ -Strahl vom Präparat entsendet werden. Sie entsprechen einestheils den photoelektrisch aus der Atomhülle ausgelösten Elektronen, andernteils dem beim Prozeß der γ -Streuung (s. d.) mit Impuls beteiligten „Streu- oder Comtonelektronen“. Auf erstere wird die ganze Energie der γ -Strahlung übertragen, auf letztere nur ein Teil. Erstere rekrutieren sich aus den an den Atomkern stark gebundenen, letztere aus freien Elektronen.
2. Eine γ -Strahlung, die zum Teil der das Photoelektron (s. o.) begleitenden Fluoreszenzstrahlung, zum Teil einem gestreuten und dabei je nach dem Streuwinkel in der Wellenlänge ver-

minderten Anteil entspricht. Erstere Qualität hängt wesentlich vom getroffenen Atom, letztere wesentlich von der Primärqualität und vom Streuwinkel ab. *K. W. F. Kohlrausch.*

Sekunde (Akustik) s. Intervall.

Sekunde = dem 86400sten Teil eines mittleren Sonnentages s. Zeit.

Selbständige Gasentladung. Da der elektrische Strom in der Bewegung von elektrischen Ladungen (Ionen) besteht und in normalen Gasen solche Ladungen nicht vorhanden sind, müssen sie durch irgendwelche Mittel im Gas erzeugt oder in das Gas befördert werden, ehe ein elektrischer Strom durch das Gas zu fließen vermag. Bei der selbständigen Gasentladung sorgt das den elektrischen Strom bewirkende Feld selbst für den Ersatz der vom Strom an die Elektroden geführten, also verbrauchten Ladungen durch neue. Die selbständige Gasentladung ist also im Gegensatz zur unselbständigen (s. d.) von der Ionenerzeugung durch äußere Energiequellen unabhängig, sobald sie erst einmal entstanden ist. Um entstehen zu können, bedarf auch sie äußerer Ionisatoren. Jede selbständige Gasentladung wird durch eine unselbständige Gasentladung eingeleitet. Denn das Mittel zur Erzeugung neuer Ionen ist der Stoß schon vorhandener Ionen auf die Gasmoleküle und ihre Zerlegung.

Theoretisch erscheint es auch möglich, ein elektrisches Feld so stark zu machen, daß es die elektrischen Ladungen eines neutralen Moleküls auseinanderreißt, praktisch ist das bisher noch nie gelungen, weil es unmöglich ist, Gase völlig ionenfrei zu machen und die stets vorhandenen Ionen schon bei sehr viel geringeren Feldstärken eine Entladung hervorrufen.

Da zur Ionisierung eines Moleküles oder Atomes ein bestimmter Energieaufwand nötig ist, für den die Ionisierungsspannung (s. Elektronenstoß) ein Maß bildet, ist die selbständige Entladung nur möglich, solange eine bestimmte Spannung mindestens zwischen den Elektroden vorhanden ist. Sie heißt Mindestspannung und hängt von der Entladungsart, Gasart, dem Elektrodenabstand und vielen anderen Variablen ab. Ferner müssen sowohl die positiven wie die negativen Ionen durch Stoß ionisieren, da sonst die Entladung zur einen Elektrode wandert und erlischt.

Die selbständigen Entladungen werden in die Glimmentladung (s. d.), die Lichtbogenentladung (s. Lichtbogen) und die Funkenentladung (s. d.) eingeteilt (s. auch Unselbständige Gasentladung).

Güntherschulze.

Näheres s. Geiger u. Scheel, Handb. d. Phys. Bd. XIV. Julius Springer, Berlin 1927.

Selbstentmagnetisierung s. Entmagnetisierungsfaktor.

Selbstentzündung s. Zündpunkt.

Selbsterregung. Man versteht hierunter die Eigenschaft der Gleichstromgeneratoren, deren induzierendes Magnetfeld durch Elektromagnete erzeugt wird, sich bei Einhaltung der Umdrehungszahl, für die sie entworfen sind, vom spannungs- und stromlosen Zustand der Ruhe aus selbst das induzierende Magnetfeld zu schaffen, das ihrer Klemmenspannung entspricht. Es ist das Verdienst Werner v. Siemens, die Bedingungen hierfür im Jahre 1866 klar erkannt und veröffentlicht zu haben, während die Selbsterregung an sich wohl schon wesentlich früher (1854) von Sören Hjorth

entdeckt wurde. Der Inhalt des von Siemens angegebenen sog. dynamo-elektrischen Prinzips ist kurz folgender: Die mit voller Umdrehungszahl laufende Maschine erzeugt zunächst in dem stets vorhandenen remanenten Felde ihrer Elektromagnete eine kleine Spannung an den Bürsten ihres Kommutators. Diese Spannung wird benutzt, um durch die Wicklung der Elektromagnete einen zunächst schwachen Strom zu schicken, der das remanente Feld verstärkt. Hierdurch steigt wiederum die induzierte Spannung und damit auch der erregende Strom, bis schließlich erstere den gewünschten Wert erreicht. Hierfür müssen aber ganz bestimmte Werte nicht nur der Umdrehungszahl, sondern auch des Ohmschen Widerstandes der Magnetwicklung sowie der magnetischen Sättigung im Eisen eingehalten werden, da sonst der Vorgang leicht instabil wird, die Maschine z. B. bei Belastung sofort ihre Spannung wieder verliert, siehe „Leerlaufcharakteristik der Gleichstrommaschinen“.

Wird der gesamte, von der Maschine auch bei Belastung gelieferte Strom zur Felderregung benutzt, so nennt man dies Hauptstromerregung bzw., weil die Elektromagnetwicklung mit dem äußeren Stromverbraucher in Serie liegt, Serien-erregung. Diese Serien-Maschinen haben also bei offenem Verbraucherkreis nur remanente Spannung. Die Wicklung ihrer Elektromagnete besteht aus relativ wenigen Windungen dicken Drahtes, bei großen Leistungen aus Flachkupfer.

Ist die Magneterregung, unabhängig vom äußeren Stromkreis, mit beiden Wicklungsenden unmittelbar oder über einen Regulierwiderstand an die Bürsten angeschlossen, so erhält man die sog. Nebenschlußmaschine. Sie hat im Idealfall eine vom Nutzstrom in weiten Grenzen unabhängige Klemmenspannung, ihre Magnetwicklung besteht aus sehr vielen Windungen dünnen Drahtes.

Verwendet man, wie dies in der Praxis sehr häufig geschieht, beide Wicklungssysteme gleichzeitig, so erhält man die sog. Compound-Maschine, die nach Belieben für konstante oder mit der Last steigende oder fallende Spannung gebaut werden kann.

E. Rother.

Näheres s. Gisbert Kapp, Dynamomaschinen für Gleich- und Wechselstrom.

Selbsthärtende Siederöhre. Röntgenröhre für Zwecke der Tiefentherapie, abgekürzt in der medizinischen Literatur als S-H-S-Röhre bezeichnet. Sie stellt eine sehr hart gepumpte Ionenröhre (s. d.) mit Wintzschem Automaten (s. d.) und Siedekühlung (s. d.) der Antikathode dar. Sie arbeitet in der Weise, daß sie während des Betriebes in wenigen Minuten sich so weit härtet, daß der Wintzsch Automaten anspricht und die Röhre regeneriert, worauf sich die Röhre von neuem härtet. So ergibt sich ein zwar streng genommen inkonstanter aber im Mittel gleichförmiger Betrieb ohne besondere Wartung. Röhren dieser Art sind für Scheitelspannungen von 170 bis 180 kV bei Röhrenströmen von 2 bis 2½ mA geeignet.

Behnken.

Selbstinduktion s. Spule.

Selbstpotential ist ein anderer Ausdruck für Selbstinduktivität, das elektrodynamische Potential eines Körpers auf sich selbst (s. d.). *R. Jaeger.*

Selbstsperrung durch Haftreibung. Vgl. auch den Artikel Reibung zwischen festen Körpern. Bei einem System von zwei oder mehr festen Körpern,

das sich unter der Wirkung einer bestimmten Belastung im Gleichgewicht befindet, hat die Haftreibung in den Berührungsflächen eine gewisse, von den Normalspannungen und von den Reibungskoeffizienten abhängige Größe. Ein mechanisches System heißt gegenüber einer bestimmten Art von Lasten *selbstsperrend*, wenn das Gleichgewicht des Systems auch noch bei beliebiger Vergrößerung der am System angreifenden äußeren Kräfte, z. B. auf das n -fache ihres früheren Betrags erhalten bleibt, da die „sperrenden“ Haftreibungskräfte in gleichem Maße anwachsen. Erteilt man einem mechanischen System, in dem Reibungskräfte wirken, eine kleine virtuelle Verschiebung und berechnet man einerseits die Verschiebungsarbeit der Belastung A_P und andererseits die virtuelle Arbeit der Reibungskräfte A_R , so ist das System dann selbstsperrend, wenn für jede mögliche Verschiebung $A_R > A_P$ ist. In einem selbstsperrenden System muß man also bei jeder Verschiebung noch eine gewisse Arbeit $(A_R - A_P) > 0$ leisten. Ist dagegen $A_R < A_P$, so genügt die Haftreibung nicht allein, um das System zu sperren. In diesem Falle werden die Reibungskräfte überwunden und es tritt Gleiten ein, wobei das System entsprechend der Arbeitsdifferenz $(A_P - A_R) > 0$ beschleunigt wird.

Ein Beispiel eines selbstsperrenden mechanischen Systems ist z. B. ein Körper unter Schwerkraft auf einer schiefen Ebene, deren Neigung gegen die Horizontale kleiner ist, als der Reibungswinkel für die betreffenden Materialien. Weitere Beispiele für die Selbstsperrung durch Haftreibung findet man in den Lehrbüchern der technischen Mechanik.

F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Taschenbuch „Hütte“, I. Bd., 1925, Reibung an Getrieben, S. 284 u. f.

Selected Areas. Da man, sobald die schwachen Sterne einbegriffen werden, nicht den ganzen Himmel durchbeobachten kann, hat Kapteyn 206 über den Himmel gleichmäßig verteilte Felder von je 75' Durchmesser ausgewählt, in denen die Helligkeiten, Sternzahlen, Eigenbewegungen, Spektra, Radialgeschwindigkeiten, Parallaxen bis zu möglichst schwachen Sternen untersucht werden sollen. Die ausgewählten Felder liegen: je 1 an den Polen, je 6 bei $\pm 75^\circ$ Deklination, je 12 bei $\pm 60^\circ$, je 24 bei $\pm 45^\circ$, $\pm 30^\circ$, $\pm 15^\circ$ und 0° .

Bottlinger.

Selektive Reflexion des Schalles s. Echo.

Selektiver Verstärker (elektr. Ströme) s. Hochfrequenzverstärker und Zwischenfrequenzverstärker.

Selektivität s. Abstimmbarkeit und Störungsfreiheit.

Selenzelle. Apparat zur Ausnutzung der Lichtempfindlichkeit des Selens zur Aufzeichnung von Lichtwirkungen. Die graue oder auch metallische Selen genannte Modifikation des Selens hat eine merkliche Leitfähigkeit, die bei Belichtung des Selens sehr stark zunimmt.

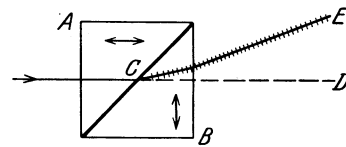
Die Selenzellen werden dadurch erhalten, daß dieses Selen, sowohl wegen seiner geringen Durchlässigkeit für Licht als auch wegen seines sehr hohen spezifischen Widerstandes, in möglichst dünner Schicht über zwei dicht nebeneinander auf eine Glimmerplatte gewickelte dünne Platindrähte gestrichen wird, so daß es eine leitende Verbindung zwischen den beiden Drähten bildet. Für den technischen Gebrauch werden diese Zellen vielfach in ein evakuiertes Gefäß eingeschlossen. Der Widerstand der unbelichteten Selenzelle ist von der

Größenordnung 10000—100000 Ω . Durch starke Belichtung läßt er sich bis auf $1/100$ seines Wertes herabdrücken. Anfangs ist die Widerstandsverminderung proportional der Wurzel aus der Lichtstärke. Später nähert sich der Widerstand mit zunehmender Lichtstärke einem unteren Grenzwert. Zeitlich folgt auf eine sehr rasche eine langsame erst nach Stunden den Endwert erreichende Widerstandsabnahme. Erhöhung der Temperatur verringert die Empfindlichkeit. Bei 200°C , dem Umwandlungspunkte des Selens, verschwindet sie. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt bei rotem Licht bei etwa $0,7 \mu$ Wellenlänge.

In der letzten Zeit sind die Selenzellen durch die photoelektrischen Zellen zurückgedrängt worden.
Güntherschulze.

Semipermeable Wand s. Osmotischer Druck.

Sénarmont-Prisma. Wie aus der Figur ersichtlich, besteht dieses doppelbrechende, meist aus Kalkspat angefertigte Prisma aus zwei zusammengeklebten Stücken mit verschiedener Achsenrichtung. Die optische Achse liegt in den Prismen A und B



Sénarmont-Prisma.

parallel den eingezeichneten Pfeilen. Ein Strahl natürlichen Lichtes wird somit bei C in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen zerlegt. Der ordentliche D geht ungebrochen und unzerstreut hindurch, während der außerordentliche nach E abgelenkt wird. Der elektrische Vektor schwingt für D senkrecht zur Zeichnungsebene, für E in ihr. Soll das Prisma zur Erzeugung linear polarisierten Lichtes dienen, so benutzt man gewöhnlich nur den ordentlichen Strahl D und blendet den farbig zerstreuten, außerordentlichen Strahl E ab.

Schönrock.

Sender-Einrichtungen. Anordnungen zur Erzeugung von Hochfrequenzenergie und ihrer Beeinflussung im Rhythmus der Signale oder der Sprache. Die Sender-Einrichtung umfaßt die Maschinenanlage zur Erzeugung der den eigentlichen Hochfrequenzgenerator beherrschenden Ströme, den Hochfrequenzgenerator und das Antennensystem.

A. Meißner.

Senderöhre, Röhre für Gas- oder Vakuumentladung zur Erzeugung von ungedämpften elektrischen Schwingungen (s. Röhrensender) und zwar insbesondere Gas- oder Vakuumröhre mit Hilfselektrode (Gitter, Netz, Sonde usw. genannt), von prinzipiell derselben Art, wie sie zur Verstärkung von Wechselströmen dienen (s. Verstärkeröhre), jedoch in der Rückkoppelungsschaltung verwendet (S. Strauß, A. Meißner). Zur Erzeugung von Schwingungen ist es notwendig, einen schwingungsfähigen Kreis definierter Frequenz so in den Anodenkreis der Röhre zu schalten, daß er bei Vorhandensein eines Wechselstromes aus ihr Leistung erhält, also z. B. in der sog. Schwungradschaltung. Diese besteht darin, daß Kapazität C, Selbstinduktion L und Widerstand R in Serie zu einem Kreise geschlossen sind und Anode und Kathode an zwei Punkten der Selbstinduktion, eventuell den Enden angelegt sind (Näheres unten). Mit der Röhre und

dem Schwungradkreis in Serie liegt eine Batterie von einigen Volt bis zu mehreren Tausend Volt Spannung, je nach der gewünschten Leistung; die Batterie kann auch in einem Parallelzweig zur Röhre bzw. zum Kreis liegen, jedoch muß dann der Gleichstrom durch einen Sperrkondensator im Kreis, der Schwingungsstrom durch eine Selbstinduktion in der Batterieleitung vor Kurzschluß bewahrt werden. Wird nun z. B. durch Einschalten der Batterie der Kreis angestoßen, so würde er in einer gedämpften Schwingung abklingen. Diese Schwingungen können aber zum Ansteigen und kontinuierlichen Weiterbestehen gebracht werden, wenn dem Gitterkreis ein kleiner Betrag ihrer Energie zugeführt, dadurch in der Röhre infolge ihrer Verstärkereigenschaft vervielfacht und wieder an den Kreis abgegeben wird, der wieder einen kleinen Teil dem Gitterkreis zuführt usw. Die Zuführung vom Schwingungskreis an den Gitterkreis heißt „Rückkoppelung“. Die Rückkoppelung kann am einfachsten induktiv entweder durch eine zwischen Gitter und Kathode liegende Spule oder aber einen abgestimmten Kreis geschehen. Ebenso kann für die Rückkoppelung zum Schwungradkreis ein dritter Parallelzweig gebaut werden, an den das Gitter angeschlossen ist. Schließlich kann als ein Teil dieses dritten Zweiges die Kapazität Gitter-Anode, als anderer eine Gitterspule oder ein Gitterkreis dienen. Die Rückkoppelung kann aber auch durch direkte Verbindung des Gitters mit einem Punkte richtiger Phase und Amplitude des Schwingungskreises selbst hergestellt werden (Einkreisschaltung, Spannungsteilerschaltung). Bedingung ist bei allen Rückkoppelungsschaltungen, daß die Wechselspannung Kathode-Gitter gegen die Kathode-Anode um 180° verschoben ist, damit die im Kreis vorhandene und die aus der Röhre hinzukommende Energie in der Phase zusammenpassen. Diese Phasenbedingung muß durch entsprechende Zusammensetzung der Zweige aus Kondensatoren und Spulen, ferner ihre Abmessung sowie durch den Koppelungssinn der Spulen erfüllt werden.

Die quantitativen Verhältnisse sind von der Entladungsform abhängig. Augenblicklich überwiegend verbreitet ist die Glühkathoden-Hochvakuumröhre mit Gitter; doch sind auch Glühkathodenröhren mit Glimmlicht (Liebenröhre) oder Glimmlichtröhren mit kalter Kathode, sowie Lichtbögen, sämtlich mit Steuergitter, verwendbar. Nur für die Eingitter-Hochvakuumröhre mit ihren klaren Strom-Spannungsbeziehungen ist die Theorie quantitativ durchgeführt. Für alle Entladungsarten läßt sich die „Grenzurückkoppelung“, d. h. die mindestens zum Entstehen der kleinsten Amplitude notwendige angeben, da die Stromspannungs-

gleichung stets als $i_A = \frac{e_g}{K_1} + \frac{e_A}{K_2}$ dargestellt werden kann (i_A = Anodenstrom, e_g = Gitterspannung, e_A = Anodenspannung, und zwar sämtlich Wechselstromgrößen). Stellt die Rückkoppelung k das Verhältnis der Wechselspannungen e_g zu e_A vor, ferner L' den zwischen Anoden- und Kathodenpunkt liegenden Selbstinduktionsteil, $C'R$ die resultierende Kapazität der übrigen Kreisteile, so ergibt eine einfache Rechnung die Grenzurückkoppelung: $k = \frac{K_1 C'R}{L'} - \frac{K_1}{K_2}$

die für die dem $e^{\frac{3}{2}}$ -Gesetz folgende Hochvakuumröhre mit Glühkathode in die Gleichung

$$k = - \frac{2KC'R}{3L' \sqrt{E_g + DE_A}} - D$$

übergeht (E_g und E_A bedeuten Gitter- und Anodengleichspannung, D und K siehe Verstärkerröhre). Zum weiteren Ansteigen der Schwingungen muß die Rückkoppelung dann vergrößert werden.

Bei der Hochvakuumröhre lassen sich Leistung und Wirkungsgrad leicht angeben. Der Sättigungsstrom sei I_s ; dann kann die Amplitude eines sinusförmigen Stromes höchstens gleich $\frac{I_s}{2}$ sein. Die am Kreis und damit auch an der Anode entstehende Spannung darf, da im Augenblicke größten Stromes die Gesamtspannung am kleinsten ist, nicht unter einen gewissen positiven Wert, die Restspannung E_R heruntergehen, der jedoch klein gegen E_A gemacht werden kann, so daß die maximale Spannungsamplitude fast gleich E_A wird. Daraus ergibt sich die Kreisleistung: $N = \frac{I_s E_A}{4}$, die also für Sinusform die maximal mögliche ist. Sie kann natürlich nur dann entstehen, wenn der Strom $\frac{I_s}{2}$ am Schwungrad-

kreis gerade die Spannung E_A hervorruft; hierzu muß: $\frac{L'}{C'R} = \frac{2E_A}{I_s}$ sein, was man bei gegebenen L, C, R, I_s und E_A nur durch richtige Wahl von L' erreichen kann. Da bei obiger Kreisleistung die Röhre den mittleren Gleichstrom $\frac{I_s}{2}$ führt, ist die aufgewendete Leistung $\frac{E_A I_s}{2}$, d. h. der Wirkungsgrad $\eta = 50\%$, ebenfalls der maximal mögliche bei Sinusform. Der Wirkungsgrad läßt sich durch Abweichung von der Sinusform bedeutend verbessern, und zwar durch Herbeiführung mäanderförmiger Kurven (H. Rukop) für Strom und Spannung, oder aber durch kurze Stromstöße von etwa $\frac{1}{4}$ Periode Dauer, wobei während $\frac{3}{4}$ Periode der Strom Null ist (W. Schottky), wozu starke negative Gittergleichspannung erforderlich ist, die entweder durch eine Batterie, Maschine und dgl. oder durch einen vom Gitterstrom durchflossenen hohen Widerstand in der Gitterleitung geliefert wird. Durch diese beiden Diagramme sind Wirkungsgrade bis 90% erreicht worden. Einen relativ guten Wirkungsgrad (ca. 70%), der für Röhren kleiner und mittlerer Leistung (< 1 kW) genügt und nur einfache Schaltungen verlangt, erhält man durch das Diagramm des kleinen Ruhestromes, in dem dieser ein Zehntel bis etwa ein Sechstel des Sättigungsstromes beträgt (H. Rukop). Die Leistungen in den genannten Diagrammen sind verschieden; bei dem letzteren erhält man etwa $0,25 E_A I_s$, bei dem Mäanderdiagramm bis $0,40 E_A I_s$, bei dem Stromstoßdiagramm etwa $0,15$ bis $0,20 E_A I_s$.

Der äußere Widerstand $\frac{L'}{C'R}$ ist stets gleich dem Verhältnis von notwendiger Spannung zu notwendigem Strom zu wählen, was keineswegs etwa gleich dem inneren Widerstand der Röhre ist. Hierin zeigt die Röhre ein absonderliches Verhalten, das durch ihre eingegrenzten Ströme und Spannungen sowie durch das Nebeneinanderbestehen eines Gleichstrom- und eines Wechselstromvorganges zu erklären ist. Auch darf der äußere Widerstand nicht etwa zur Erreichung eines guten

Wirkungsgrades groß gegen den inneren gemacht werden. Überhaupt ist der innere Widerstand der Röhre im Selbsterregungszustande verschieden definierbar, da er erstens während jeder Periode schwankt, zweitens auch infolge der Rückkoppelung als negativ betrachtet werden kann.

Die Senderöhren bis zu ca. 5 kW Leistung pro Stück haben fast immer Kolben aus Glas und Anoden aus Tantal, Wolfram, Molybdän, Eisen, Nickel, Chrom oder den Legierungen letzterer. Für große Leistungen (10 kW und darüber) verwendet man die sog. Wasserkühlröhren, d. h. Röhren, deren Anoden gleichzeitig einen Teil des Kolbens bilden und durch strömendes Wasser gekühlt werden. Die wasser- und gasdicht mit dem Glaskolben verschmolzenen Anoden bestehen aus Kupfer oder aus Eisen-Chrom-Nickel-Legierungen.

Als Senderöhren kann man neben der rückgekoppelten Eingitterröhre auch noch andere Hochvakuum-Röhrentypen bezeichnen, wie: Dynatron, Negatron, Habannröhre, Raumladungsgitterröhre (s. d.). Ebenso lassen sich Gas- und Dampfentladungsröhren negativer Charakteristik (s. d.) hier anführen.

Näheres s. J. Zenneck u. H. Rukop, Lehrb. d. Drahtl. Telegr. u. Teleph., VI. Aufl.

Senke s. Quelle.

Senkungskurve s. Staukurve.

Senkungswelle s. Hebungswelle.

Senkwaage s. Aräometer.

Sensibel s. Sensibilität.

Sensibilisation, photochemische. Körper, die innerhalb eines gewissen Spektralgebietes lichtempfindlich sind, lassen sich häufig auch für einen anderen Wellenlängenbereich empfindlich machen (sensibilisieren), wenn man ihnen Stoffe zusetzt, die diese anderen Wellen absorbieren. Derartige Zusatzstoffe nannte man früher optische Sensibilisatoren, jetzt gewöhnlich kurz Sensibilisatoren. Außer den Fällen, in denen der zugefügte Stoff eine Verbindung mit dem umzusetzenden Körper eingehen kann, ist eine Reihe von Fällen bekannt, in denen der Sensibilisator während der Lichtreaktion unverändert bleibt, während ein großer Teil des andern Körpers umgesetzt wird.

Beispiele derartiger Sensibilisationen, die in allen drei Aggregatzuständen vorkommen, sind die Sensibilisierung photographischer Bromsilberplatten für rotes, gelbes und grünes Licht durch gewisse zugesetzte Farbstoffe, die Assimilation der Kohlensäure in den Blättern unter Mitwirkung des Chlorophylls, die Ozonzersetzung in blauem Licht bei Zusatz von Bromdampf.

Nach der Quantentheorie muß man sich vorstellen, daß der Sensibilisator ein Strahlungsquant $h\nu$ absorbiert, es vollständig und ohne Strahlung an die Molekel des lichtempfindlichen Stoffes weitergibt und so die Zersetzung dieser Molekel bewirkt. Nach Abgabe des Quants steht der Sensibilisator chemisch unverändert für neue Absorptionsarbeit zur Verfügung.

Neben dieser Sensibilisation definierte man früher eine chemische Sensibilisation, die darin bestehen sollte, daß ein Stoff A, der zu einem andern Stoff B zugefügt wurde, die Lichtempfindlichkeit von B hervorrief oder erhöhte, ohne die spektrale Absorption von B zu ändern. Alle in neuerer Zeit untersuchten derartigen Fälle haben gezeigt, daß es sich hierbei um Akzeptorwirkungen

handelt, daß also A dazu dient, eines der bei der Belichtung von B entstandenen Primärprodukte zu binden und so die Rekombination zum ursprünglichen B zu verhindern.

W. Noddack.
Sensibilisation photographischer Schichten. Die gewöhnliche Bromsilberschicht ist nur für blaues Licht von ca. 460 m μ ab lichtempfindlich. Durch Adsorption gewisser Farbstoffe an das Bromsilber gelingt es jedoch, Bromsilber für Licht aller Farben des Spektrums empfindlich zu machen, d. h. zu sensibilisieren. Schichten, die für grün-gelb sensibilisiert sind, heißen orthochromatisch, solche die für Licht aller Farben empfindlich sind, panchromatisch. Über Farbstoffsensibilisatoren und deren Handhabung vgl. Pinahandbuch, J. G. Farbenindustrie, Werk Höchst a. M. *Meidinger.*

Sensibilisierte Fluoreszenz s. Fluoreszenz.

Sensibilität. Explosivstoffe sind gegen äußere Einwirkungen mannigfacher Art empfindlich (sensibel). Die explosive Reaktion (s. Explosion) ist durch Zündung d. h. durch Zufuhr einer gewissen Einleitungsenergie auszulösen. Alle Eigenschaften eines explosiblen Systems, die eine Auslösung der explosiven Reaktion durch äußere Einwirkung ermöglichen, faßt man zusammen mit der Bezeichnung Sensibilität (Empfindlichkeit). Der Betrag der zur Auslösung erforderlichen Einleitungsenergie ist ein Maß für den Sensibilitätsgrad.

Den Sensibilitätsgrad fester Explosivstoffe bestimmt man z. B., indem man am Fallhammer die kleinste Schlagarbeit ermittelt, die noch eben die Explosion einzuleiten vermag (Schlagzündung, Perkussionszündung). Man mißt so den Grad der Schlagempfindlichkeit. Im allgemeinen läßt man ein in Schienen geführtes Fallgewicht von 2 oder 10 kg gegen einen Stahlstempel fallen, der 0,05—0,1 g des in dünner Schicht auf einem Stahlambos ausgebreiteten Explosivstoffes bedeckt.

Schlagempfindlichkeit einiger Explosivstoffe.

Bezeichnung	Fallhöhe in cm	
	2 kg Fallgewicht	10 kg Fallgewicht
Sicherheitssprengstoffe	über 100	—
Schwarzpulver	über 60	16
Pikrinsäure	60	20
Schießbaumwolle	10	4
Gurdynamit	5	3
Knallquecksilber	2	—

Entsprechend bestimmt man die Sensibilität bei Funkenzündung durch wohldefinierte Funken, oder die Empfindlichkeit gegen Flammenzündung, oder Initialzündung (s. Initialwelle) usw. Auch eine Reibungsprobe im unglasierten Porzellanmörser von 10 cm Durchmesser oder eine Beschußprobe dienen zur Prüfung der Empfindlichkeit.

Der Sensibilitätsgrad eines bestimmten Systems ist abhängig von der Form, in der Einleitungsenergie zugeführt wird. Z. B. ist ein schlagempfindliches System nicht notwendig auch flammenempfindlich, und in manchen Fällen ist Sensibilität nur bei Initialzündung (s. d.) festgestellt worden. Ordnet man Explosivstoffe nach ihrem relativen Sensibilitätsgrad, so fällt die Reihenfolge verschieden aus je nach der Zündart.

Der Sensibilitätsgrad hängt wesentlich ab von der chemischen Beschaffenheit des Systems. Gezwungene Bindungen wie die Azetylenbindung oder die Diazobindung geben besondere Veranlassung zur Sensibilität. Mit der Anzahl solcher Bindungen im Molekül nimmt die Sensibilität im allgemeinen zu (z. B. Mono-, Di-, Trinitro­körper).

Halogenstickstoff- und Diazoverbindungen sind hochsensibel und handhabungsunsicher. Einige Stoffe detonieren bei leisester Berührung. Von den in der Technik benutzbaren Explosivstoffen besitzen den höchsten Sensibilitätsgrad die Initialzündsätze (Knallquecksilber, Bleiazid). Sehr sensibel sind Dynamite, sehr wenig sensibel die Sicherheitssprengstoffe, und dazwischen steht die Mehrzahl der technisch benutzten Schieß- und Sprengstoffe.

Alkalimetalle bilden mit vielen Halogenverbindungen (z. B. mit CH_3Cl , CCl_4 , AgJ) oder Oxyden (HgO , festes CO_2) explosive Systeme von hoher Stoßempfindlichkeit. Kaliumnatrium vermag auch ein Gemisch von Ammonsulfat und Ammonsalpeter zur Detonation zu bringen.

Die Sensibilität hängt von der physikalischen Beschaffenheit des Systems, also z. B. vom Aggregatzustand, der physikalischen Struktur usw. ebenso wesentlich ab wie von der chemischen Zusammensetzung. Temperaturerhöhung erhöht mit der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit in der Regel auch die Sensibilität. Mit wachsender Dichte bzw. wachsendem Druck durchläuft die Sensibilität fester Sprengstoffe im allgemeinen ein Maximum. Fortgesetzte Druckerhöhung bringt zuweilen die Sensibilität ganz zum Verschwinden. Scharfkantige Zusätze (Glaspulver) erhöhen, Öle und Kautschuk und dergleichen vermindern die Sensibilität.

R. Wendlandt.

Vgl. H. Kast, Spreng- u. Zündstoffe 1921.

Sensitive Flamme s. Schallempfindliche Flamme.

Sensitometrie photographischer Schichten. Um die Eigenschaften eines photographischen Materials beurteilen zu können, ist vor allem die Kenntnis von Empfindlichkeit und Gradation notwendig. Die Verfahren zur Ermittlung dieser Eigenschaften faßt man unter dem Begriff Sensitometrie zusammen. Unter Empfindlichkeit versteht man im allgemeinen den Schwellenwert, d. h. die Lichtmenge, durch die eben eine mit dem Auge erkennbare Schwärzung hervorgerufen wird. Mit dieser Schwellenwertangabe ist jedoch die Empfindlichkeit eines photographischen Materials noch nicht erschöpfend definiert. Es ist vielmehr noch die Gradation d. i. der Anstieg der Schwärzungen mit der Belichtung zu berücksichtigen. Denn von zwei Platten mit gleicher Schwelle und verschiedener Gradation gilt diejenige mit dem steileren Anstieg, d. h. mit der steileren Gradation als empfindlicher. Die Gradation und Schwelle ist aus der Schwärzungskurve (s. d.) ersichtlich. Das Ziel der Sensitometrie ist also die Ermittlung der Schwärzungskurve. Dies geschieht durch Belichten von Plattenstreifen usw. mit 1. Sensitometern mit stufenförmiger Belichtungsveränderung: Maschinelle Einrichtungen (Hurter und Driffield, Scheiner-System), Kopiersensitometer (Chapman-Jones, Warnerke), Röhrensensitometer (Eder, Luther, Scheffer), 2. Sensitometern mit keilförmiger Belichtungsveränderung: Nur Kopiersensitometer (Eder-Hecht Schwärzungskeil, Goldberg-Keil). Alle diese vorstehend angegebenen technischen Methoden ergeben

nur relativ vergleichbare Werte. Absolute Werte ergibt allein die wissenschaftliche Methode: Durch manuelle Operationen herbeigeführte stufenförmige Belichtung mit konstanter, im absoluten Maß gemessener spektralreiner Energiequelle (vgl. Photographie, Arbeitsmethoden). Evtl. auftretender Schleier darf nicht durch einfaches Abziehen der Schleierschwärzung von allen gemessenen Schwärzungen korrigiert werden (vgl. Schleier). Weiterhin sind die Abweichungen vom Reziprozitätsgesetz (vgl. Schwarzschildeffekt) bei der Sensitometrie zu beachten. Man vermeidet diesen Fehler, indem man die Energie der Lichtquelle konstant hält und nur die Zeit variiert. Da jedoch für die Ermittlung der gesamten Schwärzungskurve die aufgesandte Energie im Verhältnis 1:10⁶ variiert werden muß, ist diese Methode nur bei wissenschaftlichen Arbeiten möglich und für die Technik unbrauchbar. — Hurter und Driffield-System (H- und D-System): Lichtquelle und Entwickler sind möglichst genau definiert. Die stufenförmige Belichtung geschieht, indem eine Metallscheibe, aus der ein stufenförmiger Sektor ausgeschnitten ist, vor einem Plattenstreifen rotiert. Durch den Sektorausschnitt fällt das Licht auf den Platten-, Film- usw. -Streifen. Um die Gestalt der Schwärzungskurve möglichst zahlenmäßig definieren zu können, werden die Begriffe Inertia- und γ -Wert eingeführt. Die Inertia ist der Wert, den man auf der Abszisse der Schwärzungskurve abliest, wenn man den geraden (mittleren) Teil der Schwärzungskurve nach unten verlängert und mit der Abszisse zum Schnitt bringt. Damit wird bis zu einem gewissen Grade Schwellenwert und Gradation (vgl. oben) definiert. Der Tangens des Winkels, den die Inertialinie mit der Abszisse bildet, ist der γ -Wert. Er ist ein Maß für die Entwicklung, da er sehr mit der Entwicklungsdauer variiert. Das Scheiner-system ist ganz analog dem H-D-System, doch begnügt man sich hier mit der Angabe des Schwellenwertes (Scheinergrade). Für schnelle Vergleichsmessungen sind die keilförmigen Kopiersensitometer von Eder-Hecht und Goldberg sehr geeignet. Doch ist hier die Aufnahme der S-Kurve etwas erschwert. Hierfür sind die Röhrensensitometer von Vorteil. Diese bestehen aus einem System von Röhren, die auf einer Seite — an der die Platte usw. anliegt — offen und auf der anderen (Licht-)Seite mit verschiedenen genau definierten kreisrunden Öffnungen versehen sind. Eine besondere Stellung nimmt die Detailplatte von Goldberg ein. Sie besteht aus zwei kreuzweise übereinandergelegten Schwärzungskeilen, von denen der eine durchlöchert ist. Kopiert man unter dieser Detailplatte eine photographische Schicht, so kann man aus der Kopie die Schwärzungskurve abschätzen und zwar mit dem Vorteil, daß man hier die Arbeitsweise der Platte in den einzelnen Schwärzungsgebieten besser beurteilen kann. Denn man sieht hier nicht Schwärzungen, sondern Schwärzungsdifferenzen.

Meißner.

Näheres s. Gehrcke, Handb. d. phys. Optik, Kap. Die Bromsilberplatte. J. A. Barth, Leipzig 1927. Dort weitere Literatur.

Septime s. Intervall.

Serie s. Serienspektren.

Serienfunkenstrecke. Hintereinanderschaltung von Funkenstrecken, insbesondere zur Erzielung von guter Löschwirkung (s. Löschfunken).

A. Meißner.

Seriengrenze s. Serienspektren.

Serienmotor s. Elektromotoren; Selbsterregung.
Serienspektren. In Linienspektren (s. Spektrum) lassen sich häufig gesetzmäßig zusammengehörige Linien auffinden, die man als Serien von Spektrallinien bezeichnet. Der einfachste Fall eines Serienspektrums liegt beim sog. Balmer'schen Spektrum des Wasserstoffs vor, wo im sichtbaren Spektralbereich eine Serie beginnt, die durch die Formel

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{N}{2^2} - \frac{N}{m^2}$$

darstellbar ist. Dabei bedeutet λ die Wellenlänge. N ist eine Konstante mit dem Wert 109677, wenn λ in cm gemessen wird und m ist eine ganze Zahl, die alle Werte größer als 2 annehmen kann. Das Spektrum hat ein Aussehen wie in der Figur an-

H_α	H_β	H_γ	H_δ		Serien- grenze
------------	-----------	------------	------------	--	-------------------

gedeutet. Der Wert $m = 3$ liefert die Linie H_α , die im Rot liegt; für $m = 4$ folgt die Linie H_β im Blaugrün, dann H_γ und H_δ im Violett, während die folgenden Linien nicht mehr im sichtbaren Spektralbereich liegen. Je nach den Erzeugungsbedingungen kann man mehr oder weniger der höheren Serienglieder bekommen. Besonders in Sternspektren kennen wir sehr viele Glieder der Wasserstoffserie. Mit zunehmender Ordnungszahl m rücken die Linien immer dichter zusammen und nähern sich mehr und mehr der Grenze für $m = \infty$, der Seriengrenze.

Beim Wasserstoff kennen wir noch zwei weitere Serien, die sog. Lyman-Serie, nach ihrem Entdecker bezeichnet, die im Ultraviolett liegt und durch die Formel

$$\nu = N \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

dargestellt wird, wo N dieselbe Bedeutung hat wie oben und m mit dem Wert 2 beginnt und die, ebenfalls nach ihrem Entdecker bezeichnete Paschen-Serie im Ultrarot

$$\nu = N \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

wo m mit dem Wert 4 beginnt.

Diese Serienlinien des Wasserstoffs erweisen sich übrigens bei genauerer Untersuchung nicht als einfache Linien, sondern als sehr enge Linienpaare (Dubletts).

Außer beim Wasserstoff sind nun bei vielen anderen Elementen Serien in den Spektren nachgewiesen worden. Diesen Nachweis verdanken wir Kayser und Runge einerseits und Rydberg andererseits. Insbesondere treten solche Serien auf bei den Alkalien und Erdalkalien, aber auch in anderen Elementen sind sie nachzuweisen. Allen diesen Serien ist gemeinsam, daß sie sich wie die Balmer'sche des Wasserstoffs als Differenz von zwei Termen darstellen lassen, von denen der erste konstant, der zweite variabel ist. Die Terme haben nach Rydberg angenähert die Form

$$\frac{N}{(m+a)^2},$$

wo N wieder den Wert wie beim Wasserstoff hat und als Rydbergsche Konstante bezeichnet wird, m eine ganze oder halbe Zahl ist, die im konstanten Term einen festen Wert hat und im variablen um je eine Einheit fortschreitet und wo a eine Konstante

ist, die für das betreffende Element und die betreffende Serie charakteristisch ist.

Nach der Bohrschen Theorie der Serienspektren stellen die Terme im wesentlichen die Energien dar, die das Atom des betreffenden Elementes bei verschiedenen möglichen Zuständen enthält. Beim Übergang von einem dieser Energieniveaus in ein anderes wird eine bestimmte Spektrallinie von der Schwingungszahl ν ausgestrahlt nach der Beziehung

$$W_a - W_e = h \cdot \nu.$$

Darin bedeutet W_a die Energie des Anfangszustandes, W_e die des Endzustandes des Atoms. h ist eine Konstante vom Betrage

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27},$$

wenn die Energien in Erg die Schwingungszahlen in reziproken Sekunden gemessen werden. Man bezeichnet diese Konstante, die in der neueren Atomtheorie von grundlegender Bedeutung ist, als Plancksches Wirkungsquantum. In manchen Serien tritt statt der Rydbergkonstante N der vierfache oder neunfache Wert $4N$ oder $9N$ auf, was nach der Theorie davon herrührt, daß die Kernladung mit dem doppelten oder dreifachen Wert wirkt. Das ist der Fall bei einfach oder zweifach ionisierten Atomen, bei denen also eine oder zwei äußere Elektronen abgespalten sind; weil diese Erscheinung besonders bei der Lichterregung im Funken auftritt, bezeichnet man die Spektren solcher ionisierter Atome als Funkenspektren, während man die dem gewöhnlichen neutralen Atom entsprechenden als Bogenspektren nach ihrer wichtigsten Anregungsart bezeichnet. Auch noch höhere Anregungsstufen sind möglich.

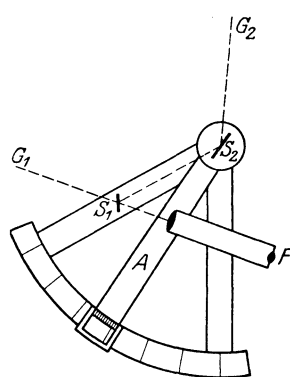
Nach dieser Theorie sind die Terme der Serienspektren wichtige Charakteristika für die möglichen Zustände eines Atoms, so daß die Bestimmung dieser Terme in den Spektren der Elemente von großer Bedeutung geworden ist.

Jeder solche Term enthält also eine Zahl, durch deren Veränderung die verschiedenen Linien der Serie entstehen, und die Konstanten, die für das emittierende Atom und die emittierte Serie charakteristisch sind. Man unterscheidet p-Terme (die variablen Terme der sog. Haupt- oder Prinzipalserie) d-Terme (diejenigen der I. oder diffusen Nebenserie), s-Terme (diejenigen der II. oder scharfen Nebenserie) und f-Terme (die der Bergmann- oder Fundamentalserie). Außerdem kommen noch sog. Überbergmannterme vor, die man als g, h usw. bezeichnet. In der Schreibweise der Serientheorie schreibt man einen solchen Hauptserienterm in der Form $m p$, wo m die variable Laufzahl und p die für die Serie und das Atom charakteristische Funktion darstellt. Entsprechend wird ein Term der zweiten Nebenserie als $m s$ geschrieben usw. In den konstanten Termen der betreffenden Serien tritt dann für das variable m eine bestimmte Zahl ein. Die folgende Zusammenstellung liefert die unmittelbar verständliche Darstellung der verschiedenen Serien:

- Hauptserie $\nu_p = 1s - m p$ $m = 2, 3, 4 \dots$
 - I. Nebenserie $\nu_d = 2p - m d$ $m = 3, 4, 5 \dots$
 - II. Nebenserie $\nu_s = 2p - m s$ $m = 2, 3, 4 \dots$
 - Bergmannserie $\nu_f = 3d - m f$ $m = 4, 5, 6 \dots$
- Man sieht aus dieser Darstellung daß die Seriengrenzen (für $m = \infty$) für die I. und II. Nebenserie zusammenfallen. Sie liegen bei $2p$. Die Grenze der Hauptserie liegt bei $1s$, die der Bergmannserie bei $3d$. Bei vielen Serien sind die einzelnen Terme

nicht einfach, sondern mehrfach; nur der Term der II. Nebenserie scheint immer einfach zu sein. Ist etwa der Hauptserienterm doppelt, so daß wir ihn in der Form $m p_j$ ($j = 1, 2$) schreiben können, so werden z. B. die Linien der II. Nebenserie Dubletts mit konstanten Schwingungsdifferenzen. Ist er dreifach ($j = 0, 1, 2$), so treten Triplets auf. Durch Kombinationen mehrerer Terme untereinander können Liniengebilde mit vielen Linien entstehen, die man als Multipletts zu bezeichnen pflegt. Der Erforschung der hier möglichen Termkombinationen, die zu ganz bestimmten Auswahlregeln geführt hat, und die Entwirrung vieler linienreicher Spektre ermöglichte, ist ein großer Teil der modernen Spektralforschung gewidmet worden. *L. Grebe.* Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinie. 4. Aufl. Braunschweig 1924.

Sextant. Kleines astronomisches und geodätisches Meßinstrument, das keiner Aufstellung bedarf, sondern in der Hand gehalten wird und deswegen auf Reisen und Expeditionen zu rohen Messungen noch jetzt Verwendung findet. Der Sextant besteht aus dem sechsten Teil eines geteilten Kreises (s.



Sextant.

Figur), an dessen Endpunkten zwei radiale Arme sitzen. Auf dem einen Arm sitzt ein kleines Fernrohr *F* fest, auf dem anderen ein Spiegel *S*₁, der einen vom Kreismittelpunkt kommenden Lichtstrahl in das Fernrohr wirft, aber nur das halbe Objektiv bedeckt. Ein dritter radialer Arm, die Alhidade *A*, ist beweglich und besitzt im Mittelpunkt einen radialen Spiegel *S*₂, am äußeren Ende einen Nonius zur Ablesung der Kreisteilung. Man kann auf diese Weise zwei um einen gewissen Winkel voneinander entfernte Objekte im Gesichtsfeld zur Deckung bringen. Von *G*₁ kommt der direkte Strahl durch die eine Objektivhälfte ins Fernrohr, von *G*₂ über *S*₂*S*₁, und die andere Objektivhälfte. Die abgelesenen Winkel sind zu verdoppeln. Das Messungsbereich liegt zwischen 0° (Stellung der Alhidade bei dem Fernrohrarm) und 120° (Stellung der Alhidade beim Spiegel *S*₁).

Hat man einen Vollkreis anstatt des 60° Bogens und eine nach beiden Seiten verlängerte Alhidade mit zwei Nonien, so entsteht der Prismenkreis, mit dem man die Exzentrizitätsfehler vermeidet.

Böttlinger.

Sexte s. Intervall.

Siacci'sche Funktionen s. Flugbahnrechnung. **Sicherheit, Sicherheitskoeffizient** s. Festigkeitsberechnung.

Sicherheits Sprengstoffe s. Schlagwetter.

Sicherungen dienen in der Installationstechnik zur Begrenzung der Stromstärke. Sie müssen so beschaffen sein, daß beim Ansprechen kein Lichtbogen stehen bleiben kann. In der Regel bestehen sie aus einem Schmelzdraht aus Silber, der in einem mit Sand gefüllten Hohlraum einer Patrone aus Porzellan oder Steatit untergebracht ist. Diese Patronen, die oft auch mehrere Schmelzdrähte enthalten, werden durch Schraubenfassungen in

einen Sockel eingesetzt. Sie haben am Fuß eine Paßschraube, durch die eine Verwechslung der Sicherungen für verschiedene Stromstärken unmöglich gemacht wird. Auf der Vorderseite tragen die Patronen ein farbiges Kennplättchen, welches beim Durchschmelzen abfällt.

In der Hochspannungstechnik werden Sicherungen nur für kleine Leistungen verwandt. Sie dienen oft zum Schutz von Stromwandlern und anderen Instrumenten. Der Silberdraht ist meist in einem Porzellanrohr ausgespannt.

In der Fernmeldetechnik verwendet man als Stromsicherungen oft Lötstellen aus leicht schmelzbarem Metall, die durch eine Feder gespannt sind, so daß sie beim Weichwerden sofort auseinandergezogen werden. Als Schutz gegen Überspannungen benutzt man luftleer gepumpte Glasrohre in denen zwei Elektroden (Metallstreifen oder Kohleelektroden) nahe gegenüberstehen (Blitzschutzsicherung). Die Ansprechspannung solcher Sicherungen beträgt etwa 300 Volt. Sie kann durch Elektroden aus Kaliumamalgam und durch Füllung mit Argon bis auf 80 Volt erniedrigt werden.

K. Pohlhausen.

Sichtbarer Energiestrom s. Energetisch-photometrische Beziehungen, Gleichung 3); ferner Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, A.

Sichtbarkeitskoeffizient für die Wellenlänge größter Empfindlichkeit s. Äquivalent des Lichtes, mechanisches, ferner Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 1.

Sickerströmung s. Grundwasserbewegung.

Siderischer Monat s. Monat.

Siderosphäre heißt der Eisenkern der Erde, der sich von etwa 2900 km Tiefe bis zum Erdmittelpunkt erstreckt und ein spezifisches Gewicht von etwa 8 hat. Er enthält wahrscheinlich entsprechend dem Meteoreisen 6—10% Nickel. *Siderophil* heißen diejenigen Elemente, die bei der Abkühlung der Erde zum größten Teil in der sich absondernden Eisenschmelze verblieben sind. Dies sind z. B. Kobalt, Molybdän, Platin, Iridium, Kohlenstoff u. a. (Vgl. Lithosphäre, Chalkosphäre.) *Günther.* Näheres s. V. M. Goldschmidt, Ztschr. f. Elektrochemie 28, 411—421, 1922.

Siderostat, eine etwas einfachere Form des Zölostaten (s. d.).

Böttlinger.

Sidoblende. Zuerst von Sidot durch Sublimation im Vakuum hergestellte hexagonale Modifikation von ZnS (Sphalerit), die durch lebhaftes Lumineszenzfähigkeit ausgezeichnet ist. Diese verdankt sie allerdings, wie später festgestellt wurde, spurenweisen Verunreinigungen mit anderen Metallen (Cu usw.), während die Kristallform keine wesentliche Rolle zu spielen scheint: der reguläre Wurtzit unterscheidet sich in seiner Phosphoreszenz nicht merklich von der hexagonalen Blende (vgl. Phosphore). *P. Pringsheim.*

Siebkette. Eine Siebkette ist ein Kettenleiter (s. d.), der nur Ströme und Spannungen innerhalb eines vorher bestimmten Frequenzintervalles passieren läßt, alle anderen dagegen bei hinreichender Gliedzahl abdämpft.

Die einfachste Siebkette besitzt als „Reihenwiderstände“ eine Selbstinduktion *L* in Serie mit einer Kapazität *c*, als Ableitung eine Kapazität *C* (Fig. 1). Es ist also

$$\Re = j \left(L \omega - \frac{1}{c \omega} \right); \quad \Im = j \omega C$$

Für Dämpfung δ und Fortpflanzungsgeschwindigkeit v erhält man hieraus die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \cos \delta \cos v &= 1 + \frac{1}{2} \frac{C}{c} - \frac{\omega^2 LC}{2} \\ \sin \delta \sin v &= 0 \end{aligned}$$

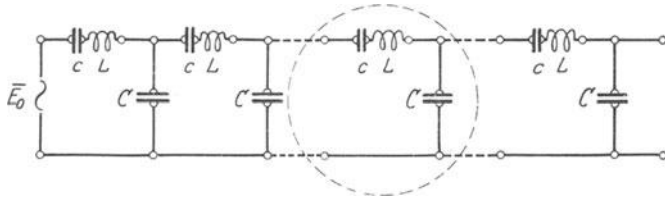


Fig. 1. Siebkette erster Art.

Die von der Siebkette hindurchgelassenen Frequenzen folgen also nach

$$\frac{C}{c} \leq \omega^2 LC \leq \frac{C}{c} + 4$$

Für großes $\frac{C}{c}$ beschränkt sich die Durchlässigkeit auf die Umgebung der Hauptfrequenz (Fig. 2)

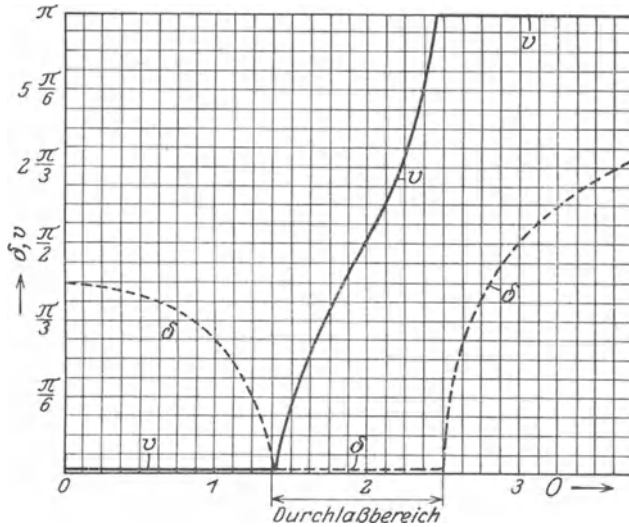


Fig. 2. Verlauf von Dämpfung und Phasenwinkel für eine Siebkette.

$$\omega_h = \sqrt{\frac{1}{cL}}$$

innerhalb der „Maschenweite“

$$m = 2 \sqrt{\frac{c}{C}} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Als Grenzfälle von Siebketten können Spulenleitungen ($c = 0$) aufgefaßt werden (s. d.).

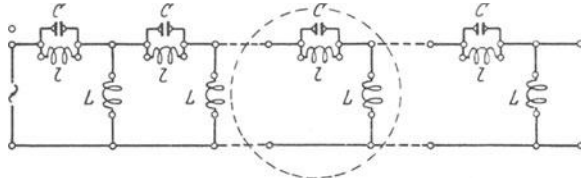


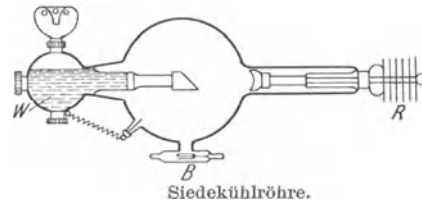
Fig. 3. Wellenschlucker.

Die Umkehrung des Siebkettenprinzips liefert den sog. Wellenschlucker (Fig. 3), welcher innerhalb eines vorgegebenen Frequenzbereiches alle ein-

tretenden Wellen nahezu vernichtet, aber alle Wellen außerhalb dieses Bereiches passieren läßt. Siebketten finden u. a. Verwendung bei Mehrfachtelegraphie längs Leitungen. F. Ollendorff. Näheres s. Pierre David, Les filtres electriques. Paris 1926.

Siedeapparat s. Bäder konstanter Temperatur.

Siedekühlröhre. Röntgenröhre, bei welcher die Antikathode durch siedendes Wasser gekühlt wird. Wegen der beträchtlichen Verdampfungswärme des Wassers ist eine solche Kühlung sehr wirksam. Die Konstruktion einer Siedekühlröhre zeigt die untenstehende Figur. Der



eigentümlich geformte Metallaufsatz auf dem Siedegefäß soll einmal das Herausspritzen des Wassers beim Sieden verhüten, zweitens einen Teil des entstehenden Dampfes kondensieren, und drittens als Trichter beim Einfüllen des Wassers dienen. Das Innere der hohlen Antikathode ist zur Vermeidung des Siedeverzuges mit Glasperlen gefüllt, die durch eine geschlitzte Siebtrommel vor dem Herausfallen bewahrt werden. Siedekühlung wird sowohl bei Ionenröhren (s. d.) wie bei Elektronenröhren (s. d.) angewandt. Behnken.

Siedepunkt einer Substanz heißt diejenige Temperatur, bei der unter gegebenem Druck die Umwandlung des flüssigen in den dampfförmigen Aggregatzustand erfolgt. Diese ist leicht experimentell festzustellen, da die Temperatur einer siedenden Flüssigkeit sich infolge der Verdampfungswärme nicht bei Wärmezufuhr ändert, solange der äußere Druck konstant bleibt.

Der Siedepunkt ist vom Druck stark abhängig, und zwar um so stärker, je geringer der Druck selbst ist. Als normale Siedetemperatur bezeichnet man diejenige Temperatur, welche sich einstellt, wenn die Flüssigkeit unter dem Druck einer Atmosphäre siedet. — Mit dem Siedepunkt identisch ist der Kondensationspunkt, der als diejenige Temperatur definiert ist, bei der sich ein Dampf unter gegebenem Druck zu Flüssigkeit kondensiert.

Die Methoden zur Bestimmung des Siedepunktes sind verschiedenartig und richten sich nach dem Temperaturbereich. Bei genauen Messungen ist es nur unter besonderen Vorsichtsmaßregeln statthaft, das Thermometer in die siedende Flüssigkeit einzuführen, da diese oft Überhitzungen oder Siedevorzüge aufweist. Man mißt des-

halb im allgemeinen die Temperatur des aus der Flüssigkeit aufsteigenden gesättigten Dampfes, und zwar in der sog. dynamischen Methode dadurch, daß

ein kontinuierlicher Dampfstrom an dem Thermometer vorüberstreicht, wobei der Druck, unter dem das Sieden stattfindet, primär festgelegt wird. In gewissem Gegensatz hierzu steht die sog. statische Methode, bei der in einem Kölbchen eingeschlossene Flüssigkeit in ein Bad konstanter Temperatur gebracht und der Druck des gesättigten Dampfes gemessen wird, der über der Flüssigkeit ruht. — Die dynamische Methode ist für Siedetemperaturen oberhalb Zimmertemperatur, die statische Methode für Siedetemperaturen unterhalb Zimmertemperatur besonders geeignet.

Der wichtigste Siedepunkt ist der normale Siedepunkt des Wassers, als einer der beiden thermometrischen Fundamentalepunkte. Wegen der hohen Verdampfungswärme des Wassers, die bei 100° etwa 540 cal pro Gramm beträgt, ist die Temperatur des Wasserdampfes wenig gegen Störungen thermischer Art empfindlich.

Für die Fixierung der Temperaturskala sind ferner folgende normale Siedepunkte von Wichtigkeit:

Helium . . .	— 268,9	Sauerstoff . .	— 183,00
Wasserstoff .	— 252,8	Naphthalin .	+ 217,96
Stickstoff . .	— 195,8	Benzophenon .	+ 305,9
Argon . . .	— 185,7	Schwefel . .	+ 444,60

Über die Abhängigkeit des Siedepunktes vom Druck s. Dampfdruck.

Im Papinschen Topf erzielt man eine höhere als die normale Siedetemperatur des Wassers dadurch, daß die sich bildenden Dämpfe durch einen gut schließenden Deckel am Entweichen verhindert werden. Sie erhöhen den Druck über der Flüssigkeit, bis das Sicherheitsventil anspricht. Man erreicht auf diese Weise leicht eine Siedetemperatur von 110° (0,4 Atm. Überdruck).

Ist die Flüssigkeit nicht rein, sondern ein Stoff in ihr gelöst enthalten, so wird der Siedepunkt ebenfalls heraufgesetzt. Die Siedepunktserhöhung beträgt für den Fall, daß 1 g Substanz vom Molekulargewicht M in 1000 g Lösungsmittel gelöst ist und keine Dissoziation eintritt,

$$t = 0,00198 T^2 \frac{1}{\varrho M} \text{ Grad.}$$

Hierin bedeutet T die absolute Siedetemperatur und ϱ die Verdampfungswärme des Lösungsmittels.

Henning.

Siedepunktserhöhung s. Gefrierpunktserniedrigung.

Siedethermometer (auch Hypsothermometer genannt) sind Quecksilberthermometer, welche nur einen beschränkten Meßbereich zwischen etwa 90° und 102° umfassen, in diesem Intervall aber eine sehr weite Teilung in zehntel oder gar hundertstel Grade tragen. Man ermittelt mit ihnen, beispielsweise auf Forschungsreisen, den genauen Siedepunkt des Wassers an einem Orte und findet hieraus mit Hilfe von Tabellen den dort herrschenden Luftdruck, aus welchem man wiederum die Höhenlage des Ortes berechnen kann. Um den Gebrauch der Tabellen zu vermeiden, bringt man auf den Thermometern statt der Temperaturteilung vielfach nur eine Teilung nach Millimeter Luftdruck an. S. auch Schweremessungen.

Scheel.

Siedeverzug. Das Vorhandensein oder Fehlen von Gas in einer Flüssigkeit hat einen entscheidenden Einfluß auf deren Siedetemperatur, weshalb die Temperatur zur Definition des Siedepunktes (s. d.) nicht brauchbar ist. Die Entstehung von

Dampfblasen in einer erhitzten Flüssigkeit verzögert sich sehr stark, wenn sie kein Gas enthält und sich in einem Gefäß befindet, an dessen Wänden sie stark adhäsiert. Die Temperatur kann dann weit über den normalen Siedepunkt steigen, ohne daß ein Sieden der Flüssigkeit eintritt; beginnt dieses aber schließlich, so geschieht es plötzlich und stürmisch unter starkem Stoßen. Eine höchste Temperatur, unter der Wasser bei Atmosphärendruck bestehen kann ohne zu sieden, ist nicht bekannt, jedoch ist es schon gelungen, Wassertropfen, die auf einem Gemisch von Nelken- und Leinöl schwimmen, auf 180°C zu bringen. *v. Staal.*

Siegbahnspektrograph. Vgl. Röntgenspektrometrie und Vakuumspektrograph nach Siegbahn.

Siemens-Einheit. Erste brauchbare empirische Widerstandseinheit, die auch dem heute gebräuchlichen Internationalen Ohm zugrunde liegt. Die von Werner Siemens vorgeschlagene SE. ist gleich dem elektrischen Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 m Länge und einem qcm Querschnitt bei 0°C. (Vgl. Quecksilbernormale des Widerstandes.) Das in Paris 1884 angenommene „*Legale Ohm*“ wurde zu 1,06 SE. festgesetzt, während das jetzige *Internationale Ohm* praktisch gleich 1,063 SE. zu setzen ist. *W. Jaeger.*

Signalgeräte, optische, dienen zur Nachrichtenübermittlung durch Geben von Lichtzeichen (z. B. nach dem Morsesystem) auf große Entfernungen. Die für Verwendung von Sonnenlicht eingerichteten Geräte, sog. Heliographen (s. d.), enthalten als optisches System meist zwei Planspiegel mit einer Dioptrienrichtung. Künstliche Lichtquellen wie Petroleumflammen, Azetylenflammen, durch Azetylen-Sauerstoffflammen erhitzte Glühplättchen aus Thoriumoxyd, elektrische Glühlampen oder Bogenlampen werden im Brennpunkt von Scheinwerferspiegeln (s. d.) oder Linsen angeordnet. Als optisches Signalgerät ohne eigene Lichtquelle kann der Tripelspiegel (s. d.) Verwendung finden. Um Lichtzeichen geben zu können, muß er vom Empfänger aus mittels eines Heliographen oder Scheinwerfers angeleuchtet werden.

Das Unterbrechen des Lichtkegels kann durch Jalousieblenden, Abschlußtüren, durch Einschalten von Blenden zwischen Lichtkegel und Spiegel, bzw. Linse oder durch Stromunterbrechung bei elektrischen Glühlampen geschehen. Das Richten des Signalgerätes auf den Empfänger, der meist durch ein Fernrohr die Lichtblitze beobachtet, geschieht mittels eines Richtfernrohres, dessen optische Achse zur Achse des Signalgerätes mit Hilfe eines Tripelstreifens (s. d.) parallel gestellt wird.

Es ist auch bereits versucht worden, den Beobachter durch ein Empfangsgerät, bestehend aus einem Scheinwerferspiegel mit einer in seinem Brennpunkt angeordneten lichtelektrischen Zelle, zu ersetzen. In diesem Zusammenhang soll kurz auf die Lichttelephonie hingewiesen werden. Leitet man über den leuchtenden Glühfaden eines Glühlämpchens im Brennpunkt des Sendegerätes die Wechselströme eines Mikrophons, so können die entsprechenden Intensitätsschwankungen des ausgesandten Lichtbündels in einem Empfangsgerät mit einer empfindlichen Selenzelle im Brennpunkt wieder in entsprechende Stromschwankungen umgesetzt werden. Mittels elektrischer Verstärkungsrichtungen ist man schließlich imstande, diese verstärkten Wechselströme durch ein Hörrohr in akustische Schwingungen umzuwandeln. Auf diese Weise ist es also möglich, das gesprochene Wort mit Hilfe des Lichtbündels eines optischen Signalgerätes zu übertragen. Die Reichweite dürfte jedoch bis jetzt nur einige Kilometer betragen.

Außerdem wurde versucht die optische Nachrichtenübermittlung mit unsichtbaren Strahlen zu bewerkstelligen.

Die Bestimmung von Streuung und Lichtstärke der Signalgeräte geschieht wie bei Scheinwerfern (s. d.). Bei 10 cm Durchmesser des austretenden Strahlbüschels und mittlerer Luftdurchsichtigkeit werden bei Tage etwa folgende Reichweiten erzielt:

Lichtquelle:	Reichweite:
Petroleum	1,6 km
Azetylen	2,0 „
Elektrisches Glühlicht	8 0 „
Glühkörper mit Azetylen-Sauerstoff- flamme	18,0 „
Bogenlicht	25,0 „
Sonnenlicht (b. Heliographen)	60,0 „

Für künstliche Lichtquellen steigen bei Nacht die Reichweiten ca. auf das Dreifache an. *Hartinger*. Näheres s. Carl Zeiß, Druckschriften T 850, 147, 141 und E. Ruhmer, Das Selen, 1902. C. A. Sonnefeld, Die Hohlspiegel, Berlin 1925, Union Deutsche Verlagsanstalt.

Silberbestimmung in photographischen Schichten.

Das Silber in unentwickelten Schichten wird am zweckmäßigsten nach der Methode von Eggert bestimmt: Das Halogensilber wird mit einem gemessenen Überschuß von Zyankalium ausfixiert und das nicht zum Komplexion gebundene CN' mit gestellter Silbernitratlösung unter Verwendung einer Jodkalium-Ammoniak-Lösung als Indikator zurücktitriert. — Das entwickelte Silber oder das Silber des latenten Bildes wird nach der Methode von Volhardt (Rhodanammium und Eisenoxydammoniak als Indikator) bestimmt, nachdem die Gelatine der abgeschabten Schicht durch Natronlauge zerstört, das Silber abfiltriert und in Salpetersäure gelöst ist. *Meidinger*.

Literatur: J. Eggert, Ztschr. f. wiss. Phot. 22, 209, 1923. J. Eggert u. W. Meidinger, Phot. Ind. S. 647, 1927. J. Eggert u. W. Noddack, Ztschr. f. Physik 20, 303, 1923; Nr. 5.

Silberkeimtheorie s. Latentes Bild.

Silbervoltmeter. Dieses Voltmeter ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil es die eine der gesetzlichen elektrischen Grundeinheiten bildet, nämlich das Normal des internationalen Ampere, das dadurch definiert ist, daß von diesem Strom in der Sekunde 1,11800 mg Silber abgeschieden werden. Im deutschen Gesetz sind noch besondere Ausführungsbestimmungen für die Messung mit dem Silbervoltmeter angegeben. Das Silber wird in einem als Kathode dienenden Platintiegel ausgeschieden, der mit einer Lösung von 20—40 Teilen Silbernitrat in 100 Teilen Wasser gefüllt ist. Als Anode dient ein Stab aus reinem Silber. Durch ein unter den Stab gehängtes Glasgefäß oder in anderer Weise muß dafür gesorgt werden, daß von den Teilchen, die sich bei der Elektrolyse von der Anode lösen können, nichts auf den Boden des Tiegels fällt. Die Stromdichte soll an der Anode $\frac{1}{5}$, an der Kathode $\frac{1}{50}$ Ampere auf das Quadratcentimeter nicht überschreiten. Nach Beendigung der Elektrolyse wird die Lösung abgegossen, der Silberniederschlag mit destilliertem Wasser ausgewaschen und nach dem Trocknen gewogen. In der Praxis wird als Stromnormal der Kompensator benutzt, bei dem der Strom auf einen Normalwiderstand und die EMK eines Normalelements (Westonelement) zurückgeführt wird. Der Wert des Normalelements ist aber aus Messungen mit dem Silbervoltmeter abgeleitet (s. Stromnormal). *W. Jaeger*.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Silitwiderstände. Silit wird durch Zusammenschmelzen von Siliziumkarbid, freiem Silizium, Kohlenstoff und Ton in Stickstoff hergestellt, wobei die Menge des Tons im wesentlichen den Widerstand bestimmt. Silit dient zum Bau hochohmiger

Widerstände für Zwecke, bei denen es auf Konstanz des Absolutwertes nicht ankommt; als hauptsächlich Anwendungsgebiet kommen in Frage: Schutzwiderstände für Elektrometer, Spannungsteiler, Ableitungswiderstände in der elektrischen Schwingungstechnik und Heizwiderstände. Für direkte Meßzwecke sind Silitwiderstände, die meist als Stäbe von 0,5—5 cm Durchmesser handelsüblich sind, nicht zu verwenden. Das spez. Gewicht liegt zwischen 2,26 und 2,83. Der Temperaturkoeffizient ist negativ. Um bei dem Anschluß der Stäbe hohe Übergangswiderstände zu vermeiden, werden die Enden versilbert oder verkupfert. Gegen Eindringen von Feuchtigkeit dient ein Überzug von Paraffin, Wachs und ähnlichem. Der Widerstand von Silit ist spannungsabhängig. In vielen Fällen sinkt er mit steigender Spannung. Die angegebenen Ohmwerte gelten meist für etwa 120 Volt. Beim Einschalten stärkeren Belastungsstroms sinkt wegen des stark negativen Temperaturkoeffizienten der Widerstand zunächst stark ab. Der spez. Widerstand des Silit ist so verschieden, daß zahlenmäßige Angaben nicht gemacht werden können. Das Verhalten des Silit bei Hochfrequenz wurde untersucht von E. Alberti und A. Güntherschulze (Ztschr. f. techn. Phys. 6, 11, 1925).

R. Jaeger.

Siliziumdetektor. Apparat zum Nachweis elektrischer Hochfrequenzschwingungen. Ein Metalldraht berührt unter leichtem Druck die raue Oberfläche eines Stückes Silizium. An der Berührungsstelle besteht Ventilwirkung, wodurch die hochfrequenten Wechselströme zum Teil in Gleichstrom verwandelt werden. *Güntherschulze*.

Siliziumlegierungen s. Dynamostahl.

Siliziumwiderstände. Siliziumwiderstände bestehen aus einem metallischen, äußerst dünnen, glänzenden Siliziumspiegel auf Porzellan oder Geräteglas. Sie werden nach einer von Prof. Gerdien angegebenen, im Forschungslaboratorium der Siemenswerke entwickelten Methode durch thermische Zersetzung von Siliziumwasserstoff unter Ausschluß von Wasser und Sauerstoff gewonnen. Die Schwierigkeit der Herstellung besteht in der richtigen Wahl der Versuchsbedingungen. Viel leichter als den metallischen Spiegel erhält man einen amorphen Niederschlag. Der Temperaturkoeffizient ist je nach der Schichtdicke positiv oder negativ, er kann also bei entsprechender Schichtdicke auch null sein. Die Siliziumwiderstände lassen sich in der Größenordnung von 10^7 — 10^{11} Ohm herstellen. Des besseren Kontaktes wegen sind die Enden verkupfert; Kontaktschellen sind auf einer Unterlage von Stanniol aufgeklemt. Da die Widerstände bis zu 2—3 Volt spannungsunabhängig sind, können sie mit Vorteil zu Meßzwecken verwendet werden. Ihre zeitliche Konstanz ist bei Ausschluß von Feuchtigkeit gut. Um Oberflächenleitung zu vermeiden, können die Widerstände in Paraffin, Wachs, Pizein und dgl. eingebettet werden. Einen verbreiteten Verwendungszweck bieten sie bei der Messung von Ionen- oder Photoelektronenströmen, bei denen der zu messende Strom über einen Siliziumwiderstand geleitet wird, wobei parallel zu dem Widerstand mit einem Elektrometer oder einer Verstärkeranordnung die Spannung gemessen wird. Ein Vorzug, den die Siliziumwiderstände mit den Silitwiderständen gemein haben, ist ihre geringe Induktivität und Kapazität; eine Eigenschaft, die

für Hochfrequenzzwecke von Bedeutung sein kann. Die Siliziumwiderstände werden von der Siemens & Halske A.-G. hergestellt.

R. Jaeger.

Sima s. Isostasie.

Singen s. Verstärkerröhre.

Singende Flamme. Im Jahre 1777 wurde von Higgins beobachtet, daß eine in ein offenes, vertikal stehendes Rohr von unten hineingebrachte Wasserstofflampe in dem Rohr einen Ton erzeugt. Chladni zeigte dann, daß dieser Ton mit dem Grundtone eines gleich langen, beiderseits offenen Rohres übereinstimmt, wobei man natürlich die erhöhte Temperatur und außerdem nach Würschmidt die Anwesenheit der Verbrennungsprodukte zu berücksichtigen hat. Durch Abänderung der Größe der Flamme und ihrer Stellung in dem Rohre erhielt Chladni auch Obertöne, deren relative Lage zum Grundtone mit derjenigen der Obertöne einer offenen Pfeife (s. d.) übereinstimmt. Statt des Wasserstoffes kann man auch Leuchtgas nehmen. Durch Beobachten der Flamme im rotierenden Spiegel kam Wheatstone (ebenso wie Faraday) zu der Ansicht, daß die Entstehung des Tones auf periodisch erfolgende Explosionen des Gases zurückzuführen sei. Jedoch zeigte Toepler, daß die Flamme nie völlig erlischt, vielmehr während der Vibrationen aus einzelnen, voneinander getrennten Gasschichten besteht, die sich in periodischer Bewegung befinden. Sondhauf zeigte, daß auch die Gaszuleitungsröhre von Einfluß ist, was bezüglich der Entstehung des Tönens auf einen gewissen Zusammenhang mit den Spalttönen (s. d.) hinzudeuten scheint. Zweifellos ist die Ansicht von Terquem richtig, daß eine gegenseitige, sich rasch verstärkende Beeinflussung zwischen der Flamme und den Luftschwingungen im Rohre, etwa in der Art, wie zwischen den „weichen“ Zungen (s. d.) und den Luftschwingungen ihres Ansatzrohres, stattfindet. Lord Rayleigh hat gezeigt, daß die periodische Wärmezufuhr an die in dem Rohre enthaltene Luftsäule in geeigneter Phase erfolgen muß. Hiermit dürften auch die Beobachtungen von Sondhauf, daß die Länge des Gaszuführungsrohres von entscheidendem Einfluß sein kann, ihre Erklärung finden.

Solange sich die Flamme noch nicht in dem für die Tonerzeugung geeigneten Abstände von dem unteren Ende des Rohres befindet, brennt sie ruhig. Sobald die Röhre anspricht, zeigt die Flamme Einschnürungen und eine unregelmäßige Gestalt. Graf Schaffgotsch wies nach, daß die „stumme“ Flamme in einem Rohre sofort erregt wird, wenn in der Nähe des Rohres einer seiner Eigentöne angegeben wird. Während die Flamme singt, erregt ein Ton, der fast im Einklange mit ihr steht, Schwebungen (s. d.), die so heftig werden können, daß die Flamme erlischt.

Mehrere nebeneinander aufgestellte, in der Regel in konsonanten Intervallen abgestimmte singende Flammen bezeichnet man als chemische Harmonika oder auch als Gasharmonika.

Rijke brachte in einem vertikal stehenden Rohre in einer Entfernung von der unteren Öffnung, die ein Viertel Rohrlänge beträgt, Metallgaze an, die erhitzt wurde. Es entsteht dann ein Ton (Netzton), der sehr kräftig wird, wenn die Gaze dauernd durch einen elektrischen Strom geglüht wird. Der von der Gaze aufsteigende warme Luftstrom wird am Rohrende reflektiert, und die ein-

geleitete Schwingung wird erhalten bleiben, wenn die an der Gaze wieder ankommende Luft in einer geeigneten Schwingungsphase Wärme aufnimmt. Auch hierbei dürfte eine Art Selbstregulierung mitwirken. Die Einzelheiten des Vorganges sind aber noch nicht geklärt.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Singender Lichtbogen. Schaltet man parallel zu einer Bogenlampe mit Kohleelektroden, die mit Gleichstrom gespeist wird, eine Selbstinduktion in Serie mit einem Kondensator, so kann man elektrische Schwingungen erhalten. Da diese von ziemlich niedriger Frequenz sind, also im allgemeinen einen hörbaren Ton ergeben, so spricht man vom „singenden Lichtbogen“. Er ist zum ersten Male einwandfrei von Duddel (1900) hergestellt. In dem aus Lichtbogen, Selbstinduktion und Kapazität gebildeten Kreise entstehen elektrische Schwingungen, die sich im Lichtbogen dem Gleichstrom überlagern und entsprechende Temperaturschwankungen erzeugen. Die Temperaturschwankungen erzeugen ihrerseits in der umgebenden Luft Druckschwankungen und damit die hörbaren Töne. Selbstinduktion und Kapazität müssen sehr hohe Beträge haben. Die Weiterentwicklung des singenden Lichtbogens hat zur sprechenden Bogenlampe von Simon und zum Lichtbogensender von Poulsen geführt.

E. Alberti.

Näheres s. Zenneck-Rukop, Lehrb. d. drahtl. Telegr.

Singulett s. Serienspektren.

Sinusbedingung (Optik). Wenn bei einem optischen Instrument, das aus einer achsensymmetrischen Linsenfolge besteht, die sphärische Abweichung gehoben ist, d. h. ein Achsenpunkt O scharf abgebildet wird, so folgt daraus, wenigstens bei einer weiten Öffnung des abbildenden Bündels, noch nicht, daß auch ein Gesichtsfeld und sei es noch so klein, abgebildet wird. Hierfür hat E. Abbe 1873 die Bedingung angegeben:

$$\sin u' : \sin u = n/n' \beta = \text{const.} \quad (1)$$

Hier sind n, n' die Brechungsverhältnisse auf beiden Seiten der Folie, β die Gaußsche Vergrößerung im Punkte O; u, u' sind die Winkel, die die von O ausfahrenden Strahlen mit der Achse bilden; u ist von O bis zur halben Öffnung der Folie zu wählen; wenn dann die Gleichung (1) nicht erfüllt ist, so wird ein achsen senkrecht Linienstück in O mit Abweichungen von seiner eignen Größenordnung abgebildet, d. h. überhaupt nicht. Liegt O unendlich fern, so tritt an die Stelle von (1)

$$\sin u' : h = 1/f' = \text{const.}, \quad (1a)$$

hier ist h die Höhe, unter der ein Strahl einfällt, f' die hintere Brennweite.

Ist die sphärische Abweichung nicht ganz gehoben, so kann nur verlangt werden, daß die Abbildung für einen achsen nahen Punkt nicht schlechter ist als für einen Achsenpunkt, die Bedingung dafür ist 1919 von E. Lihotzky und F. Staebble abgeleitet worden, sie läßt sich schreiben:

$$\frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\sin u}{\sin u'} - 1 = \frac{f' - s'}{\xi'}. \quad (2)$$

Hier ist $f' - s'$ die sphärische Abweichung des von O unter dem Winkel u ausfahrenden Strahles, ξ' der Abstand des Achsenbildpunktes von der Austrittspille.

Für ein enges Bündel läßt sich aus (1) oder (2) die Summenformel der Koma ableiten (s. „sphärische Abweichung“).

Eine Verallgemeinerung der Sinusbedingung auf nicht achsensymmetrische Folgen sind die Kosinusgesetze (s. Kosinusbedingungen). *H. Boegehold.*

Sinusbussole. Ein Nadelgalvanometer (s. d.), das bei geringen Ansprüchen an die Genauigkeit zu absoluten Strommessungen benutzt werden kann. Die Stromspule ist um eine vertikale Achse drehbar und wird so eingestellt, daß sich die vom Strom abgelenkte Magnetnadel wieder wie bei der Ruhelage in der Windungsebene der Spule befindet. Der Drehungswinkel der Spule wird an einem Teilkreis abgelesen; die Stromstärke ist dann proportional dem Sinus des Drehungswinkels. Da die Nadel stets die gleiche Lage zur Spule hat, braucht wegen der Nadellänge keine Korrektur angebracht zu werden. *W. Jaeger.*

Sinuselektrometer (R. Kohlrausch). Ein nach dem Prinzip der Drehwaage (s. d.) konstruiertes Elektrometer mit horizontaler Nadel, bei dem der Ausschlag proportional dem Sinus der Spannung ist. *W. Jaeger.*

Sinusschwingung. Einen nach dem sog. Sinusgesetz verlaufenden Schwingungsvorgang, sei er mechanischer, elektrischer oder anderer Natur, nennt man eine „Sinusschwingung“. Zur Darstellung einer solchen Schwingung bedient man sich folgender, besonders in der Wechselstromtechnik viel benutzter Methode. Man stellt die Maximalamplitude der betrachteten Größe, z. B. des elektrischen Stromes, durch eine Strecke *A* dar, die man sich um einen Punkt *P* mit konstanter Winkelgeschwindigkeit in dem in der Fig. 1 angedeuteten Sinne gedreht denkt. Sei die Anfangslage (Zeit 0) der Strecke *A* bei dem Punkt 0

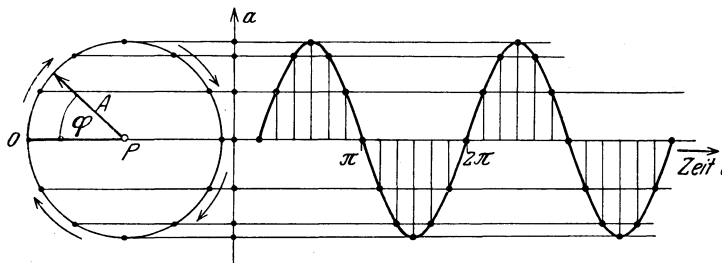


Fig. 1. Entstehung des Diagramms einer Sinusschwingung aus der Rotation der Strecke *A* um den Punkt *P*.

(links), projiziert man die Strecke *A* für 12 Punkte auf eine Vertikale, wie es in der Fig. 1 rechts gezeigt ist, und trägt die Projektionen in Funktion der Zeit auf, so erhält man eine der Drehung entsprechende periodische Schwingungslinie, die sich darstellen läßt durch die Gleichung

$$a = A \cdot \sin \varphi = A \sin 2\pi n t,$$

wobei φ den Drehwinkel der Strecke *a* bedeutet.

Da die Strecke bei jeder Umdrehung den Winkel 360° oder 2π beschreibt und sie in der Sekunde *n* Umdrehungen ausführen möge (*n* = Frequenz), so ist $2\pi n t$ der zur Zeit *t* beschriebene Winkel¹⁾. Diesen nennt man auch die „Phase“ der Schwingung. Statt im Bogenmaß kann man die Phase auch in Winkelgraden angeben:

$$\left(\pi = 180^\circ, \frac{\pi}{2} = 90^\circ \text{ usw.} \right) \cdot \omega = 2\pi n$$

heißt die Kreisfrequenz der Sinusschwingung.

¹⁾ Der Winkel 360° oder 2π wird in $\frac{1}{n}$ sec zurückgelegt, in 1 sec der Winkel $2\pi n$, in *t* sec also der Winkel $2\pi n t$.

Die in Fig. 1 gezeigte Schwingung stellt eine „ungedämpfte Sinusschwingung“ dar.

Eine gedämpfte Sinusschwingung wird dargestellt durch die Gleichung

$$a = A e^{-mt} \sin \varphi = A e^{-mt} \cdot \sin \omega t.$$

Ihre graphische Darstellung zeigt Fig. 2. Sie ergibt sich dadurch, daß die Amplitude, außer nach dem Sinusgesetz zu variieren, nach dem Exponentialgesetz abnimmt. Eine für die ganze

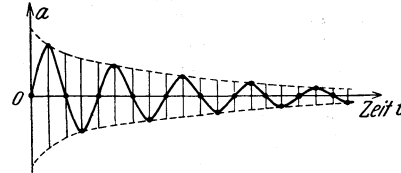


Fig. 2. Gedämpfte Sinusschwingung.

Schwingungsphysik (Akustik, Wechselstrom, elektrische Schwingungen) wichtige Operation ist die Analyse oder Zerlegung von komplizierten Schwingungsvorgängen in einzelne Sinusschwingungen, in die Grundschwingung und die Oberschwingungen nach einem zuerst von Fourier angegebenen mathematischen Verfahren. Bequeme Methoden für dieses Verfahren wurden ausgearbeitet von Fischer-Hinnen, Runge, Clifford-Finsterwalder u. a. *R. Jaeger.*

Siphonrekorder. Wellenschriftempfänger zum Aufzeichnen von Morsezeichen, besonders für Schnelltelegraphie, 1867 von Sir William Thomson angegeben.

Bei den älteren Ausführungsformen bewegt eine im Felde eines starken Elektromagneten befindliche Drehschule einen Hebelarm, an dessen Spitze ein Heberschreiber sitzt. Dieser schreibt auf einem entsprechend der Telegraphiergeschwindigkeit sich fortbewegenden Papierstreifen die Morsezeichen nieder. Bei den neueren Ausführungsformen ist an Stelle der Drehschule eine zylinderförmige Tauchspule getreten, die von einem radialen Magnetfeld durchsetzt wird. Das hat den Vorteil, daß ein viel

kleinerer Luftspalt und ein sehr kräftiges Magnetfeld mit verhältnismäßig kleinen magnetisierenden Kräften erzielt werden kann. Wenn der Elektromagnet erregt ist und die Signalströme die kleine zylinderförmige Spule durchfließen, so wird diese bewegt. Der Spulenrahmen ist an einem Arm befestigt, der an einem Ende von einer breiten Stahlfeder getragen wird und am anderen Ende die Schreibfeder hält. Wenn das Zeichen zu Ende ist, zieht die Blattfeder die Spule in ihre Anfangsstellung zurück. Spulenrahmen und Verbindungsarm sind aus dünnen Aluminiumblechstreifen, so daß durch das geringe Gewicht der beweglichen Teile die Empfindlichkeit und die Arbeitsgeschwindigkeit sehr groß werden. Die Leistung des Apparates beträgt etwa 200 Worte in der Minute, s. auch Drehschulenschnellschreiber. *E. Alberti.*

Näheres s. Weinberger, Proc. I. R. E. 9, 1921; Jahrb. d. drahtl. Tel. 20, 30, 1922.

Sirene ist ein Apparat zur Erzeugung von Tönen (richtiger Klängen), bei dem die Tonhöhe in einfacher Weise gemessen werden kann. Es gibt

zwei Haupttypen, die Zahnradsirene und die Lochsirene.

Die Zahnsirene (Savartsches Rad) besteht aus einem gezahnten Rad, gegen dessen Zähne man während der Rotation des Rades ein Kartenblatt schlagen läßt. Für Demonstrationszwecke befestigt man auf einer möglichst reibungslos gelagerten Welle mehrere Räder mit verschieden viel Zähnen und außerdem ein Schwungrad. Wird jetzt das Schwungrad wie ein Kreisel mit einer Schnur abgezogen, so hält die Rotation eine beträchtliche Zeit an, und man kann das Kartenblatt abwechselnd gegen die verschiedenen Räder halten. Die Schwingungszahlen der so entstehenden „Töne“ sind gleich dem Produkt aus der Zahl der Zähne des betreffenden Rades und der Rotationszahl pro Sekunde.

Die viel wichtigere Ausführungsform stellt die Lochsirene dar. Sie besteht in ihrer einfachsten Form (Seebeck) aus einer kreisrunden Scheibe aus beliebigem Material, in die ein oder mehrere konzentrische Löcherkreise eingestanz sind. Die Löcher eines Kreises müssen alle genau den gleichen Abstand voneinander haben. Während die Scheibe rotiert, bläst man durch eine kleine Röhre einen Luftstrom gegen einen Löcherkreis. So erhält man bei einer Umdrehung der Scheibe so viel einzelne Luftstöße, als sich Löcher in dem angeblasenen Kreise befinden, und zwar erfolgen die Luftstöße periodisch. Die so erzeugten Luftschwingungen sind aber nicht sinusförmig, sondern besitzen eine kompliziertere Form, deren Einzelheiten von der Form der Löcher, ihrem Abstände usw., abhängen.

In der Sirene von Cagniard De La Tour stehen sich zwei einander fast berührende Scheiben, von denen die untere fest und die obere drehbar ist, gegenüber. Die untere Scheibe bildet die Decke einer Metalldose (Windkasten), die mit einer Windlade in Verbindung steht. In beiden Scheiben befindet sich je ein Löcherkreis von gleichen Lochzahlen. Die Löcher stehen einander genau gegenüber, sind aber nicht senkrecht, sondern schief in die Scheiben eingebohrt, und zwar so, daß die schiefen Bohrungen in beiden Scheiben schräg gegeneinander gerichtet sind. Die durch die Löcher der unteren Scheibe hindurchgepreßte Luft stößt dann gegen die Wandungen der Löcher der oberen Scheibe und versetzt diese in Rotation. Ähnlich konstruiert sind die Dampfsirenen, die namentlich zur Signalgebung verwandt werden.

Dove konstruierte eine mehrstimmige Sirene, indem er in der eben beschriebenen Sirene mehrere konzentrische Löcherkreise mit verschiedenen Löcherzahlen anbrachte. Mittels einer einfachen Stellvorrichtung können die einzelnen Löcherkreise nach Belieben ein- oder ausgeschaltet werden.

Die Helmholtzsche Doppelsirene besteht im wesentlichen aus zwei Doveschen Sirenen, welche die gleiche Drehachse haben und bei denen der Windkasten der einen gegen den der anderen gedreht werden kann. Hierdurch können zwischen den Tönen, die von zwei gleichen Löcherkreisen der beiden Einzelsirenen geliefert werden, Schwebungen erzeugt werden.

R. König hat eine Wellensirene konstruiert. Die Ränder der rotierenden Scheibe besitzen Wellenformen von verschiedener Gestalt, gegen die der Luftstrom geblasen und damit in einer der Wellenform entsprechenden Weise unterbrochen wird. Hierdurch lassen sich verschiedene Klangfarben erzielen. Die Wellensirene kann als eine Art

Zwischenform zwischen Zahnrad- und Lochsirene angesehen werden. Man hat auch versucht, Sirenen zu bauen, die möglichst reine Töne geben.

Es sind auch verschiedene Formen von elektrischen Sirenen konstruiert worden, bei denen durch ein Zahnrad periodisch Stromunterbrechungen erzeugt werden, oder z. B. durch rotierende Magnete in einer Spule Ströme induziert werden (Telephonsirene, Wechselstromsirenen verschiedener Konstruktion). *E. Waetzmann.*
Näheres s. E. Robel, Programme d. Louisenstädt. Realgymnasiums. Berlin 1891—1895.

Siriometer heißt eine wenig gebräuchliche Längeneinheit der Stellarastronomie. Sie beträgt 10^6 sog. astronomische Einheiten, d. h. eine Million mal die mittlere Entfernung Erde — Sonne. Die gebräuchliche Einheit ist das Parsec s. d.). *Bottlinger.*

Sissinghsche Phase. Die „Sissinghsche Phase“ spielt eine Rolle in dem als magnetischer Kerr-Effekt bezeichneten Einfluß der Magnetisierung eines ponderablen Körpers auf das an seiner Oberfläche reflektierte Licht. Bei diesem Effekt ist die Phase der in der reflektierten Welle auftretenden Komponente parallel zur einfallenden Schwingung von theoretischem Interesse. Sissingh hat gezeigt, daß diese Phase bei bestimmten Versuchsbedingungen der Magnetisierung und bei schiefer Einfallswinkel von dem Lorentzschens theoretischen Wert stark abweicht. Die Größe dieser Abweichung ist auch bei stark wechselndem Einfallswinkel merklich konstant. Sie heißt in der Literatur die Sissinghsche Phase. (R. Sissingh, Wied. Ann. 42, 115, 1891.) *R. Jaeger.*

Sixsches Thermometer s. Maximum- u. Minimumthermometer.

Skalare des Spannungstensors u. des Verzerrungstensors, Skalares Produkt s. Spannungstensor, ferner Transformation der Spannungskomponenten; Vektorrechnung.

Skalenaräometer s. Aräometer.

Skioskopie s. Schattenprobe.

Skineffekt (s. auch Wirbelströme). Die ungleichförmige Stromverteilung über den Leiterquerschnitt bei Wechselstrom, insbesondere bei hohen Frequenzen. — Geht man von der Anschauung aus, daß die Energie außerhalb des Leiters fortgeführt wird und nur entsprechend den Verlusten in den metallischen Leitern eintritt, so ergibt sich, daß der Strom zuerst die an der Oberfläche gelegenen Teile erfüllt und erst nach und nach in das Innere eindringt. Bei Wechselstrom höherer Frequenzen kann es dann vorkommen, daß, bevor der Strom zur vollen Tiefe eingedrungen ist, sich die äußere treibende EMK. schon umgekehrt hat und demnach in den innersten Teilen kein Strom entstehen kann. Damit ist gleichzeitig eine Verminderung der Selbstinduktion des Leiters verbunden, entsprechend dem Fehlen des mit dem Strom verketteten magnetischen Feldes im Innern des Leiters maximal =

$$\int \mu H^2 \frac{dv}{\pi}, \text{ bei Schleife} = \frac{4 l \mu}{\pi}.$$

Die Figur zeigt den Abfall der Stromamplitude bei Kupferdrähten für die verschiedenen Tiefen unter der Oberfläche. Es ergibt sich, daß, während der Gleichstromwiderstand proportional $\frac{1}{R^2}$ ist, also umgekehrt dem Querschnitt, der Wechselstromwiderstand proportional $\frac{1}{R}$, also nur der Ober-

fläche umgekehrt proportional ist. Der Hochfrequenzwiderstand eines Drahtes ergibt sich zu

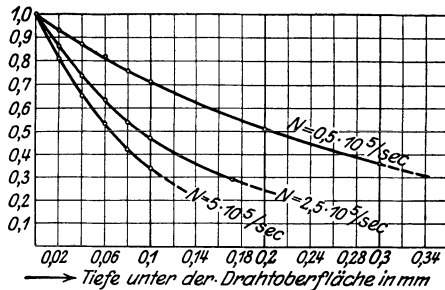
$$W' = W \left(1 + \frac{1}{12} (2k^2)^2 - \frac{1}{180} (2k^2)^4 + \dots \right)^2$$

$$k = \varrho \cdot \sqrt{\frac{\pi n \sigma \mu}{2}} \quad (\varrho \text{ Drahtradius, } \sigma \text{ spez. W.})$$

$k \gg 5$ z. B. Elektrolyte $W' = kW$

$$k < 0,65 \quad W' = W \left(1 + \frac{k^4}{3} \right)$$

$$k = 1,5-10 \quad W' = W (0,377 k + 0,277).$$



Skinneffekt. Abfall der Stromamplitude bei Kupferdrähten für verschiedene Tiefen unter der Oberfläche.

z. B. der Widerstand eines Kupferdrahtes ($\varrho = 1 \text{ mm}$) bei 10^7 Schwingungen ist 18mal so groß als der Gleichstromwiderstand. Der Widerstand einer bestleitenden Flüssigkeitssäule von 1 cm Länge und 1 cm Radius ist 1,04mal dem Gleichstromwiderstand. Eine gleichförmige Stromverteilung auch für Wechselstrom erhält man durch Aufteilung des Querschnittes in voneinander isolierte Einzeldrähte und durch Verdrillen derselben (Litzen). Auch Bänder und Röhren geben bei gleichem Querschnitt günstigere Widerstandsverhältnisse als der Volldraht. A. Meißner. Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 57.

Sklerometer, ein Apparat zur Bestimmung der Ritzhärte (s. Härte) der Oberfläche von festen Körpern. v. Staal.

Skleronom s. Koordinaten der Bewegung.

Slip. Als Slip σ bezeichnet man das Verhältnis zwischen der Differenz der relativen axialen Austritts- und Eintrittsgeschwindigkeit in ein Propellerblatt und der relativen axialen Austrittsgeschwindigkeit selbst; diese Größe ist charakteristisch für den Belastungsgrad der Schraube (= Schub dividiert durch belastete Schraubenscheitelfläche mal Staudruck) und infolgedessen auch für den Wirkungsgrad. Bei Vernachlässigung der Zähigkeit ergibt sich der Wirkungsgrad η lediglich als Funktion des Slips, $\eta = f(\sigma)$. Es ist

$$v_{\text{propeller}} = H \cdot n (1 - \sigma); \quad \sigma = \frac{H \cdot n - v_{\text{propeller}}}{H \cdot n}$$

wobei $v_{\text{propeller}}$ die Propellerfortschrittsgeschwindigkeit, n die Tourenzahl und H die Druckseitensteigung des Propellers auf einem bestimmten Propellerkreisradius bedeutet; da diese Größe H aber von der wirksamen Steigung im allgemeinen abweicht und von Konstruktionsdaten des Propellers abhängt, führt der Begriff des Slips zu gewissen Willkürlichkeiten. Daher gibt man neuerdings als charakteristische Größe den Fortschritts-

$$\text{grad } \lambda = \frac{v_{\text{propeller}}}{u} = \frac{v_{\text{propeller}}}{d \pi n} \text{ an.}$$

Außerdem stimmt in der Regel die Propellerfortschrittsgeschwindigkeit nicht mit der Schiffsgeschwindigkeit v_s überein (s. Sog und Nachstrom); daher unterscheidet man den „scheinbaren Slip“

$$\sigma_s = 1 - \frac{v_s}{H \cdot n}, \text{ der aus Schiffsgeschwindigkeit,}$$

Steigung und Drehzahl unmittelbar errechnet werden kann, von dem „wirklichen Slip“ $\sigma_w =$

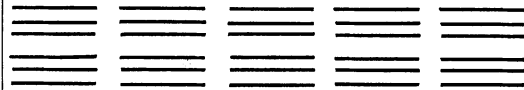
$$1 - \frac{v_{\text{propeller}}}{H \cdot n}, \text{ wobei } v_{\text{propeller}} \text{ nur durch besondere}$$

Nachstrommessungen ermittelt werden kann.

Eisner.

Smekal-Ramaneffekt s. Ramaneffekt.

Smektisch. Ein Zustand, der wie der nematische (s. d.) bei manchen Substanzen, den sog. fließenden Kristallen (s. flüssige Kristalle) zwischen den festen und den flüssigen eingeordnet ist und eine eigene Phase bildet. Äußerlich sind solche Stoffe meist weich und quellbar, wie die Seifen. Sie besitzen, wie nematische flüssige Kristalle (s. d.) optische Anisotropie, unterscheiden sich aber von ihnen dadurch, daß sie scharfe Röntgeninterferenzen liefern, und zwar solche, wie sie eindimensionale Gitter erwarten lassen. Das liefert folgendes Modell für die Lagerung der Molekeln im s. Zustand:



Schwab.

Sölle. Kleine, oft nur wenige Quadratmeter große Teiche, die außerordentlich zahlreich in bestimmten, früher vergletscherten Gebieten, z. B. Norddeutschlands, auftreten. Sie haben meist eine auffallend regelmäßige kreisrunde Form, sind verhältnismäßig tief und werden auf Ausstrudlung durch Eisschmelzwasser, vielfach aber auch auf Bodensenkungen zurückgeführt, die über Resten von unterirdischen „toten“ diluvialen Eismassen bei deren Schmelzung eintreten müssen.

O. Baschin.

Sog. Unter Sog versteht man die Vermehrung des Schiffswiderstandes durch das Arbeiten der Schraube hinter dem Schiff. Die Schraube erzeugt erstens vor sich einen Unterdruck und bewirkt zweitens durch die erzeugte Geschwindigkeitserhöhung einen vermehrten Oberflächenreibungswiderstand am Schiff. Unter Sogziffer ϑ versteht man die

$$\text{Größe } \vartheta = \frac{S - W_0}{S}, \text{ wobei } S \text{ den Schraubenschub}$$

und W_0 den Widerstand des Schiffes ohne Schraube bedeutet.

Eisner.

Sol. Damit bezeichnet man eine kolloidale Metallösung (s. Kolloidale Lösungen).

Solarisation s. Schwärzungskurve.

Solarkonstante heißt die — z. B. in Grammkalorien — ausgedrückte Wärmemenge, welche die Sonne im mittleren Erdbabstande einem Quadratmeter der Erdoberfläche bei senkrechter Inzidenz in der Zeiteinheit zustrahlen würde, wenn die Erde vollkommen („schwarz“) absorbierte und in der Atmosphäre keine Absorptionsverluste eintreten würden. Sie wird z. B. mit dem absoluten Pyrheliometer gemessen. Ob die Solarkonstante wirklich konstant oder ob sie periodischen Schwankungen unterworfen ist, ist noch nicht entschieden, da die beobachteten Schwankungen oft auf schwer erkennbare atmosphärische Trübungen zurückzuführen sind. Abbot hat periodische Schwankungen

von 7 bis 10 Tagen um 10% gefunden. Der heute wahrscheinlichste Wert der Solarkonstante ist $1,932 \text{ g-cal pro Minute} = 3,22 \times 10^{-2} \text{ cal sec}^{-1} = 1,35 \times 10^6 \text{ erg sec}^{-1}$. Jedoch sind in letzter Zeit wieder Bedenken geäußert worden, ob die Absorption der durchstrahlten Schichten nicht zu gering angesetzt ist.

Die Energie der sichtbaren Sonnenstrahlung beträgt etwa 35% der Gesamtstrahlung. Hieraus folgt eine Beleuchtungsstärke von $4,7 \times 10^5 \text{ erg sec}^{-1}$. Die Lichtstärke der Sonne ist, da der Abstand Sonne—Erde $1,49 \times 10^{11}$ Meter ist, 7×10^{26} Kerzen.

Aus dem angegebenen Wert der Solarkonstanten berechnet sich die „effektive“ Sonnentemperatur zu 5840° ; dieses ist die schwarze Temperatur (s. d.) der Sonne, d. h. sie ist nur dann gleich der wahren Temperatur, wenn die Sonne die Strahlungseigenschaften eines schwarzen Körpers hat. *Gerlach.*

Solarpräzession s. Präzession.

Soleil-Babinetscher Kompensator s. Babinets Kompensator.

Soleilsche Skale s. Saccharimetrie.

Solenoid. Ideale einlagige Selbstinduktionsspule mit kreisförmigem Querschnitt und unendlich nahe beieinander liegenden Windungen, die praktisch nur angenähert herstellbar ist. *A. Esau.*

Solitärwelle s. Einzelwelle.

Solomon-Einheit s. „R“.

Solstitien, Sonnwenden: Zeitpunkte, in denen die Sonne ihre Deklinationsbewegung umkehrt, d. h. die Wendekreise berührt. Vgl. Ekliptik.

Bottlinger.

Solvatation. Darunter versteht man die Verbindung der Teilchen einer kolloiden Lösung mit dem Lösungsmittel. Ist letzteres Wasser, so heißt die Bindung speziell Hydratation.

Hierbei kommt es stets auf jene Gruppen an, die an der Oberfläche der Teilchen sitzen. Sind die Gruppen stark hydrophil, so wird das Teilchen leicht solvatisiert. Als typisches Beispiel dient das Schwefelsol, das nach Weimarn hergestellt, hydrophob, nach Oden dargestellt dagegen hydrophil ist. Im zweiten Falle bestehen nämlich die Teilchen weniger aus reinem Schwefel, vielmehr — wenigstens oberflächlich — aus Polyschwefelsäuren, die als solche eine hohe Wasserbindungstendenz haben.

Aber nicht bloß die Gruppen, die mit dem Material zusammenhängen, sondern auch Ionen, die nur durch Adsorption an der Grenzfläche angereichert sind, bewirken eine Hydratation der Teilchen. In diesem Sinne sind auch die lyophoben Sole solvatisiert. Die Wirkung von Schutzkolloiden ist auch ähnlich zu deuten.

Der Mechanismus der Hydratation wird wohl selten im Sinne einer chemischen Bindung von Hydratwasser erfolgen. Meist ist er genau so wie bei der Hydratation von isolierten Ionen, also rein elektrischer Natur. Es erfolgt eine Polarisierung und Orientierung der Wassermolekeln im elektrischen Feld der Ionen, wie dies zuerst Born mathematisch formuliert hat. Daß diese Auffassung richtig ist, beweist das Verhalten der Gelatine, bei der viele Eigenschaften beim isoelektrischen Punkt ein Extremum haben. Alle diese Änderungen lassen sich aber mit der zunehmenden Hydratation sowohl nach der sauren wie basischen Seite hin, also nach den Richtungen zunehmender Dissoziation erklären. *A. Gemant.*

Sonden. Feine Drähte, die in elektrische Gasentladungen eingeführt werden, um das Potential an den verschiedenen Stellen der Entladungen zu messen. In der Regel ein sehr dünner Platindraht, der nur ein sehr kurzes Stück aus einer ihn umhüllenden, am Ende verjüngten Glasröhre herausragt. Durch Langmuir wurde festgestellt, daß sämtliche derartige Sondenmessungen falsche Werte ergeben. Das von ihnen angegebene Potential ist um so negativer als das wahre Potential des Ortes, an dem sie sich befinden, je größer die mittlere Elektronengeschwindigkeit an diesem Orte ist. Richtige Werte ergeben sich nur, wenn entweder eine vollständige Stromspannungscharakteristik der Sonde aufgenommen oder mit glühenden Sonden gearbeitet wird. Durch fehlerhafte Sondenmessungen sind viele irrtümliche Anschauungen in das Gebiet der Gasentladungen hineingetragen worden. *Güntherschulze.*

Sonne. Die Sonne erscheint uns als scharf begrenzte kreisrunde Scheibe. In ihrer mittleren Entfernung von $149,5 \cdot 10^6$ km, die dem wahrscheinlichsten Werte $8'',80$ der Sonnenparallaxe entspricht, beträgt ihr Winkeldurchmesser $1919',3$; dem entspricht ein linearer Durchmesser von 1391000 km (s. Sonnensystem). Die Sonnenmasse deren Verhältnis zur Erdmasse sich aus den großen Halbachsen und den Umlaufzeiten der Erdbahn und der Mondbahn bestimmen läßt, ist 333000 mal so groß wie die Erdmasse. In Verbindung mit dem Volumen ergibt sich daher als mittlere Dichte der Sonne $0,26$ der Erddichte, als mittleres spez. Gewicht der Sonnenmaterie $1,4$. Die Gesamthelligkeit der Sonne ist das 465000 fache der Vollmondhelligkeit, ihre Helligkeit außerhalb der Atmosphäre ist auf 135000 Meterkerzen geschätzt worden. In der (Harvard-) Größenskala der Fixsterne ist die Helligkeit der Sonne mit $-26^m,7$ anzusetzen. In der Normalentfernung von 1 Sternweite ($30,7 \cdot 10^{12}$ km) würde die Sonne als Stern 0 . Größe erscheinen (absolute Helligkeit). Auf der Erdoberfläche werden an Gesamtstrahlung $1,9$ Grammkalorien pro Quadratcentimeter und Minute erhalten; die von der Sonne stündlich in den Raum gestrahlte Gesamtenergie beträgt hiernach $3,3 \cdot 10^{29}$ Grammkalorien (s. Solarkonstante). Mit Hilfe des Stefanschen Gesetzes ergibt sich daraus eine effektive Temperatur von 5740° .

Die Sonne nimmt in der astrophysikalischen Forschung eine besondere Stellung ein, weil sie der einzige Fixstern ist, den wir aus der Nähe beobachten können. Diese Doppelstellung bringt es mit sich, daß einerseits alle Fragen, die die Integralverhältnisse (besonders den Energiehaushalt) der Sonne betreffen, ihre Lösung im Rahmen der Fixsternastronomie finden werden, während andererseits die Vorstellungen über die oberflächlichen Übergangsschichten der Fixsterne in dem besonderen Falle der Sonne einer sehr speziellen Prüfung unterworfen werden können (s. Fixsternastronomie).

Als Fixstern ist die Sonne ein typischer Zwergstern vom Spektraltypus $G0$ mit einer effektiven Temperatur der kontinuierlichen Strahlung von 5900° . Sie muß wegen der hohen Temperaturen (von wahrscheinlich 30 — 40 Millionen Grad), die in ihrem Innern herrschen, trotz ihrer großen Dichte als Gaskugel angesehen werden. Eine bestimmte, von uns als *Photosphäre* bezeichnete Schicht befindet sich unter solchen Bedingungen, daß wir von ihr kontinuierliche Strahlung erhalten, und

kann in diesem optischen Sinne als Oberfläche der Sonne bezeichnet werden. Die unmittelbar anschließende Schicht, die *Chromosphäre*, wird durch selektive Absorption erkennbar. Ihre innerste Zone, die *umkehrende Schicht*, enthält alle Elemente, die im Absorptionsspektrum der Sonne auftreten. Nach außen nimmt die Zahl der Elemente rasch ab, die äußere Chromosphäre wird von Wasserstoff, Kalzium und Helium gebildet (s. Protuberanzen). Die Chromosphärenlinien können am Sonnenrande als Emissionslinien beobachtet werden; mit Hilfe des Spektroheliographen werden die verschiedenen Schichten der Chromosphäre auch auf der Sonnenscheibe der Beobachtung zugänglich gemacht (s. Spektroheliograph). Die Chromosphäre geht nach außen in die äußerste beobachtbare Hülle der Sonne, die *Korona*, über, deren Konstitution noch wenig aufgeklärt ist (s. Korona).

In der Photosphäre und der unteren Chromosphäre spielen sich die Störungserscheinungen ab, die als *Sonnenflecke* bezeichnet werden (s. Sonnenflecke). Es handelt sich bei ihnen um wirbelförmige Bewegungsvorgänge, deren obere, in die Photosphäre und Chromosphäre hineinragende Ausläufer wir beobachten. Die Flecke zeigen in ihrer Zahl und ihrer heliographischen Lage eine Periodizität von rund 11 Jahren, der auch die Fackeln, die Protuberanzen, die Strahlen der Korona und die äußeren magnetischen Wirkungen unterworfen sind. Die Sonnenfleckenperiode muß als Periode einer Schwankung des physikalischen Zustandes der Sonne aufgefaßt werden, wie sie bei den veränderlichen Sternen auftritt. Es ist deshalb wahrscheinlich, daß die Lösung des Veränderlichenproblems auch über die Prozesse, die den angeführten Oberflächenerscheinungen zugrunde liegen, Aufklärung bringen wird.

Die Flecke haben die erste Möglichkeit geboten, die *Rotation* der Sonne zu erkennen. Durch die spektroskopischen Methoden (entgegengesetzte Linienverschiebung am Ost- und Westrand, spektroheliographische Verfolgung der Wasserstoff- und Kalziumflocken) ist die Rotationsbewegung in allen Breiten der Sonne bekannt geworden. Es ist unzweifelhaft, daß Photosphäre wie umkehrende Schicht nicht in der Art des starren Körpers rotieren. Die Rotationszeit nimmt von 25d am Äquator auf 27d in 40° Breite (Flecke, Fackeln, Flocken) und auf 34d in 80° Breite (Linien der umkehrenden Schicht) zu. Aus den spektroheliographischen Beobachtungen scheint zu folgen, daß die verschiedenen Schichten der Chromosphäre mit verschiedener Geschwindigkeit rotieren. Die Kalziumflocken zeigen nur eine geringe, die Wasserstoffflocken keine Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit mit der Breite. Die Rotationsverhältnisse einer Gaskugel im Zustande eines Fixsterns sind offenbar äußerst kompliziert, so daß an ihre mechanische Beherrschung vorläufig nicht zu denken ist.

Eine physikalische Theorie der Sonne kann sich erst im langsamen Fortschreiten der Fixsternphysik ergeben. Um die Unsicherheit und die Widersprüche der nur auf Sonnenbeobachtungen sich stützenden Theorien würdigen zu können, muß man sich vergegenwärtigen, daß alle unsere Sonnenbeobachtungen sich auf eine dünne Gashülle von wenigen tausend Kilometer Dicke beziehen, und daß alles, was innerhalb der von der Photosphäre begrenzten Gaskugel vor sich geht, der

Beobachtung unzugänglich ist (s. a. Art. Elektrische Strahlung der Sonne). *W. Kruse.*

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Sonnenfackeln s. Fackeln.

Sonnenfinsternisse s. Finsternisse.

Sonnenflecke erscheinen als dunkle Flecke auf der Sonnenscheibe in einem Gürtel zwischen 40° nördlicher und südlicher Breite. Sie bestehen aus einem scheinbar tiefschwarzen Kern, der Umbra, und einer grauen Umgebung mit strahliger Struktur, der Penumbra. Die wirkliche Helligkeit des Kerns ist noch 500mal so groß wie die Flächenhelligkeit des Vollmondes. Die Sonnenflecke treten fast immer paarweise auf. Im Beginn der Entwicklung erscheinen zwei kleine Flecke in 4—5° Abstand auf einem Parallelkreis der Sonne. Innerhalb einer Woche entwickeln sich die beiden Flecke zu ihrer größten Ausdehnung (10000 km und mehr), während sich ihr Abstand auf etwa 10° vergrößert. Gleichzeitig tauchen im Gebiet der Hauptflecke zahlreiche kleine Flecke auf. Im Verlauf einer weiteren Woche zerfällt der östliche der beiden Flecke in mehrere kleine Flecke, die allmählich verschwinden. Der allein bleibende westliche Fleck, der im allgemeinen nicht zerfällt, wird langsam kleiner und verschwindet erst nach Wochen oder Monaten.

Das Fleckspektrum hat eine niedrigerer Temperatur entsprechende schwächere violette Strahlung als das normale Sonnenspektrum. Die Fraunhoferschen Linien treten teilweise stärker, teilweise schwächer auf, in Übereinstimmung mit ihrem Verhalten im Bogen hoher und niedriger Temperatur. Auch das Auftreten von Banden, die chemischen Verbindungen wie Titanoxyd, Magnesiumhydrid, Kalziumhydrid zugehören, deutet auf eine niedrigere Temperatur der umkehrenden Schicht über Sonnenflecken. Die oberen Wasserstoffschichten der Chromosphäre scheinen an der Temperaturenniedrigung nicht mehr beteiligt zu sein.

Durch die spektroskopische Beobachtung der Bewegungen in den Fleckengebieten hat sich die Vorstellung ergeben, daß die Sonnenflecke Gaswirbel in der Art der irdischen Zyklonen und Tornados sind, in deren als Umbra erscheinendem Schlauch Gasmassen in das Niveau der umkehrenden Schicht gehoben werden, wo sie in der Penumbra nach außen abfließen. Wie die Kalziumspektroheliogramme zeigen, liegt darüber eine wenig gestörte Schicht, während in den höchsten Schichten, die auf den H α -Spektroheliogrammen sichtbar werden, eine Wirbelbewegung nach dem Kern des Flecks und in diesem eine Abwärtsbewegung zu finden ist. Diese Deutung der Sonnenflecke wird gestützt durch den Nachweis des Zeemaneffekts in den Linien des Fleckenspektrums. Die Polarität ist bei den beiden Flecken einer Gruppe entgegengesetzt, die Rotation erfolgt also im entgegengesetzten Sinne. Innerhalb eines Fleckenzyklus haben alle vorangehenden (westlichen) Flecke derselben Halbkugel dieselbe Polarität. Die Polarität ist auf der Nord- und Südhalbkugel entgegengesetzt.

Die Häufigkeit der Sonnenflecke ist periodischen Änderungen unterworfen, die sich vom Jahre 1610 ab untersuchen lassen. Die Intervalle zwischen aufeinanderfolgenden Maximalwerten schwanken zwischen 7 und 17 Jahren und ergeben einen mittleren Periodenwert von 11,13 Jahren, wovon 4,62 auf die Zunahme, 6,51 auf die Abnahme der Fleckentätigkeit fallen. Die Flecke treten bei

Beginn der Fleckenzunahme vorzugsweise in höheren Breiten (um 30°) auf, im weiteren Verlaufe der Periode nähert sich ihre mittlere Breite dem Äquator. Beim Übergang aus einem Zyklus in den nächsten wechselt auf beiden Halbkugeln die Polarität der Flecke, so daß besser von einer 22-jährigen Periode zu sprechen wäre. Dieselbe Periodizität wie die Flecke haben die Sonnenfackeln, die mit den Flecken örtlich und zeitlich eng verbunden sind, und in nicht so ausgesprochener Weise die Protuberanzen. Die Korona zeigt ihre stärksten äquatorialen Strahlen im Sonnenfleckenminimum. Eine Reihe von irdischen Phänomenen (wie das magnetische Feld, das sich der Fleckenkurve sehr eng anschließt, und die Nordlichter) folgt derselben Periode; der Verlauf der meteorologischen Elemente zeigt keinen klaren Zusammenhang mit der Fleckenperiode.

Über die physikalischen Vorgänge in der Sonne, welche allen diesen Erscheinungen zugrunde liegen, ist noch wenig bekannt. In einer Theorie von Bjerknes wird wahrscheinlich gemacht, daß unterhalb der Photosphäre Wirbelringe entstehen, die im Zuge eines Parallelkreises liegen und sich langsam äquatorwärts bewegen. Wenn ein solcher Wirbelschlauch an einer Stelle aus der Photosphäre austritt, so geht die Wirbelbewegung, die sonst in Vertikalebene (der Sonne) erfolgt, an zwei benachbarten Stellen in horizontale Wirbelbewegung von entgegengesetztem Sinne über.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Sonnenkonstante s. Solarkonstante.

Sonnenmagnetismus. Wir wissen jetzt, daß das früher oft hypothetisch angenommene magnetische Feld der Sonne wirklich besteht. Wir müssen zwei Arten von Feldern unterscheiden: jenes der Sonnenfackeln und das der Sonne selbst, beide wurden von Hale nachgewiesen. Zunächst fand er mit einem Spektroheliograph von 9 m Brennweite (Mount Wilson) eine Verbreiterung gewisser Linien im Sonnenfleckenspektrum, die er auf das Eintreten des Zeemann-Effekts bezog. Später gelang ihm mit einem Instrument von 22,5 und schließlich von 45 m Brennweite die deutliche Trennung der Linien in ihre Komponenten und zwar bei rund 30 Linien, so daß an der Tatsächlichkeit nicht mehr zu zweifeln ist. Am günstigsten ist das Feld der Fackeln zu ermitteln, da man hier in der Richtung des magnetischen Kraftfeldes beobachtet, während man bei dem Sonnenfeld fast senkrecht dagegen hindurchschaut.

Die Felder der Fackeln sind, falls die Verschiebung auf der Sonne nach denselben Gesetzen vor sich geht wie im Laboratorium, von der Ordnung 50000 Gauß. Jenes der Sonne im ganzen ist noch nicht genügend genau festgelegt, die Werte schwanken zwischen 10 und 60 Gauß. Die spez. Magnetisierung schwankt sonach zwischen 1 und 6,6 (Erde 0,08). Das Feld ist um 6° gegen die Drehungsachse geneigt und rotiert in 31,5 Tagen, gehört also tieferen Schichten an.

Die Tatsache der Sonnenmagnetisierung ist von großer Bedeutung für jede physikalische Theorie des Erdmagnetismus und jene der anderen Himmelskörper. Die Tatsache der Fleckenfelder erklärt das Bestehen einer elektrischen Strahlung der Sonne, wie wir sie bei den Polarlichtern und den erdmagnetischen Variationen annehmen. *A. Nippoldt.* Näheres s. Hale, *Astroph. Journ.* 47, 235, 1918.

Sonnenschein. Wichtiges klimatisches Element, dessen Dauer durch Registrierungen mittels Sonnenschein-Autographen gemessen wird. Man gibt die Zeitdauer in Stunden an, während welcher die Sonne nicht durch Wolken verdeckt war, und zudem in Prozenten der an dem betreffenden Tage nach der Tageslänge möglichen Sonnenscheindauer. Die jährliche Periode der Sonnenscheindauer verläuft im allgemeinen entgegengesetzt zu derjenigen der Bewölkung (s. d.). Sehr bezeichnend für die tägliche Periode ist das häufige Auftreten zweier Maxima, die durch ein Minimum um die Mittagstunden getrennt sind.

O. Baschin.

Sonnenspektrum ist ein kontinuierliches Spektrum, dessen Intensitätsverhältnisse nahezu der Strahlung des absolut schwarzen Körpers bei etwa 6000° entsprechen. Es ist beobachtbar zwischen den Wellenlängen λ 2900 und λ 53000 (mit großen Lücken bis λ 200000), die kürzeren und längeren Wellen werden in der Erdatmosphäre absorbiert. Über das kontinuierliche Spektrum lagert sich in seiner ganzen Länge ein Absorptionsspektrum (Fraunhofersche Linien), das durch die sehr große Zahl der Metalllinien und durch das Hervortreten der Linien H und K des ionisierten Kalziums charakterisiert ist (Typus G der Klassifikation der Sternspektren). Rowlands „Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths“ enthält die Wellenlängen (auf 0,001 AE) und die geschätzten Intensitäten von etwa 20000 Linien zwischen λ 2975 und λ 7316, die in seinem mit einem Konkavgitter hergestellten Spektrum von 10 m Länge meßbar waren. Rowlands Verzeichnis ist die Grundlage aller astrospektroskopischen Messungen geworden, enthält aber bei großer Sicherheit der Linienwerte einen wellenförmig fortschreitenden Fehler. Es ist jetzt durch die auf dem Mount Wilson-Observatorium mit großen Mitteln durchgeführte „Revision of Rowland's Preliminary Table . . .“ ersetzt, die das internationale Wellenlängensystem zugrunde legt und durch die Anlage der Messungen die systematischen Fehler der Rowlandschen Wellenlängen vermeidet. Ein Teil der Linien, zumeist im roten Teil des Spektrums, wird, wie ihre Verstärkung bei niedrigem Sonnenstande zeigt, durch die Gase der Erdatmosphäre hervorgerufen, besonders durch Sauerstoff, Wasserdampf und Kohlensäure. Von den Sonnenlinien sind etwa 57% mit Linien irdischer Elemente identifiziert worden, der Rest der Linien ist noch nicht entwirrt. Die identifizierten Linien gehören den folgenden 57 Elementen an: Wasserstoff, Helium, Lithium, Beryllium, Bor, Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Natrium, Magnesium, Aluminium, Silizium, Schwefel, Kalium, Kalzium, Scandium, Titan, Vanadium, Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt, Nickel, Kupfer, Zink, Gallium, Germanium, Rubidium, Strontium, Yttrium, Zirkonium, Columbium, Molybdän, Ruthenium, Rhodium, Palladium, Silber, Cadmium, Indium, Zinn, Antimon, Cäsium, Barium, Lanthan, Cer, Praseodym, Neodym, Samarium, Europium, Gadolinium, Dysprosium, Erbium, Ytterbium, Hafnium, Wolfram, Thallium, Blei. Die unbekanntenen Linien brauchen nicht unbekanntenen Elementen anzugehören; sie können bekannten Elementen unter Bedingungen eigentümlich sein, die im Laboratorium noch nicht hergestellt worden sind. Umgekehrt kann aus dem Fehlen der Linien irdischer Elemente nicht geschlossen werden, daß diese Elemente in der Sonne

nicht vorhanden sind; das Auftreten der Linien ist an bestimmte Anregungsbedingungen (Temperatur, Dichte) gebunden, die nicht für alle Elemente erfüllt zu sein brauchen. Im Spektrum der Sonnenflecke, das einer wesentlich niedrigeren Temperatur entspricht, finden sich die Banden von Magnesiumhydrid, Titanoxyd und Kalziumhydrid. Sehr viele Absorptionslinien treten am Sonnenrande im Spektrum der untersten Chromosphärenschicht als helle Emissionslinien auf, zum Teil mit veränderten Intensitätsverhältnissen (Flash-Spektrum).

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Sonnenstrahlöfen. Die intensive Heizwirkung konzentrierter Sonnenstrahlung ist bereits im 17. Jahrhundert zur Erschmelzung porzellanähnlicher Massen und Verflüchtigung von Diamanten verwendet worden. In neuerer Zeit haben Stock-Heynemann verstärkte Heizwirkung dadurch erzielt, daß sie das in den Brennpunkt einer großen Glaslinse gebrachte Schmelzgut in einem evakuierten Gefäß anordneten, so daß die Wärmeableitung durch die Luft ausgeschaltet war. Sie konnten auf diese Weise kleine Mengen von Silizium, Kupfer, Gußeisen in wenigen Sekunden schmelzen.

Carl Müller.

Sonnenstrahlung (Insolation). Die Hauptquelle der in der Atmosphäre vorhandenen und auf der Erde wirksamen Energie ist die Sonnenstrahlung, deren Intensität an der Grenze der Atmosphäre durch die Solarkonstante (s. d.) angegeben wird, die rund 2 cal pro cm² und Minute beträgt. Nur ein Teil dieses Energiestromes aber kommt der Erde zugute. Ein anderer Teil, mindestens ein Drittel, geht durch das Reflexionsvermögen (die Albedo) der Erde (Land, Wasser und Wolken) in den Weltraum zurück. Die der Erde im Laufe eines Jahres durch die Sonne zugestrahlte Wärmemenge beträgt rund 134 × 10²² cal. Sie würde genügen, eine Eisschicht von 36 m mittlerer Dicke zu schmelzen. An der Erdoberfläche ist die Intensität der Sonnenstrahlung dem Sinus der Sonnenhöhe proportional, sie wechselt also mit Raum und Zeit. Die Sonnenstrahlung hat schon seit dem Altertum als Prinzip für die Einteilung der Erde in die drei Klimazonen der tropischen, gemäßigten und der polaren Zonen gedient (s. Klimatologie). Als Grenzen dienen Wende- und Polarkreise, deren mittlere Lage aus praktischen Gründen zu 23½ und 66½ Grad geographischer Breite angenommen wird, während sich in Wirklichkeit ihre Lage jährlich um etwa eine halbe Bogensekunde verschiebt.

Bei Annahme eines sehr hohen Transmissionskoeffizienten (s. d.) von 0,78 ergeben sich für die verschiedenen Sonnenhöhen folgende Relativwerte der Strahlungs-Intensität (nach Zenker).

Sonnenhöhe	90°	80°	70°	60°	50°	40°	30°	20°	10°	5°	0°
Relative Weglängen der Strahlen durch die Luft	1,00	1,02	1,06	1,15	1,31	1,56	2,00	2,92	5,7	10,8	44,7
Relative Wärme-Intensität auf einer horizontalen Fläche	0,78	0,76	0,72	0,65	0,55	0,44	0,31	0,17	0,05	0,01	0,00

Als Einheit für die zugestrahlten Wärmemengen pflegt man meist den mittleren Äquatorialtag zu benutzen, d. i. jene Wärme, die dem Äquator bei mittlerer Sonnenentfernung und der Deklination 0, also zur Zeit der Äquinoktien während eines Tages zugestrahlt wird. Für einen Transmissionskoeffizienten von 0,6 erhält man nach

A. Angot die folgenden Wärmesummen in mittleren Äquatorialtagen:

Berechnete monatliche und jährliche Wärmesummen in mittleren Äquatorialtagen. (Transmissionskoeffizient = 0,6.)

Breite	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli
80° N.	0,0	0,0	0,2	2,7	7,5	10,3	8,5
60	0,1	1,0	3,9	8,2	12,0	13,8	12,6
40	3,3	5,7	9,4	12,9	15,3	16,2	15,6
20	9,0	11,2	13,6	15,2	15,8	15,9	15,8
Äqu.	14,0	14,9	15,3	14,6	13,5	12,8	13,1
20° S.	16,8	15,9	13,9	11,2	8,8	7,7	8,3
40	16,6	13,9	9,9	6,0	3,4	2,4	3,0
60	13,4	9,2	4,4	1,3	0,1	0,0	0,1
80	8,8	3,5	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0

Breite	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
80° N.	3,8	0,5	0,0	0,0	0,0	33,5
60	9,2	4,9	1,5	0,2	0,0	67,4
40	13,5	10,2	6,6	3,8	2,7	115,2
20	15,3	14,0	11,7	9,4	8,2	155,1
Äqu.	14,2	15,0	15,0	14,2	13,6	170,2
20° S.	10,5	13,1	15,3	16,6	17,0	155,1
40	5,2	8,8	12,8	15,9	17,3	115,2
60	0,8	3,4	7,8	12,3	14,6	67,4
80	0,0	0,1	2,3	7,4	11,0	33,5

Diese Rechnungsergebnisse gelten natürlich nur für den theoretischen Fall, daß der Himmel völlig wolkenlos ist. Sie stellen also gewissermaßen Maximalwerte dar, die in Wirklichkeit höchstens für ganz kurze Zeiträume erreicht werden können.

Außer der direkten Sonnenstrahlung spielt auch die meist unterschätzte, diffuse Strahlung des Himmels eine erhebliche Rolle. Sie beträgt in unseren Breiten etwa 40% der ungestörten Strahlung der Sonne.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrb. d. Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Sonnensystem. Das Sonnensystem besteht aus der Sonne, den Planeten mit ihren Trabanten und Kometen. Näheres hierüber siehe dort.

Nebenstehend (S. 1135) sind Tabellen der wichtigsten Elemente des Sonnensystems angeführt.

Bottilinger.

Sonnentag, mittlerer s. Zeit.

Sonnenuhr s. Gnomon.

Sonnenwendpunkt s. Solstitien.

Sonometer kann jeder Apparat genannt werden, mit dem irgendwelche den Schall betreffenden Messungen ausgeführt werden. Speziell wird vielfach das Monochord (s. d.) als Sonometer bezeichnet, oder auch der Appunische Zungenkasten, eine Zusammenstellung zahlreicher, in kleinen Intervallen genau abgestimmter Zungen, die alle auf der gleichen Windlade stehen.

Spaltenfrost. Das Gefrieren des in den kapillaren Spalten eines Gesteins enthaltenen Wassers, was infolge der beim Gefrierprozeß eintretenden Ausdehnung eine Lockerung des Gefüges und bei öfterer Wiederholung einen Zerfall in die Einzelbestandteile (Kristalle oder Körner) des Gesteins zur Folge hat. Der Spaltenfrost ist ein wichtiger Teil des Vorganges der Verwitterung (s. d.), dessen Anfangsstadium er häufig darstellt. Seine Wirkung

ist besonders stark in solchen Gebieten, in denen kahle Felswände einem häufigen Wechsel von positiven und negativen Temperaturen ausgesetzt sind, also vor allem im Hochgebirge.

O. Baschin.

Spaltflügel (Schlitzflügel). Bei normalen Tragflügeln wächst der Auftriebsbeiwert bei Ver-

III. Elemente des Erdmondes.

Table with 10 columns: Siderische Umlaufzeit, Synodische Umlaufzeit, Umlaufzeit des Perigäums, Umlaufzeit des Knotens, Neigung der Bahn gegen Ekliptik, Neigung des Mondäquators, Exzentrizität, Entfernung in Erdäquator-Halbmessern, Entfernung von der Erde in Kilometern, Scheinbarer mittlerer Durchmesser, Durchmesser in Kilometern, Masse, Oberfläche, Volumen, Dichte, Maximum der Libration, Völlig unsichtbare Oberfläche.

IV. Elemente der Marsmonde.

Table with 3 columns: Name, Phobos, Deimos. Umlaufzeit, Halbe große Achse, Exzentrizität der Bahn, Neigung.

V. Elemente der Jupitersmonde.

Table with 13 columns: Name, I, II, III, IV, V, VI, VII, VIII, IX. Umlaufzeit, Halbe gr. Achse, Exzentrizität, Neigung, Masse (Jup. = 1).

VIa. Ringsystem des Saturn.

Table with 2 columns: Name, Polardurchmesser. Inhere Grenze des Kreppringes, Inhere Grenze des inneren Ringes, Äußere Grenze des inneren Ringes, Inhere Grenze des äußeren Ringes, Äußere Grenze des äußeren Ringes.

VII. Elemente der Uranusmonde.

Table with 4 columns: Name, Ariel, Umbriel, Titania, Oberon. Umlaufzeit, Halbe große Achse, Exzentrizität, Neigung gegen die Ekliptik.

VIII. Neptunusmond.

Table with 2 columns: Name, Umlaufzeit. Halbe große Achse, Exzentrizität, Neigung gegen die Ekliptik.

Anm. In Tabellen IV bis VIII ist die Einheit der großen halben Achse der äquatorialen Planetenhalbmesser; in IV bis VI die Neigung gegen den Planetenäquator angegeben.

I. Elemente der großen und einiger kleinen Planeten.

Table with 10 columns: Name, Siderische Umlaufzeit in Tagen, Mittlere Entfernung von der Sonne, Länge des Perihels, Länge des aufsteigenden Knotens, Neigung, Äquatorialdurchmesser, Abplattung, Masse Erde = 1, Dichtigkeit, Schwere an Äquator Erde = 1, Rotationsdauer.

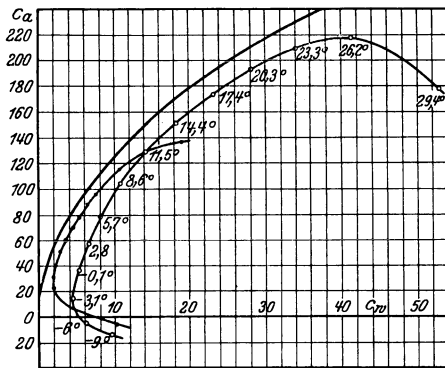
II. Elemente einiger periodischer und parabolischer Kometen.

Table with 8 columns: Name, Periheldurchgang, Länge des Perihels, Länge des aufsteigenden Knotens, Neigung, Halbe große Achse, Exzentrizität, Kleinste Distanz von der Sonne, Größte Distanz von der Sonne, Umlaufzeit in Jahren, Sinn der Bewegung.

V. Elemente der Saturnsmonde.

Table with 10 columns: Name, Rhea, Titan, The-mis, Hyper-siom, Japetus, Phöbe. Umlaufzeit, Halbe große Achse, Exzentrizität, Neigung.

größerung des Anstellwinkels über eine gewisse Grenze hinaus nicht mehr an. Bei größeren Anstellwinkeln tritt nämlich ein Abreißen der Strömung an der Saugseite des Flügels ein, d. h. die Strömung schließt sich hier nicht mehr der Form des Profils an, und es entsteht ein Totwasserbereich. Der Spaltflügel ist eine Konstruktion, die wesentlich höhere Auftriebsbeiwerte ergibt als der einfache Flügel. Die Durchströmung von der Druckseite nach der Saugseite verhindert ein Abreißen der



Auftriebsvermehrung durch Spaltflügel.

Strömung längs der Saugseite. Die Zeichnung zeigt einen Flügel mit drei Spalten und die Veränderung des Polardiagrammes, die die Vergrößerung des maximalen Auftriebsbeiwertes erkennen läßt. Bei praktischen Ausführungen wird freilich nur ein Spalt und zwar in der Nähe der Vorderkante angebracht; die Wirkung ist dann auch nicht so groß, wie in der Figur. Der Spalt wird in der Regel während des normalen Fluges geschlossen gehalten, um die großen C_w -Werte bei mäßigem C_a zu vermeiden, und beim Landen geöffnet. Das geschieht bei der Konstruktion von Handley-Page automatisch. Durch die erhöhten Auftriebswerte wird die Landegeschwindigkeit verkleinert.

L. Hopf.

Spaltloser Spektrograph, Spaltspektrograph s. Sternspektrograph.

Spalttöne entstehen, wenn ein Luftstrom durch einen schmalen Spalt (oder Loch), z. B. ein kleines kreisförmiges Loch in einer dicken Platte hindurch geblasen wird. Ihre Tonhöhe hängt in erster Linie von der Breite des Spaltes und der Geschwindigkeit des Luftstromes ab. Der Spaltbreite ist sie innerhalb weiter Grenzen umgekehrt proportional, der Geschwindigkeit des Luftstromes in erster Annäherung direkt proportional.

Die Entstehungsursache der Spalttöne sind Wirbel, in die sich die Grenzschichten zwischen dem Luftstrom und der umgebenden ruhenden Luft aufrollen. In jeder Beziehung zeigen die Spalttöne eine weitgehende Analogie zu den „Hieb-tönen“ (s. d.).

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Krüger und E. Schmidtke, Theorie der Spalttöne. Ann. d. Phys. 60, 1919.

Spaltultramikroskop s. Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie.

Spaltungspunkt (einer Strömung). Bei der Umströmung eines in die Flüssigkeit eingetauchten Körpers gibt es an der Vorder- und Rückseite dieses Körpers Stellen, an denen die Strömungsgeschwindigkeit Null ist, die „Spaltungspunkte“. An den Spaltungspunkten teilt sich die Strömung in die beiden getrennten Äste, die den Körper umfließen.

L. Hopf.

Spannung zwischen zwei Punkten gleichbedeutend mit Potentialdifferenz zwischen den Punkten, also ein Maß für die auf elektrische Ladungen bei ihrer Bewegung von dem einen zum anderen Punkt wirkenden Kräfte. Das Maß der Spannung ist das Volt (s. d.). Man unterscheidet zwischen Gleichspannung (s. d.) und Wechselspannung. Ferner in der Technik zwischen Niederspannung bis 250 V. und Hochspannung über 250 Volt.

Güntherschulze.

Spannung s. Spannungszustand in einem Kontinuum, s. Eigenspannung.

Spannung, äquivalente s. Elektronenstrahlen.

Spannungsbauch. Bei stehender Welle Ort größter Spannungsamplitude.

A. Meißner.

Spannungsellipsoid. Trägt man die Spannungsvektoren \hat{s}_n für alle möglichen Schnittrichtungen n von dem gleichen Punkte aus auf, so erfüllen die Endpunkte der Spannungsvektoren die Fläche des Spannungsellipsoids. Sind $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ die Hauptspannungen, x, y, z die Komponenten des Spannungsvektors \hat{s}_n nach den Richtungen 1, 2, 3 der Hauptachsen, so ist

$$\left(\frac{x}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_2}\right)^2 + \left(\frac{z}{\sigma_3}\right)^2 = 1$$

die Gleichung des Spannungsellipsoids bezüglich des rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z).

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Dtsch. von Timpe), Leipzig 1907, § 53.

Spannungsempfindlichkeit der Galvanometer. Als Spannungsempfindlichkeit eines Galvanometers (s. d.) bezeichnet man den Ausschlag des drehbaren Systems dividiert durch die an die Klemmen des Galvanometers gelegte Spannung; man erhält sie aus der Stromempfindlichkeit (s. d.) durch Division mit dem Klemmenwiderstand. Bei Nadelgalvanometern wächst sie proportional mit dem Quadrat der Schwingungsdauer des ungedämpften drehbaren Systems und ist umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Galvanometerwiderstand. Die „Normale Spannungsempfindlichkeit“ der Nadelgalvanometer wird entsprechend der Stromempfindlichkeit (s. d.) definiert. Sie ist gleich dem Ausschlag des Galvanometers für eine Spannung von 1 Mikrovolt unter denselben Bedingungen, die bei der Stromempfindlichkeit angegeben sind.

W. Jaeger.

Spannungsfläche. Seien $\sigma_x, \tau_{xy}, \tau_{yx}$ die Komponenten der Spannungsvektoren $\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$ bezüglich eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z), von den Achsrichtungen e_x, e_y, e_z , also $\hat{s}_x = \sigma_x e_x + \tau_{xy} e_y + \tau_{xz} e_z$ usw. und $r = x e_x + y e_y + z e_z$ ($r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$) der Radiusvektor eines Punktes bezüglich O. Sodann ist der Spannungsvektor \hat{s}_r für eine Schnittebene mit der Normalenrichtung r gleich

$$\hat{s}_r = \frac{x}{r} \hat{s}_x + \frac{y}{r} \hat{s}_y + \frac{z}{r} \hat{s}_z$$

und die Normalkomponente σ_{rr} gleich

$$\sigma_{rr} = \frac{\hat{s}_r r}{r}$$

Die Fläche zweiten Grades $\varphi(x, y, z) = \sigma_{rr} r^2 = r(\partial r) = \text{konstant}$ heißt Spannungsfläche des Spannungszustandes im betrachteten Punkte O. Bezüglich des Koordinatensystems (O, x, y, z) ist $\varphi(x, y, z) = \sigma_x x^2 + \sigma_y y^2 + \sigma_z z^2 + 2\tau_{yz} yz + 2\tau_{zx} zx + 2\tau_{xy} xy = \text{konstant}$. Die Quadrate r^2 der Radienvektoren r dieser Spannungsfläche sind umgekehrt proportional der Normalspannung σ_{rr} , welche auf Schnittebenen durch den Punkt O von der Normalenrichtung r wirken, denn es ist

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 = \frac{\text{konstant}}{\sigma_{rr}}.$$

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Dtsch. von Timpe), Leipzig 1907, § 50 u. 53 oder Spielrein, Vektorrechnung, Stuttgart 1926 (2. Aufl.) S. 276.

Spannungsfunktionen. Ist ein Verschiebungszustand so beschaffen, daß die Verschiebungsvektoren parallel zu einer bestimmten Ebene (x, y) sind und für alle Punkte einer zu dieser Ebene normalen Geraden z gleiche Richtung und Größe haben (w = 0, u, v sind von x, y abhängig, nicht aber von z), so spricht man von einem ebenen Deformationszustand. Wirken auf den Körper keine Massenkraft, so kann man nach Airy die Spannungskomponenten $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ aus einer Ortsfunktion $\chi(x, y)$ ableiten, so daß

$$(1) \quad \sigma_x = \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2}, \quad \tau_{xy} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial y}$$

ist. Die Funktion χ genügt der Gleichung

$$(2) \quad \frac{\partial^4 \chi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \chi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \chi}{\partial y^4} = \Delta^2 \chi = 0.$$

χ heißt die Airysche Spannungsfunktion.

Der Fall des ebenen Spannungszustandes ($\sigma_z = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$) ist von Clebsch behandelt worden. Beim räumlichen Problem kann man die Spannungskomponenten, wenn keine Massenkraft wirken, nach Maxwell auf ähnliche Weise ausdrücken, wozu dann drei Spannungsfunktionen $\chi_1(x, y, z), \chi_2, \chi_3$ nötig sind. *F. Schleicher.* Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907.

Spannungsgitter s. Raumladungsgitter.

Spannungsgleichungen der Bewegung und des Gleichgewichts. In einem Körper, der sich unter der Einwirkung von Massenkraften (f pro Raumeinheit), Beschleunigungskraften (q w) und Oberflächenkräften im Gleichgewicht befindet, befriedigen die Spannungen in jedem Punkte des Körpers die folgende Bewegungsgleichung 1).

$$(1) \quad \frac{\partial \hat{s}_x}{\partial x} + \frac{\partial \hat{s}_y}{\partial y} + \frac{\partial \hat{s}_z}{\partial z} + f = \rho w.$$

(O, x, y, z) sei ein orthogonales Koordinatensystem. In Komponenten hat man die drei Spannungsgleichungen

$$(2) \quad \begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + k_x = \rho w_x \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + k_y = \rho w_y \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + k_z = \rho w_z. \end{cases}$$

Für sehr kleine Bewegungen (Verschiebungskomponenten u, v, w) kann man in 2) $w_x = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ usw. setzen. Die Gleichgewichtsbedingungen erhält man für $w = 0$.

Die Spannungsgleichungen wurden zuerst von Cauchy (1822) angegeben, weshalb sie von manchen Autoren Cauchy'sche Gleichungen genannt werden.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907, § 54.

Spannungsknoten. Bei stehender Welle Ort geringster Spannungsamplitude (s. Lechersches System). *A. Meißner.*

Spannungskoeffizient s. Temperaturskalen.

Spannungsmesser. Zur direkten Messung der Spannung von Gleich- und Wechselstrom dienen die Elektrometer verschiedener Art (s. d.). Aber auch die Strommesser (Galvanometer, Dynamometer usw.) können direkt als Spannungsmesser geeicht und durch Benutzung verschiedener Vorschaltwiderstände für verschiedene Meßbereiche benutzt werden. Ist der Klemmenwiderstand des Instruments gleich r, so haben die Vorschaltwiderstände die Beträge $9r, 99r$ usw., wenn die Meßbereiche in ganzen Dekaden verändert werden sollen. Zur Spannungsmessung von Gleichstrom kann auch der Kompensator benutzt werden (s. d.). Ist die zu messende Spannung zu hoch, so kann man Spannungsteiler benutzen, die aus Widerständen oder bei Wechselstrom auch aus hintereinander geschalteten Kondensatoren bestehen, von denen eine passende Spannung abgezweigt wird. Vgl. auch Multizellularvoltmeter, Hochspannungsmesser. *W. Jaeger.*

Spannungsmesser, magnetischer. Der kleine, von Rogowski und Steinhaus angegebene Apparat dient zur Messung der magnetischen Feldstärke; er beruht auf dem Satz, daß das Linienintegral der magnetischen Feldstärke Null oder $0,4 \cdot \pi n I$ ist, je nachdem der Integrationsweg keine oder nI Amperewindungen umschließt, und besteht aus einer mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen biegsamen Spule mit zahlreichen Windungen und gleichmäßigem Querschnitt, die rasch aus dem zu messenden Feld herausgezogen wird, falls es nicht möglich ist, das Feld selbst zu kommutieren, was den doppelten Galvanometerausschlag hervorbringt. Der leicht zu eichende Apparat kann auch da Verwendung finden, wo andere Methoden versagen, z. B. bei der Messung eines Teils des magnetischen Kreises einer Dynamomaschine. *Gumblich.*

Näheres s. Rogowski und Steinhaus, Arch. f. Elektrotechnik 1912, S. 141.

Spannungsmoment s. Spannungsergebnissen.

Spannungsnetz s. Raumladungsgitter.

Spannungsreihe. Die Spannungsreihe ist eine Aufeinanderfolge von Stoffen, die in bezug auf den Voltaeffekt geordnet sind. Auf die Erklärung des Voltaeffekts soll dabei nicht eingegangen werden. Das Voltasche Spannungsgesetz besagt, daß alle Stoffe, die sich ihm fügen, so geordnet werden können, daß jedes in der Reihe folgende in Berührung mit dem vorhergehenden positiv elektrisch wird. Volta selbst stellte denjenigen Stoffen, die sich in die Spannungsreihe einordnen lassen und die er Leiter erster Klasse nannte, die Leiter zweiter Klasse gegenüber, die nach der heutigen Auffassung Elektrolyte sind.

Daß die aufgestellten Spannungsreihen an manchen Stellen nicht miteinander übereinstimmen, hat seinen Grund in der nicht genügenden Reinheit oder Definition der Stoffe, doch ist Voraussetzung, daß die Messungen, die einer Spannungsreihe zu-

grunde liegen, alle bei gleicher Temperatur gemacht werden, um thermoelektrische Effekte zu vermeiden.

Als Beispiel einer neueren Spannungsreihe sei folgende angeführt: + Kalzium, Magnesium, Aluminium, Zink, Zinn, Kadmium, Blei, Antimon, Wismut, Neusilber, Messing, Quecksilber, Eisen, Stahl, Kupfer, Silber, Gold, Kohle, Uran, Tellur, Platin, Palladium, Pyrit, Braunstein, Bleisuperoxyd —.

Die Reihenfolge der Metalle kann sich auch mit der Art der Erregung ändern. So fand z. B. Gaugain eine etwas andere Reihenfolge, als er Metalle mit Gemischen von Guttapercha und Schwefel rieb.

Spannungsreihen von Flüssigkeiten haben sich ebensowenig aufstellen lassen wie solche von Gasen.

R. Jaeger.

Spannungsreihe der Metalle s. Elektrolytisches Potential.

Spannungsergebnisse und Spannungsmoment. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen einer dünnen Platte oder eines dünnen Stabes lassen sich in sehr guter Annäherung mit Hilfe der auf die Gesamtdicke der Platte bzw. den Gesamtquerschnitt des Stabes bezogenen sog. Spannungsergebnisse und Spannungsmomente ausdrücken.

1. **Balken und Stäbe.** Denkt man sich einen durch beliebige Kräfte gespannten Balken (d. i. ein Stab mit einer im ursprünglichen, spannungslosen Zustand geraden Achse) mit einer Ebene normal zur Balkenachse geschnitten, so sind, wenn das Gleichgewicht des Balkens nicht gestört werden soll, an der Querschnittsfläche gewisse Spannungen \bar{s} anzubringen, die i. a. von Punkt zu Punkt verschieden sind. Die Gesamtheit dieser auf den Querschnitt wirkenden Spannungen ist einer im Schwerpunkt S der Querschnittsfläche F (= Durchstoßpunkt der Balkenachse in der Querschnittsebene) angreifenden *Schnittkraft* oder *Spannungsergebnisse*

$$\mathfrak{S} = \int_F \bar{s} \, dF$$

und einem *Schnittmoment* oder *Spannungsmoment* in bezug auf den Flächenschwerpunkt S

$$\mathfrak{M} = \int_F [\mathbf{r} \bar{s}] \, dF$$

statisch gleichwertig. Darin bedeutet \mathbf{r} den in der Querschnittsebene liegenden und vom Schwerpunkt S aus gerechneten Ortsvektor des Flächenelements dF . Sei (O, x, y, z) das sog. natürliche Koordinatensystem für den betreffenden Querschnitt des vorerst als prismatisch vorausgesetzten Balkens, d. h. der Einheitsvektor \mathbf{e}_z liegt in der Richtung der Balkenachse, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ liegen in der Querschnittsebene und fallen mit den Richtungen der beiden Trägheitshauptachsen der Querschnittsfigur zusammen. Die Komponente $N = \mathfrak{S} \mathbf{e}_z$ der Schnittkraft \mathfrak{S} in Richtung der Stabachse \mathbf{e}_z heißt *Normal- oder Längskraft*, die in die Querschnittsebene fallenden Komponenten $Q_x = \mathfrak{S} \mathbf{e}_x$ und $Q_y = \mathfrak{S} \mathbf{e}_y$ heißen *Querkraft*, *Schub- oder Scherkraft*. Die beiden in die Querschnittsebene fallenden Komponenten des Schnittmoments \mathfrak{M}

$$M_x = \mathfrak{M} \mathbf{e}_x \text{ und } M_y = \mathfrak{M} \mathbf{e}_y$$

heißen *Biegemomente* um die Trägheitshauptachsen des Querschnitts, die Momentkomponente in Richtung der Balkenachse $M_z = \mathfrak{M} \mathbf{e}_z$ heißt *Torsions- oder Verdrillungsmoment*.

Bei gekrümmten Stäben sind Schnittkraft \mathfrak{S} und Schnittmoment \mathfrak{M} auf genau die gleiche Weise zu bilden wie beim geraden Balken. Die Komponenten $N, Q_x, Q_y, M_x, M_y, M_z$ sind nach den auf gleiche Weise definierten Richtungen $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ zu nehmen, die jedoch hier längs der Stabachse veränderlich sind. Gleiches gilt für verdrillte Balken, d. h. wenn zwar die Stabachse gerade ist, die Richtungen der Trägheitshauptachsen $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ aber in verschiedenen Querschnitten verschieden sind.

2. **Platten und Schalen.** Grenz man in einer Schnittebene, welche normal zur Mittelfläche einer (ebenen) Platte oder Schale gelegt ist, ein kleines rechteckiges Flächenstück ab , dessen Höhe gleich der Plattendicke h ist und dessen Breite mit Δs bezeichnet werden möge, so sind die auf diese Fläche $F = h \cdot \Delta s$ wirkenden Spannungen \bar{s} einer im Flächenschwerpunkt (in der Mittelfläche) angreifenden Kraft $\mathfrak{S} \Delta s$ und einem Kräftepaar $\mathfrak{M} \Delta s$ statisch gleichwertig. Der auf einen Streifen von Einheitsbreite und Plattendicke bezogene Grenzwert

$$\mathfrak{S} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \left\{ \int_F \frac{\bar{s} \, dF}{\Delta s} \right\}$$

heißt *Spannungsergebnisse* (Dimension kg/cm) und

$$\mathfrak{M} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \left\{ \int_F [\mathbf{r} \bar{s}] \frac{dF}{\Delta s} \right\}$$

Spannungsmoment (Dimension kg) an der betreffenden Stelle der Mittelfläche und für die gegebene Schnitttrichtung. In den beiden obigen Gleichungen bedeutet \mathbf{r} den vom Schwerpunkt S des Streifens F aus gerechneten Ortsvektor des Flächenelements dF . Es sei $(O, 1, 2, 3)$ ein rechtsdrehendes rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen 1-Achse in die Richtung der äußeren Normalen des ebenen Streifens F falle, die 2-Achse in die Schnittlinie von Schnittebene und Mittelfläche, die 3-Achse in die Normale zur Schalenmittelfläche. Die Komponenten der Spannungsergebnisse \mathfrak{S} und des Spannungsmoments \mathfrak{M} nach den Richtungen $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ sind:

$T = \mathfrak{S} \mathbf{e}_1 \dots$ Zug-(Druck)resultante,

$S = \mathfrak{S} \mathbf{e}_2 \dots$ Schubresultante,

$N = \mathfrak{S} \mathbf{e}_3 \dots$ Scherresultante,

$H = \mathfrak{M} \mathbf{e}_1 \dots$ Torsions-(Drillungs)moment,

$G = \mathfrak{M} \mathbf{e}_2 \dots$ Biegemoment.

Die Momentkomponente in der Richtung der Normalen zur Schalenmittelfläche verschwindet $K = \mathfrak{M} \mathbf{e}_3 = 0$.

Die Spannungsergebnisse und Spannungsmomente sind im allgemeinen für jeden bestimmten Punkt der Mittelfläche mit der Normalenrichtung \mathbf{e}_1 veränderlich. Die Komponenten T, S, N, H, G der Vektoren \mathfrak{S} und \mathfrak{M} transformieren sich für verschiedene Normalenrichtungen \mathbf{e}_1 ähnlich wie die Komponenten des Spannungstensors (vgl. Transformation der Spannungskomponenten). Die Transformationsgleichungen sind leicht aus den Definitionen für \mathfrak{S} und \mathfrak{M} abzuleiten.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907.

Spannungstensor. Der Spannungszustand (s. d.) in einem Punkte eines Kontinuums ist vollständig bekannt, sobald man die Spannungsvektoren $\bar{s}_x, \bar{s}_y, \bar{s}_z$ kennt, welche zu drei nicht komplanaren Schnitttrichtungen $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ gehören. Die Spannung \bar{s}_n , die in dem betreffenden Punkte auf ein beliebiges Flächenelement mit der Normalen \mathbf{n} wirkt, ist

eine räumliche, lineare Vektorfunktion von \mathfrak{n} . Sind insbesondere e_x, e_y, e_z die Einheitsvektoren in den Richtungen x, y, z eines festen rechtwinkligen Achsenkreuzes (O, x, y, z), so ist

(1) $\hat{s}_n = \hat{s}_x \cdot e_x \mathfrak{n} + \hat{s}_y \cdot e_y \mathfrak{n} + \hat{s}_z \cdot e_z \mathfrak{n} \equiv \Sigma \mathfrak{n}$.
Nach dem Boltzmannschen Axiom ist $\Sigma \mathfrak{n}$ eine symmetrische, lineare Vektorfunktion, der Affinor (vgl. den Art. Affinorrechnung)

(2) $\Sigma = \hat{s}_x \cdot e_x + \hat{s}_y \cdot e_y + \hat{s}_z \cdot e_z$
ist symmetrisch, d. h. Σ ist ein sog. Tensor. Bezeichnet man die Komponenten des Spannungszustandes nach dem Koordinatensystem (O, x, y, z) wie üblich mit $\sigma_x \dots \tau_{xy} \dots$, so daß

$$(3) \quad \begin{cases} \hat{s}_x = e_x \sigma_x + e_y \tau_{xy} + e_z \tau_{xz} \\ \hat{s}_y = e_x \tau_{yx} + e_y \sigma_y + e_z \tau_{yz} \\ \hat{s}_z = e_x \tau_{zx} + e_y \tau_{zy} + e_z \sigma_z \end{cases}$$

wird, worin $\tau_{yx} = \tau_{xy}, \tau_{xz} = \tau_{zx}, \tau_{zy} = \tau_{yz}$ ist, so kann man für den Spannungstensor Σ das folgende symmetrische Schema 4) angeben.

$$(4) \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{pmatrix}.$$

Die Zeilen dieses Schemas sind die Komponenten der Spannungsvektoren $\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$, in der einen Diagonale stehen die Normalspannungen $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, die Seitenglieder entsprechen den paarweise gleichen Schubspannungen. Die Seitenglieder τ des Spannungstensors 4) können durch Transformation des Tensors auf ein neues, rechtwinkliges Koordinatensystem ($O, 1, 2, 3$), dessen Achsrichtungen e_1, e_2, e_3 mit den Hauptachsen des Spannungszustandes zusammenfallen, zum Verschwinden gebracht werden (Hauptachsentransformation). In der Diagonale stehen dann die Hauptnormalspannungen $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$

$$(5) \quad \Sigma' = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}.$$

Die Summe der drei Normalspannungen

(6) $S_1(\Sigma) \equiv \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = 3p$
ist gegenüber allen Drehungen des Koordinatensystems invariant. Die Invariante $S_1(\Sigma)$ heißt der erste Skalar des Spannungstensors Σ , $p = \frac{1}{3} S_1(\Sigma)$ heißt die mittlere Normalspannung des Spannungszustandes. Ist insbesondere $p = \frac{1}{3} S_1(\Sigma) = 0$, so liegt eine reine Schubbeanspruchung vor (entsprechend einer Deformation ohne Volumdehnung), da man dann den Spannungstensor Σ auf die Form

$$(7) \quad \Sigma'' = \begin{pmatrix} 0 & \tau_1 & \tau_2 \\ \tau_1 & 0 & \tau_3 \\ \tau_2 & \tau_3 & 0 \end{pmatrix}$$

transformieren kann. Im Falle eines hydrostatischen Drucks p gilt

$$(8) \quad \Sigma = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix},$$

so daß $S_1(\Sigma) = 3p$ wird.

Der Inhalt des Parallelepipedes, das die drei Spannungsvektoren $\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$ als Kanten hat, ist ebenfalls eine Invariante des Spannungstensors. Dieser sog. dritte Skalar des Spannungstensors

$$(9) \quad S_3(\Sigma) = \hat{s}_x \hat{s}_y \hat{s}_z = \begin{vmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{vmatrix}$$

ist gleich der Determinante des Schemas 4).

Wir zerspalten den Spannungstensor Σ in zwei Teile, indem wir setzen

$$(10) \quad \Sigma = p I + A,$$

worin I der Einheitstensor ist und A den sog. Deviator des Spannungstensors Σ bedeutet. Da der erste Skalar des Spannungsdeviators A nach Voraussetzung verschwindet, $S_1(A) = 0$, kann man den Deviator A immer auf die Form (7) bringen.

Für isotrope, elastische Körper bestehen unter Voraussetzung der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes und für kleine Verschiebungen die folgenden Beziehungen zwischen Spannungstensor

$$\Sigma = p I + A \text{ und Verzerrungstensor def } v = \frac{e}{3} I + \Gamma$$

($e =$ Volumdehnung, $\Gamma =$ Deviator des Verzerrungstensors def v ; s. Art. Verzerrungstensor). Es ist

$$(11) \quad S_1(\Sigma) = \frac{m E}{m-2} S_1(\text{def } v)$$

oder in anderer Form

$$(12) \quad p = \frac{m E}{3(m-2)} e = k e,$$

d. h. die ersten Skalare des Spannungstensors Σ und des Verzerrungstensors def v sind einander proportional.

In Gl. 11) und 12) ist E der Elastizitätsmodul, m die Querkontraktionszahl, $k = \frac{m E}{3(m-2)}$ der Kompressionsmodul des isotropen Materials. Ferner gilt

$$(13) \quad A = 2 G \Gamma$$

d. h. der Deviator A des Spannungstensors Σ ist proportional dem Deviator Γ des Verzerrungstensors def v . $G = \frac{m E}{2(m+1)}$ ist der Schubmodul.

Aus der Gleichung 13) erkennt man auch sofort, daß die Hauptachsen der beiden Tensoren A und Γ , und damit auch die der beiden Tensoren Σ und def v , unter den genannten Voraussetzungen parallel sind. Der Spannungstensor Σ ist demnach durch den Verschiebungsvektor v und den Verzerrungstensor def v ausgedrückt

$$(14) \quad \Sigma = k e I + 2 G \Gamma = 2 G \left\{ \frac{\text{div } v}{m-2} I + \text{def } v \right\}.$$

Drückt man umgekehrt den Deformationstensor durch den Spannungstensor aus, so erhält man

$$(15) \quad \text{def } v = \frac{m-2}{m E} p I + \frac{A}{2 G} = \frac{\Sigma}{2 G} - \frac{3 p I}{m E}.$$

Hinsichtlich der entsprechenden Zusammenhänge bei nicht isotropem Material und bei endlich großen Verschiebungen sei auf die Lehrbücher der Elastizitätstheorie verwiesen.

F. Schleicher.
Näheres s. z. B. Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912 und Spielrein, Vektorrechnung, Stuttgart (2. Aufl.), 1926.

Spannungsthermometer s. Fernthermometer, Stocksches Thermometer.

Spannungsvektor s. Spannungszustand in einem Kontinuum.

Spannungs-Verschiebungsgleichungen. Führt man die Verzerrungs-Verschiebungsgleichungen (s. Verzerrungszustand), welche die Komponenten der Verzerrung $\epsilon_x \dots \gamma_{yz} \dots$ durch die Verschiebungskomponenten u, v, w ausdrücken, in die Spannungs-Verzerrungsgleichungen (s. Hookesches Gesetz) ein, so erhält man ein System von Gleichungen, das die Spannungskomponenten $\sigma_x \dots \tau_{yz} \dots$ als Funktion der Verschiebungskomponenten gibt.

Diese sog. Spannungs-Verschiebungsgleichungen sind für den Fall eines isotropen

Körpers, welcher dem Hookeschen Gesetz genügt, und bei kleinen Verschiebungen für ein kartesisches Koordinatensystem (O, x, y, z) die folgenden:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 2G \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{e}{m-2} \right\} \\ \sigma_y &= 2G \left\{ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{e}{m-2} \right\} \\ \sigma_z &= 2G \left\{ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{e}{m-2} \right\}, \quad e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \\ \tau_{yz} &= G \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \tau_{zx} &= G \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{xy} &= G \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)\end{aligned}$$

Darin sind G (Schubmodul) und m (Querkontraktionszahl) die Elastizitätskonstanten (s. d.) für den betreffenden isotropen Körper.

F. Schleicher.

Näheres s. A. u. L. Föppel, Drang und Zwang. München 1924. 2. Aufl., 1. Bd., § 2.

Spannungs-Verzerrungsgleichungen s. Hooke'sches Gesetz.

Spannungswandler sind Transformatoren (s. d.), welche nicht unmittelbar meßbare Spannungen zu Meßzwecken umspannen. Sie erfüllen also eine ähnliche Aufgabe wie Stromwandler (s. d.).

Spannungswandler werden stets als eisengeschlossene Transformatoren ausgeführt, welche auf der Sekundärseite an das Anzeigeelement angeschlossen sind. Die Sekundärspannung ist dann merklich gleich der primären Spannung, multipliziert mit dem Übersetzungsverhältnis (s. d.) der Spannungen. Da diese Wandler für relativ kleine Stromstärken bemessen sind, führt sekundärer Kurzschluß (s. d.) meist zu ihrer Zerstörung.

Spannungswandler werden außer zur Messung der Betriebsspannung noch zur Messung elektrischer Leistung und zur sog. Erdschlußkontrolle (s. Kurzschluß) benutzt. Die Genauigkeit der Leistungsmessung erfordert es, daß sowohl das Übersetzungsverhältnis als auch die Phasenlage der Sekundärspannung gegenüber der Primärspannung in weiten Grenzen konstant sind. Hierzu ist es notwendig, daß der Magnetisierungsstrom des Wandlers möglichst klein sei und möglichst kleine Verluste aufweise. Diesen Bedingungen wird konstruktiv durch Wahl einer relativ kleinen Eisensättigung entsprochen. Die Fehler, welche die Wandler bei Abweichungen des Betriebszustandes vom Normalzustand aufweisen dürfen, sind behördlich festgesetzt. In der Erdschlußkontrollschaltung werden die Wandler primärseitig zwischen die zu prüfende Leitung und Erde geschaltet. Die Sekundärspannung sinkt auf Null, sobald die Leitung Erdschluß erhält und zeigt damit den Erdschluß an.

Die Spannungswandler sind Hochspannungsapparate, sie müssen daher den entsprechenden Vorschriften genügen und insbesondere allen im Betrieb auftretenden Überspannungen gewachsen sein. Man erreicht dies durch die im Transformatorbau üblichen Maßnahmen (Verstärkung der Eingangswindungen usw.), geht hierbei womöglich aber noch weiter.

Während normale Spannungswandler den Betrieb in keiner Weise beeinflussen, werden durch falsch dimensionierte oder defekte Spannungswandler

schwere Betriebsgefahren hervorgerufen. Es liegt dies daran, daß die Magnetisierungsströme solcher Wandler gelegentlich in der gleichen Größenordnung liegen wie die Kapazitätsströme der Anlage und mit diesen Resonanz bilden; die Folge sind Überspannungen in der ganzen Anlage, die zum Kurzschluß oder Erdschluß führen können. Diese Gefahren gaben Veranlassung, für die Installation der Wandler besondere Vorschriften zu erlassen.

Spannungswandler besonderer Art werden im sog. Epsteinapparat zur Eisenverlustmessung verwendet. In diesem Falle wählt man das Übersetzungsverhältnis meist wie 1:1 und führt die Sekundärspannung dem Leistungsmesser zu. Man erreicht dann bei hinreichend kleiner Streuung, daß die Stromwärmeverluste automatisch aus der Messung eliminiert werden.

Bei sehr hohen Spannungen wird der Bau von Spannungswandlern schwierig; man gewinnt in diesem Falle eine meßbare Spannung besser dadurch, daß man die Gesamtspannung durch Reihenschaltung von Kondensatoren oder Widerständen in definierter Weise aufspaltet. Insbesondere benutzt man hierzu gern die sog. Kondensatordurchführungen (s. Durchführungen).

F. Ollendorff.

Näheres s. Möllinger, Wirkungsweise der Motorzähler und Meßwandler. Berlin, Julius Springer, 1925.

Spannungszustand in einem Kontinuum. An jedem Flächenelement dF (Normale n), in dem sich zwei Körper unter Kraftwirkung berühren oder das man sich als Trennungsfläche zweier benachbarter Volumelemente des gleichen Körpers denken kann, werden Kräfte $d\mathfrak{R}_n$ übertragen, welche für sehr kleine Flächenelemente dF

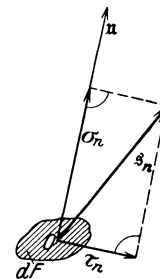
$$d\mathfrak{R}_n = \hat{s}_n dF$$

gesetzt werden können. \hat{s}_n ist der (endliche) Vektor der *Spannung*, seine Dimension Kraft pro Flächeneinheit. Der *Spannungsvektor* \hat{s}_n ist im allgemeinen sowohl mit dem Ort des Flächenelements als auch mit der Normalenrichtung n veränderlich. Die Vorzeichen von n und \hat{s}_n werden zweckmäßig so definiert, daß $+n$ die nach außen gerichtete Normale des „ersten“ Volumelements bedeutet und \hat{s}_n die auf das Flächenelement dF dieses Elements ausgeübte Spannung ist. Nach der lex tertia gilt $\hat{s}_{-n} = -\hat{s}_{+n}$, d. h. die beiden Spannungen, die in den Flächenelementen einer Schnittfläche angreifen, sind stets entgegengesetzt gleich.

Die Spannungskomponente in Richtung der Normalen $\sigma_n = \hat{s}_n n$ heißt *Normalspannung*. Man nennt sie *Zugspannung*, wenn $\sigma_n > 0$, *Druckspannung*, wenn $\sigma_n < 0$ ist. Die in die Ebene des Flächenelements fallende Spannungskomponente $\tau_n = \hat{s}_n - n \sigma_n$ heißt *Schubspannung* oder *Scherspannung*.

Bei der Komponentenzersetzung des Spannungsvektors muß man häufig zwei Indizes schreiben. Dann bedeutet der erste Index die Normalenrichtung des Flächenelements, der zweite die Richtung der Komponente. Z. B. ist τ_{xy} die Schubspannungskomponente in der Ebene mit der Normalen x von der Richtung der y -Achse.

Die Gesamtheit aller Spannungsvektoren \hat{s}_n heißt *Spannungszustand*. Der *Spannungszustand*



Normalspannung u. Schubspannung.

in einem Punkte O des Kontinuums ist bekannt, wenn man alle Spannungen angeben kann, die zu beliebigen Schnittebenen durch O gehören. Diese Aufgabe ist gelöst, sobald man die Spannungen

$$(1) \begin{cases} \hat{s}_x = i_x \sigma_x + i_y \tau_{xy} + i_z \tau_{xz} \\ \hat{s}_y = i_x \tau_{yx} + i_y \sigma_y + i_z \tau_{yz} \\ \hat{s}_z = i_x \tau_{zx} + i_y \tau_{zy} + i_z \sigma_z \end{cases}$$

bestimmt hat, welche zu drei beliebigen, orthogonalen Richtungen x, y, z (Einheitsvektoren i_x, i_y, i_z) gehören. Für jede andere Schnittrichtung

$$n = i_x \cos \alpha + i_y \cos \beta + i_z \cos \gamma$$

findet man dann die Spannung aus

$$(2) \hat{s}_n = \hat{s}_x \cos \alpha + \hat{s}_y \cos \beta + \hat{s}_z \cos \gamma$$

(s. auch Transformation der Spannungskomponenten). Zur vollständigen Beschreibung des Spannungszustandes in einem Punkte genügt somit die Angabe der drei Spannungsvektoren $\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$, oder auch Angabe der sechs Komponenten $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{xy}$ des Spannungstensors. Der Spannungstensor ist symmetrisch, da nach dem Boltzmannschen Axiom

$$(3) \tau_{yx} = \tau_{xy}, \tau_{zy} = \tau_{yz}, \tau_{zx} = \tau_{xz}$$

ist. Der Spannungszustand in idealen Flüssigkeiten und Gasen ist besonders einfach, da dort keine Schubspannungen möglich sind. Der hydrostatische Druck p entspricht Spannungsvektoren

$$\hat{s}_n = -n p,$$

die dem Betrage nach im gleichen Punkte für alle Schnittrichtungen n konstant sind.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (Deutsch von Timpe), Leipzig 1907. Kap. II.

Spannweite nennt man beim Flugzeug die größte Länge des Tragwerkes senkrecht zur Flugrichtung. Eine große Spannweite ergibt bei gegebener Tragflächengröße kleinen induzierten Widerstand (s. d.), setzt aber im allgemeinen die Wendigkeit des Flugzeuges herab und bedingt große Flughallen. Auch mit Rücksicht auf den statischen Aufbau des Flügels ist die Vergrößerung der Spannweite begrenzt.

L. Hopf.

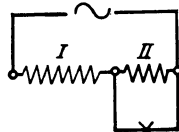
Sparfaden s. Glühkathode.

Sparkathode s. Glühkathode.

Sparröhre (Verstärkung elektr. Ströme). Elektr. Entladungsröhre zur Verstärkung usw., deren Glühkathode in ihrer äußeren Schicht eine oder mehrere Substanzen hoher spezifischer Elektronen-Emission (Alkalien, Erdalkalien, seltene Erden, Yttrium, Lanthan, Thorium usw. bzw. deren Verbindungen) enthält, und daher mit geringer Heizleistung im Vergleich zu Wolfram, Tantal auskommt (s. Glühkathode).

H. Rukop.

Spartransformator (Autotransformator). Vereint man nach Figur die primäre und sekundäre Wicklung eines Transformators (vgl. dort) zu einer einzigen, so erzielt man eine gewisse Ersparnis an Material,



Spartransformator.

Es läßt sich leicht zeigen, daß eine nennenswerte Ersparnis nur eintritt, wenn die sekundäre Spannung nicht allzu sehr von der primären abweicht. Das Anwendungsgebiet der Spartransformatoren ist daher beschränkt. Mit Vorteil werden sie verwendet zum Anschluß von Bogenlampen oder niedervoltigen Glühlampen

(Spannungsteiler oder Divisoren), als Zusatztransformatoren oder Spannungsregler in Transformatorstationen und Speiseleitungen. Als Nachteil ist zu verzeichnen, daß auch der Sekundärkreis Hochspannung führt, wenn die Primärseite an Hochspannung angeschlossen ist. R. Schmidt.

Näheres s. Kittler-Petersen, Allgemeine Elektrotechnik, Bd. II. Stuttgart 1909.

Spektralanalyse. Aus dem Spektrum eines im dampfförmigen Zustand zum Leuchten erregten Körpers (s. Spektrum) läßt sich, da das Spektrum ein Charakteristikum eines bestimmten Atoms ist, auf die Anwesenheit solcher Atome schließen. Schon von Kirchhoff und Bunsen ist diese Methode, aus dem Spektrum auf das Vorhandensein eines chemischen Elementes zu schließen, in die Wissenschaft eingeführt worden.

Die Erzeugung des leuchtenden Dampfes kann dabei auf verschiedene Weise erfolgen. Für die Alkalimetalle genügt die Bunsenflamme, in die man eine Verbindung derselben mit Hilfe eines mit einer kleinen Öse versehenen Platindrahtes einführt. Auch Magnesiaölöpfelchen eignen sich sehr gut als Träger solcher Verbindungen. In der Bunsenflamme erscheinen auf diese Weise folgende Linien sehr leicht (die Zahlen geben Angströmsche Einheiten) = 10^{-8} cm):

Lithium	6708 AE (rot)	
Natrium	5896 "	} gelb
	5890 "	
Kalium	7669 "	} rot
	7665 "	
Rubidium . . .	4047 "	} violett
	4044 "	
	4216 "	
	4202 "	
Cäsium	6213 "	} violett
	6010 "	
	5640 "	} orange
	4593 "	
	4556 "	
	} blau	
		4556 "

Auch das Thallium liefert im Bunsenbrenner eine kräftige Linie im Grün bei 5351 AE. Schwere flüchtige Substanzen bringt man in ein Knallgasgebläse oder wenn noch höhere Temperaturen erforderlich sind, in den positiven Krater eines elektrischen Lichtbogens. Man erhält dann die sog. Bogenspektren der Elemente, deren Wellenlängen man vollständig in Kayser's Handbuch der Spektroskopie Bd. V, VI und VII zusammengestellt findet. Auch den elektrischen Funken kann man zur Erzeugung von Spektren benutzen. Man verbindet zu dem Zweck (Fig. 1) eine Funkenstrecke F, deren Elektroden aus dem zu untersuchenden Material bestehen, mit den beiden Belegungen einer Leidener Flasche L, die durch ein Induktorium J geladen wird.

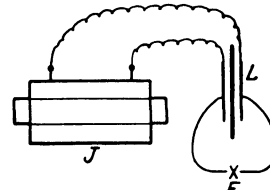


Fig. 1. Erzeugung von Funkenpektren.

Die Funkenpektren sind für die gleichen Elemente nicht identisch mit den Bogenspektren. Überhaupt kann dasselbe Element verschiedene Spektren je nach den Anregungsbedingungen emittieren. Die moderne Atomtheorie gibt von dieser Verschiedenheit der Emissionsmöglichkeiten Rechenschaft (s. Sommerfeld,

Atombau und Spektrallinien), s. auch unter „Serienspektren“.

Gasförmige Substanzen untersucht man mit Vorteil in sog. Geißlerschen oder Plücker'schen Röhren (Fig. 2). Das sind Glasgefäße von z. B. nebenstehender Form, in die Elektroden P_1 und P_2

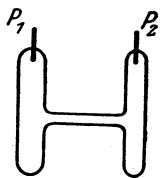


Fig. 2.
Geißlersche Röhre.

eingeschmolzen sind, und in denen sich das in Frage kommende Gas bei einem Druck von einigen Millimetern Quecksilbersäule befindet. Läßt man durch eine solche Röhre die Entladung eines Induktoriums hindurchgehen, so erhält man eine je nach dem Gasinhalt verschiedene Lichterscheinung. Eine mit Wasserstoff gefüllte Röhre z. B. leuchtet rosarot und liefert neben anderen Linien das sog. Balmer'sche Spektrum des Wasserstoffs (s. Serienspektren), von dem folgende Linien im sichtbaren Spektralbereich liegen.

6563	AE (rot)
4861	„ (blaugrün)
4340	„ (violett)
4102	„ (violett).

Eine mit Helium gefüllte Geißleröhre leuchtet hellgelb, eine mit Stickstoff gefüllte gelbrot usw. Es zeigt sich, daß die Elemente gewisse Linien besitzen, die besonders empfindlich sind und die sich daher zu einer qualitativen Analyse und unter Umständen sogar zu einer quantitativen eignen (Restlinien, raies ultimes).

Andere Methoden der Spektralanalyse (Absorptionsspektralanalyse, Kalorimetrie) beruhen auf den Absorptionsspektren.

L. Grebe.
Näheres s. neben dem Handbuch von Kayser, Formánek, Quantitative Spektralanalyse.
F. Löwe, Optische Messungen. Handb. d. Phys. von Geiger u. Scheel, Bd. 21.

Spektralanalyse der Gestirne verwendet den Spektralapparat in Verbindung mit dem astronomischen Fernrohr, bei der Sonne (s. Spektroheliograph), um mit großer Brennweite große Sonnenbilder zu erhalten, in denen die einzelnen Teile der Sonnenoberfläche der Beobachtung zugänglich werden, bei den übrigen, durchweg sehr lichtschwachen Objekten, um mit großer Öffnung eine Lichtstärke zu erreichen, die die gewünschte Dispersion zuläßt. Die Art der Verbindung des Spektroskops mit dem Fernrohr bestimmt drei Hauptgruppen von Astropektrographen (s. auch Sternspektrographen).

1. Das *Objektivprisma*. Da die von astronomischen Objekten kommenden Lichtstrahlen parallel sind, ist der Kollimator des Spektralapparates unnötig. Beobachtungrohr ist das astronomische Fernrohr; das Prisma, das bei dieser Anordnung nur einen kleinen brechenden Winkel zu haben braucht (z. B. 15°), wird vor das Objektiv gesetzt. Damit die Lichtstärke des Fernrohrs ausgenützt wird, muß das Prisma die Größe des Objektivs haben. In der Schwierigkeit, Prismen von solcher Größe herzustellen, liegt ein Hindernis für die Verwendung des Objektivprismas. Das große Gewicht der Prismen (bei großer Öffnung und großer Dispersion) und die um den Ablenkungswinkel von der Sehrichtung abweichende Stellung des Fernrohrs sind Unannehmlichkeiten für die Beobachtung. Ein Vergleichsspektrum (Spektrum einer irdischen Lichtquelle) kann nicht hergestellt werden, für die

Messung von Linienverschiebungen (Radialgeschwindigkeiten) ist das Objektivprisma daher wenig geeignet. Es leistet aber hervorragende Dienste bei der spektroskopischen Durchmusterung des Himmels mit Instrumenten von kleiner Brennweite, die in ihrem großen Gesichtsfeld die Spektren einer großen Zahl von Sternen gleichzeitig geben. Die Anwendbarkeit beschränkt sich in der Hauptsache auf punktförmige Lichtquellen (Fixsterne), da sich bei ausgedehnten Lichtquellen die Bilder verschiedener Wellenlängen überdecken.

2. Das *Okularspektroskop*. Ein geradsichtiger Prismensatz ist für die Strahlen, die er nicht ablenkt, frei von Astigmatismus; es ist daher nicht nötig, ihn an die Stelle des parallelen Strahlenganges zu setzen. Im astronomischen Fernrohr kann das geradsichtige Spektroskop zwischen dem Objektiv und seinem Brennpunkt angebracht werden (dicht vor dem Brennpunkt sind nur kleine Prismen nötig). Das hat den Nachteil, daß die Fehler des Spektroskops durch das Okular vergrößert werden. Es ist deshalb günstiger, den Prismensatz hinter das Okular zu setzen. Handelt es sich um ein ausgedehntes Bild, so muß man einen Spalt in der Bildebene anbringen, damit die Bilder verschiedener Farbe sich nicht stören. Die Okularspektroskope haben den Vorzug großer Bequemlichkeit; da sie keine große Dispersion zulassen, sind sie in der messenden Spektroskopie durch die zusammengesetzten Spektroskope verdrängt worden.

3. In den *zusammengesetzten Spektroskopen* ist der vollständige Spektralapparat des Laboratoriums mit dem astronomischen Fernrohr verbunden. Lichtquelle des Spektroskops ist das reelle Bild in der Brennebene des astronomischen Fernrohrs oder der dort angebrachte Spalt. Eine Kollimatorlinse, deren Brennebene mit der des Objektivs zusammenfällt, macht die Strahlen parallel, bevor sie den Prismensatz durchlaufen. Das Beobachtungrohr wird in den meisten Fällen durch die photographische Kamera ersetzt. Die kompensiöseste Form wird erreicht bei einer Gesamtablenkung von 180° . Das zusammengesetzte Spektroskop bietet die Möglichkeit, die einzelnen Teile der Apparatur den Besonderheiten der Objekte und Probleme anzupassen. Dabei muß das Öffnungsverhältnis des Kollimators gleich dem Öffnungsverhältnis des Fernrohrobjektivs und die Öffnung der Kamera gleich der Öffnung des Kollimators erhalten werden, wenn nicht Licht verloren werden soll. Die größtmögliche Dispersion hängt außer von der Lichtstärke des Objekts und der Öffnung des Fernrohrs von der Größe des Brennpunktbildes ab (der Spalt kann ohne Lichtverlust nicht enger genommen werden), ist also auch bei vollkommenen Objektiven begrenzt. Die zum Vergleich dienende Lichtquelle (Geißleröhre oder Funke zwischen Metallelektroden) muß im Strahlengang oder seitlich so angebracht sein, daß sie direkt oder mit Hilfe von Spiegeln den Spalt erleuchtet und ein Spektrum über oder unter dem Hauptspektrum liefert. Die Erhaltung unveränderter Versuchsbedingungen (besonders der Temperatur) für die Aufnahme des astronomischen Objekts, die sich über mehrere Stunden erstrecken kann, und die Aufnahme der Vergleichsspektren (vor und nach der Hauptaufnahme) ist eine schwierige technische Aufgabe.

In der Sonnenspektroskopie tritt häufig an die Stelle der Prismen das Beugungsgitter, für lichtschwache Objekte ist es nicht verwendbar.

Der Messung bieten sich Lage und Intensität der Linien im Spektrum. Die Wellenlängen werden durch die Lage der Linien relativ zu den bekannten Linien des Vergleichsspektrums bestimmt (Interpolationsformeln). Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums und der Linien kann optisch nach den Methoden der Photometrie oder durch das Bolometer gemessen werden (Spektralphotometer, Spektralbometer); auf photographische Spektren kommt das Mikrophotometer zur Verwendung (s. Mikrophotometer).

Die Spektralanalyse hat die Astronomie aus der Enge der Mechanik befreit und ihr den Erfahrungskreis der Physik erschlossen. Die in den Sternspektren auftretenden Emissions- und Absorptionslinien geben Aufschluß über die physikalische Konstitution der emittierenden oder absorbierenden Gase. Die spektralanalytische Durchmusterung der Fixsterne hat zu ihrer Gruppierung nach Zahl und Intensität der Linien bestimmter Stoffe geführt (s. Spektralklassen). Die Folge der Spektraltypen ist gleichzeitig eine Folge bezüglich der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum und damit der effektiven Temperaturen der strahlenden Himmelskörper. Diese Klassifizierung der Fixsterne ist ihrerseits der Ausgangspunkt der Gedanken über die physikalische Entwicklung der Himmelskörper geworden (s. Astrophysik), andererseits als ordnendes Argument in die stellardynamischen Betrachtungen über die Verteilung und die Bewegungen der Fixsterne eingetreten (s. Stellarstatistik).

Die Deutung der Verschiebungen der Spektrallinien gegen die im Vergleichsspektrum gegebene Ruhelage durch das Dopplersche Prinzip (s. Dopplersches Prinzip) führt zur Kenntnis der Bewegungen in der Blickrichtung (in km/sec.) und liefert dadurch ein wichtiges Werkzeug zur räumlichen Erforschung der Fixsternwelt (s. Radialgeschwindigkeit). Wandernde Doppellinien verraten Doppelsterne oft, wo eine optische Trennung nicht möglich ist, und lassen ihre Bahnverhältnisse berechnen. Durch eine gemeinsame (Rot-) Verschiebung kann in manchen Fällen das Gravitationsfeld, in welchem der Strahlungsursprung liegt, und damit die Masse oder die Dichte der Himmelskörper spektralanalytisch bestimmt werden.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Spektralanalyse, quantitative. Während die klassische Spektralanalyse nur eine qualitative ist, also nur die Art der in der untersuchten Leuchterscheinung (Bunsen- oder Gebläseflamme, elektrischer Lichtbogen, Entladung im Vakuumrohr oder elektrischer Funke) verdampften Elemente kennen lehrt, gibt die modernere, quantitative Spektralanalyse nach A. de Gramont, N. Hartley sowie A. G. G. Leonard und J. H. Pollok unter bestimmten Voraussetzungen Aufschluß über die relative Menge einzelner, in der Probe, etwa einer Legierung, enthaltenen Bestandteile, also über den Prozentgehalt; in gewissem Sinne ist sie eine analytische Schnellmethode, sodaß ein so geübter Beobachter wie de Gramont während des Weltkrieges innerhalb von 20 Minuten nach Empfang der Probe seiner vorgesetzten Militärbehörde das Ergebnis seiner Spektralaufnahmen melden konnte. Die Methode gründet sich auf die Verwertung der Regelmäßigkeit, mit der viele Elemente von ihren Spektrallinien um so weniger in ein Spektrum ent-

senden, in je geringerer Menge sie in der Probe enthalten sind. Diejenigen seiner Linien, die ein Element auch bei so geringer Konzentration wie 0,1, 0,01 oder gar 0,001% aussendet, heißen die letzten oder die beständigen Linien des Elementes. Nur diese „letzten“ Linien werden bei der quantitativen Spektralanalyse verwertet; die Mehrzahl aller Spektrallinien ist also in diesem Sondergebiete der Spektroskopie belanglos. Eine von F. Twyman aufgestellte Tabelle der letzten Linien der oben genannten vier Forscher enthält rund 1000 Linien, dagegen weist die jüngste „Tabelle der Spektrallinien der Elemente“ von H. Kayser (Verlag von Julius Springer 1926) 19000 Linien auf; der Chemiker braucht also nur 5% der Spektrallinien des Physikers. Die Analyse beschränkt sich auf diejenigen Elemente einer Mischung oder Legierung, die in keiner größeren Menge als 1% darin vorhanden sind, und das Ergebnis der Analyse besteht in der Ermittlung zweier Konzentrationsgrenzen, zwischen denen die gesuchte Konzentration liegt. In vielen Fällen ist man zufrieden, wenn man die Größenklasse der Konzentration (ob Zehntel, Hundertstel oder Tausendstel %) erhält. Gerade die spektrographische Ermittlung kleiner Konzentrationen ist für den Analytiker wichtig, weil die chemische eine zeitraubende und oft viel Probematerial erfordernde Aufgabe ist. Für die Untersuchung selbst ist von den klassischen Autoren übereinstimmend nur der Funke empfohlen worden. Der durch Kondensatoren verstärkte Funke wird durch eine Selbstinduktionsspule von den der Luft eigentümlichen Spektrallinien befreit; es gelingt, durch Konstanterhaltung der Funkenlänge, der Kapazität und der Selbstinduktion zu gleichmäßigen Ergebnissen innerhalb langer Zeiträume zu kommen, d. h. die Methode als zuverlässige Betriebskontrolle auszubauen, wenn man außerdem nur Gleiches mit Gleichem vergleicht. Im Gegensatz zu den Klassikern kann nicht ohne weiteres empfohlen werden, etwa die Abstufung der Linienzahl des Silbers mit dekadisch abnehmender Konzentration an wässrigen Lösungen von Chlorsilber zu studieren und die erhaltenen Spektren mit dem einer Ag-haltigen Kupferlegierung zu vergleichen, die im Funken direkt verdampft wurde. Ohne weiteres vergleichbar sind die Spektren zweier Lösungen, oder Spektren von zwei Legierungen, oder von zwei Schmelzflüssen. Die Einschränkung der Methode geht noch weiter. Man kann nicht mit Sicherheit damit rechnen, daß der Verlauf der Abnahme der Linienzahl mit abnehmender Konzentration, wie ihn etwa Cu-haltige Silber-Elektroden zeigen, genau identisch bei Cu-haltigen Al-Elektroden auftritt; man muß m. a. W. die Vergleichsspektren mit derselben Elektroden-substanz aufnehmen, die die Grundsubstanz der zu prüfenden Legierung bildet. Diese Bedingung wird in allen metallurgischen Betrieben ganz von selbst erfüllt, wo analysierte Proben in jeder gewünschten Abstufung der Konzentrationen der Verunreinigungen im Archive vorhanden sind. Aufschlüsse sind den festen Proben immer vorzuziehen, wenn Bedenken gegen die gleichmäßige Zusammensetzung der Probe bestehen; es ist leicht, etwa Späne von sehr verschiedenen Stellen eines größeren Probestücks zu nehmen und diese vor dem Aufschlusse zu vereinigen.

Wo mit den erwähnten Vorsichtsmaßregeln gearbeitet wird, sind die Ergebnisse sehr befriedigend. Die Erfahrungen der Klassiker bei der

Untersuchung von Lösungen, Mineralien, Erzen und Metallen wurden vom Verf. in methodischer Ordnung zusammengestellt (vgl. Lit.); über die Deutung von Bogenspektren berichtete G. O. Wild. Die physikalische Deutung der letzten Linien verdanken wir Gerlach (Ztschr. allg. u. anorg. Chem.), der jüngst mit Schweitzer eine Verfeinerung der Spektralanalyse nach der spektrophotometrischen Seite ausgearbeitet hat.

F. Löwe.

Näheres s. F. Löwe, „Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners“, Leipzig 1925 bei Th. Steinkopff. F. Löwe, „Atlas und Tabellen der letzten Linien“, Leipzig 1928 bei Th. Steinkopff. H. Lundegårdh, Die quantitative Spektralanalyse, Jena 1929, bei Fischer. W. Gerlach u. F. Schweitzer, Die quantitative Emissions-Spektralanalyse, Leipzig 1930 bei A. Barth.

Spektralapparate. Apparate zur Erzeugung und Beobachtung von Spektren (s. d.) heißen Spektralapparate. Je nachdem es sich nur um visuelle Beobachtung oder um visuelle Ausmessung oder um photographische Aufnahme der Spektren handelt, spricht man von Spektroskopen, Spektrometern oder Spektrographen.

Die ältesten und auch heute noch für viele Zwecke benutzten Spektralapparate sind Prismenapparate, bei denen das Spektrum durch die in einem Prisma auftretende Dispersion des Lichtes erzeugt wird.

Die wesentlichen Bestandteile sind das Kollimatorrohr C, das Prisma P und das Fernrohr F.

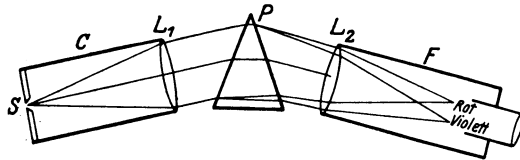


Fig. 1. Prismenspektroskop.

Das Kollimatorrohr besteht aus einem Spalt S, der sich in der Brennebene einer Linse L_1 befindet. Er wird durch die zu untersuchende Lichtquelle beleuchtet, das von ihm ausgehende Licht wird durch L_1 parallel gemacht und fällt auf das Prisma P auf. Hier wird es zerlegt, indem die langwelligen Strahlen weniger stark gebrochen werden als die kurzwelligen und die Linse L_2 des Fernrohrs vereinigt die verschiedenfarbigen Lichtbüschel zu nebeneinander liegenden Spaltbildern. Diese Spaltbilder werden durch die Okularlinse betrachtet, wenn es sich um visuelle Beobachtung handelt oder direkt auf der photographischen Platte entworfen, wenn der Apparat als Spektrograph konstruiert ist.

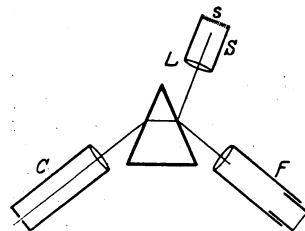


Fig. 2. Kirchhoff und Bunsens Spektralapparat.

Bei den Spektrometern enthält das Fernrohr in der Bildebene ein Fadengitter aus Spinnwebfäden und das Fernrohr ist über einer feinen Kreisteilung drehbar. Wenn es sich nicht um sehr genaue Lagebestimmung der Spektrallinien handelt, genügt die von Kirchhoff und Bunsen angegebene Methode des Skalengerohrs, die von Chemikern viel benutzt wird. Dann erhält der Apparat noch ein drittes Rohr S außer dem Kollimatorrohr C und dem

Fernrohr F, das sog. Skalenrohr, bestehend aus einer Linse L, in deren Brennebene sich eine Skala befindet, die in undurchsichtiges Material geritzt ist, so daß nur die Teilstriche Licht durchlassen. Das Rohr ist so aufgestellt, daß das aus ihm austretende Licht an der dem Fernrohr zugewendeten Prismenfläche reflektiert wird, so daß im Fernrohr gleichzeitig mit dem Spektrum die Skala scharf abgebildet wird.

Will man Spektren im Ultraviolett untersuchen, so dürfen Linsen und Prismen nicht aus Glas gemacht werden, das nur etwa bis zur Wellenlänge 3000 AE durchlässig ist, sondern müssen aus Quarz oder noch besser aus Flußspat hergestellt sein.

Für die spektroskopische Beobachtung ist es oft lästig, daß infolge der Brechung im Prisma Kollimatorrohr und Fernrohr nicht in einer geraden Linie liegen. Besonders bei schnell vergänglichen Lichtquellen, die man mit dem Spektroskop beobachten will, ist eine Gleichrichtung beider Rohre erwünscht, weil man nur in diesem Falle sicher nach dem zu beobachtenden Objekt hinzielen kann. Das wird durch die „geradsichtigen“ Spektroskope erreicht. Sie beruhen darauf, daß zwischen Dispersion und Brechung bei verschiedenen Körpern keine Proportionalität besteht, daß also ein stark brechender Körper nicht immer auch eine starke Farbenzerstreuung zeigt. Es gibt Gläser, die stark dispergieren und schwach brechen und solche, bei denen die Dispersion im Verhältnis zur Brechung klein ist. Bringt man also hinter ein stark dispergierendes und schwach brechendes Prisma ein ebenso stark brechendes, aber schwach dispergierendes, dessen brechende Kante umgekehrt steht, so wird zwar die Brechung wenigstens für einen mittleren Spektralbezirk aufgehoben, die Farbenzerstreuung aber bleibt bestehen. Durch Benutzung einer größeren Zahl von Prismen kann in solchen Apparaten eine bedeutende Farbenzerstreuung, also ein langes Spektrum erzielt werden. Die sog. Taschenspektroskope sind nach diesem Prinzip hergestellt.



Fig. 3. Geradsichtiges Prisma.

Die Prismenspektralapparate sind besonders geeignet, wenn es sich um die Herstellung lichtstarker Spektren von verhältnismäßig geringer Dispersion handelt. Soll eine sehr große Auflösung des Spektrums erzielt werden, so sind die Gitterspektroskope (s. d.) und die Interferenzapparate (s. Interferometer) den Prismenapparaten überlegen. Vgl. auch Photometrie im Spektrum. L. Grebe.

Spektralbolometer. An Stelle des Okulars eines Spektrometers oder der Kamera eines Spektrographen dient ein schmales Bolometer (s. d.) zur quantitativen Messung der Energie in Spektrallinien, und zur Erforschung der ultraroten Linienspektren.

Spektralflimmerphotometer s. Photometrie im Spektrum.

Spektralklassen der Sterne. Schon bei aufmerksamem Betrachten des Sternhimmels fällt die verschiedene Färbung der Sterne auf. Diese Farbenreihe ist eine Temperaturskala (vgl. Farbenindex und Temperatur der Sterne). Gleichlaufend mit der Temperatur gehen verschiedene spektrale Eigenschaften, die zur Aufstellung der Spektralklassen führten. Die heute allein gebräuchliche ist die erweiterte Harvard-Klassifikation, die auf

E. Pickering und Miß Cannon zurückgeht. Die Serie zerfällt in eine Anzahl Typen, die durch Buchstaben bezeichnet und nochmals durch Ziffern von 0—9 in Unterklassen eingeteilt werden. Eine Reihe von besonderen Zeichen existieren noch, um Eigentümlichkeiten der Spektren in Kurzschrift anzugeben, die aber hier nicht angeführt werden können. Die Klassen sind folgende:

Typus O : Oa bis Oc Wolf-Rayet-Sterne. Starke breite Emissionsbanden bisher unbekannt oder ungesicherten Ursprungs und nur ein schwaches kontinuierliches Spektrum. Die Sterne sind offenbar sehr heiß. Ihr Spektrum zeigt Beziehungen zu den planetarischen Nebeln.

Alle weiteren Gruppen sind durch das Vorhandensein von Absorptionslinien gekennzeichnet.

O5 bis O9. Das Spektrum zeigt nur die Linien des Wasserstoffs und des ionisierten Heliums, das neutrale Helium ist bei O5 sehr schwach und wird erst bei O8 und O9 stärker. Die vom ionisierten Kalzium herrührenden Linien H und K (s. kosmische Kalziumwolken) sind stets vorhanden und entstehen nicht in den Sternen selbst. Die Temperatur dieser heißesten Sterne bewegt sich um 30000°.

Typus B: Das ionisierte Helium ist verschwunden, neutrales Helium herrscht vor und die Balmerreihe wird etwas stärker als bei O. Von B3 ab entstehen die Linien H und K in der Sternatmosphäre selbst. Sehr wenige andere Linien sind angedeutet, gelegentlich solche von mehrfach ionisiertem Si, O, N.

Typus A: Die Balmerreihe beherrscht das Bild, Helium verschwindet völlig, H und K verstärkt, zahlreiche andere Metalllinien.

Typus F: H und K dominieren, vermehrte Absorptionslinien der Metalle, besonders des Eisens.

Typus G: Die Balmerreihe fällt nicht mehr auf. Es treten in geringem Maße chemische Verbindungen auf (Cyan), starke Linienhäufungen, die stellenweise das kontinuierliche Spektrum auf weitere Strecken erheblich schwächen. Die Intensität des kurzwelligen Endes hat merklich abgenommen, der Stern ist gelblich. G ist der Sonnentypus.

Typus K: Die Intensität des kurzwelligen Endes nimmt stark ab.

Typus M (M 0 bis M 10). Chemische Verbindungen treten in großen Massen auf, vor allem beherrschen die Banden von TiO₂ das spektrale Bild. Sehr starke Abweichungen vom schwarzen Strahlungsgesetz, besonders von M5 ab. Die Farbe ist rot.

Typen R und N: Ebenfalls rote Sterne. Es treten aber anstatt der Titanoxyd- die Kohlenoxyd-(CO)Banden bei R schwächer, bei N sehr stark auf.

Typus S: Ebenfalls rote Sterne, in deren Spektren die Zirkonoxxydbanden auftreten.

O5 bis M10 stellen eine lückenlose Reihe dar. Die Typen R, N stellen eine Abzweigung von der Hauptreihe dar. Zwischen G und R-N sind alle Übergänge vorhanden. S kann als eine weitere Abzweigung bei K aufgefaßt werden. Mischtypen zwischen M und S scheinen vorzukommen. Zwischen R, N und den anderen kommen aber keinerlei Übergänge vor.

Die von Saha eingeleiteten Untersuchungen haben gezeigt, daß man das sukzessive Auftreten der verschiedenen Linien bei gleicher Zusammensetzung der Sterne allein als Temperaturphänomen erklären kann. Allerdings ist hier nur die Hauptreihe von O nach M erklärt. Über die Ursache der Abzweigungen wissen wir nichts. *Bottlinger.*

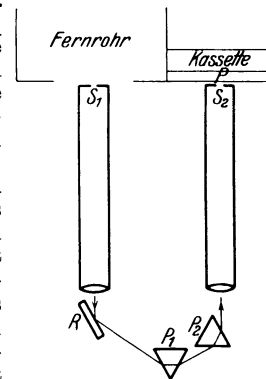
Spektralphotometer, Photometer zum Vergleichen verschiedener Farben desselben Spektrums oder gleicher Farben verschiedener Spektren: König; Lummer und Brodhun; Lummer und Pringsheim; Vierordt s. Photometrie im Spektrum.

Spektralröhren. Glimmentladungsröhren zur Erzeugung von Spektren der verschiedensten Stoffe zu Vergleichs- und Meßzwecken mit veränderlicher Intensität und genügender Konstanz. Beobachtet wird die positive Lichtsäule in der Längsrichtung, um möglichst große Intensität zu erhalten. Durch den Einbau einer Kapillare in die Röhre wird die Intensität der Glimmentladung stark vergrößert. *Güntherschulze.*

Spektrograph s. Spektralapparate.

Spektroheliograph ist ein Spektrograph (s. Spektralanalyse der Gestirne), der zur Aufnahme monochromatischer Sonnenbilder dient. Bei der Beobachtung der Sonne entsteht in der Brennebene des Fernrohrs, in der sich auch der Spalt S₁ des Spektrographen befindet (s. Figur), ein kreisförmiges reelles Bild der Sonne.

Würde man den Spalt S₁ entfernen und an die Stelle der Prismen Spiegel setzen, so würde auf der photographischen Platte P ein Sonnenbild entstehen, das dem Sonnenbild in der Brennebene des Fernrohrs vollkommen gleiche. Wird der Spalt S₁ eingefügt, so entsteht auf P ein Bild des durch S₁ aus dem Sonnenbild ausgeschnittenen Streifens. Bewegt man nunmehr den ganzen Spektrographen so (Fernrohr und Platte



Spektroheliograph (schematisch).

bleiben in Ruhe), daß der Spalt S₁ von links nach rechts über das Sonnenbild streicht, so setzt sich auf P Streifen an Streifen, bis das Sonnenbild vollständig ist. Werden nun auch die Prismen an ihre Stelle gesetzt, so wird jeder von S₁ ausgeschnittene Streifen auf P als Spektrum abgebildet. Sobald aber vor der photographischen Platte P ein Schirm mit einem Spalt S₂ angebracht wird, entspricht auch jetzt jedem Streifen S₁ ein (nunmehr monochromatischer) Bildstreifen auf P. Bei der Bewegung des Spektrographen wird so auf P die Sonne in monochromatischem Lichte abgebildet. Durch Verschiebung des Spaltes S₂ kann die Wellenlänge des Lichtes, in dem die Abbildung erfolgen soll, willkürlich gewählt werden. Der Spiegel R dient dazu, die gewünschte Gegend des Spektrums in die Mitte des Gesichtsfeldes zu bringen.

Bei spektroheliographischen Aufnahmen wird der Spalt S₂ auf Absorptions- oder Emissionslinien gesetzt. Am häufigsten werden Spektroheliogramme mit den Kalziumlinien H und K und den Wasserstofflinien hergestellt. Die mit der Strahlung verschiedener Elemente hergestellten Bilder zeigen die Verteilung dieser Elemente auf der Sonne. Die verschiedenen Linien eines Elements (und auch verschiedener Elemente) stammen aus verschiedenen Tiefen der Sonnenatmosphäre, die durch sie gezeichneten Bilder geben also eine Darstellung der verschiedenen Schichten der Chromosphäre. H_a-

Bilder werden als Darstellung der äußersten, H_{γ} -Bilder als Abbildung der unteren Schichten angesehen; die Mitten der breiten Kalziumlinien (H_2 , K_3) kennzeichnen ein höheres Niveau als die Ränder (H_1 , K_1).

Ein für die Beobachtung mit dem Auge eingerichtetes Spektroheliograph ist das Spektrohelioskop. An der Stelle der photographischen Platte P befindet sich dort ein Okular, mit dem das Sonnenbild betrachtet wird. Um dem Auge die Zusammensetzung der nacheinander abgebildeten Streifen zu einem Bilde zu ermöglichen, wird der ganze Spektrograph über einem begrenzten Gebiet des Sonnenbildes automatisch so schnell hin- und herbewegt, daß das Auge nicht mehr die Streifen, sondern das Gesamtbild auffaßt. Mit dem Spektrohelioskop ist eine sehr rasche und häufige Musterung der Sonnenscheibe und des Sonnenrandes möglich (s. auch Sonne).

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Spektrokomparator nach J. Hartmann dient zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten aus Sternspektrogrammen. Während man bei Sternspektren mit nur wenigen Spektrallinien mit einem gewöhnlichen Meßapparat alle Linien einzeln ausmessen kann, ist dies Verfahren bei linienreichen

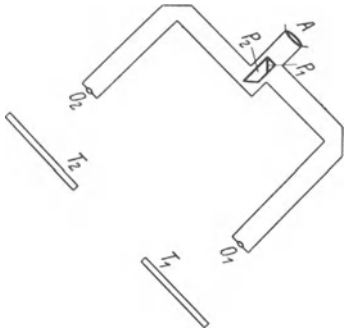


Fig. 1. Spektrokomparator.

Spektren sehr umständlich oder fast undurchführbar. Der Spektrokomparator gestattet, zwei Spektren, von denen das eine gewöhnlich als Normalspektrum dient, optisch nebeneinander zu projizieren und unmittelbar zu vergleichen.

Er ist ein Meßmikroskop (Fig. 1) mit zwei Objektiven O_1 und O_2 , deren Gesichtsfelder durch eine teilweise versilberte Fläche zwischen den Prismen P_1 und P_2 vereinigt werden. Man erblickt im Okular dann ein Feld (Fig. 2), dessen schraffierter Teil dem unteren, dessen heller Teil dem oberen Objektiv entstammt. Auf den oberen Mikroskopisch T_1 wird das Normalspektrum (z. B. Sonnenspektrum) mit seinen flankierenden Emissions-

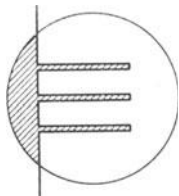


Fig. 2. Okularbild des Spektrokomparators.

Vergleichspektren gelegt, auf den unteren das ebenso ausgestattete Sternspektrum. Man sieht dann beim Normalspektrum alle drei Teile durch das Sternspektrum vom unteren Mikroskopisch unterbrochen. Durch eine Mikrometerschraube ist das untere Spektrum in der Dispersionsrichtung, d. h. horizontal verschiebbar. Durch sukzessives Zurückbringen der Emissions- und Absorptionsspektren kann man die Linienverschiebung ermitteln.

Spektrometer s. Spektralapparate.

Spektrosaccharimeter von Glan s. Rotationsdispersion.

Spektroskop, Apparat zur Erzeugung eines Spektrums, s. Photometrie im Spektrum; auch Spektralapparate.

Spektrum. Newton beobachtete im Jahre 1666, daß Sonnenlicht durch ein Prisma in einen farbigen Streifen zerlegt wird. Er zog daraus den Schluß, daß das weiße Licht zusammengesetzt ist und in kontinuierlicher Folge die Farben Rot, Orange, Gelb, Grün Blau und Violett enthält. Er nannte den entstehenden Farbstreifen ein Spektrum und diese Bezeichnung hat sich allgemein für die Erscheinung eingebürgert, die auftritt, wenn zusammengesetztes Licht durch einen dispergierenden Apparat (s. Dispersion) in seine elementaren Farben zerlegt wird. Damit eine möglichst vollkommene Trennung der verschiedenen Spektralfarben, die sich physikalisch durch verschiedene Wellenlängen charakterisieren, erreicht wird, bildet man die Eintrittsöffnung in den Spektralapparat spaltförmig aus und stellt diesen Spalt so, daß die Dispersion senkrecht zur Spaltrichtung erfolgt. Dann ordnen sich in dem Spektrum die verschiedenfarbigen Spaltbilder nebeneinander an und die Farben sind um so reiner, je weniger sich die einzelnen Spaltbilder überdecken. Man unterscheidet nun zwei verschiedene Typen von Spektren leuchtender Gegenstände: einmal solche, bei denen es nicht möglich ist auch durch noch so weit gehende Verfeinerung des Spaltes oder Vergrößerung der Dispersion eine Auflösung des Spektrums in einzelne Spaltbilder zu erzielen, bei denen also die einzelnen Wellenlängen in einem ausgedehnten Bereich kontinuierlich aufeinander folgen. Solche Spektren bezeichnet man als kontinuierliche Spektren. Sie werden von festen oder flüssigen Körpern geliefert, die durch Erhitzen zur Lichtemission gebracht worden sind. Der zweite Typus wird im allgemeinen durch leuchtende Gase und Dämpfe geliefert und besteht bei genügender Dispersion des auflösenden Spektralapparates aus einzelnen voneinander getrennten Spaltbildern. Solche Spektren bezeichnet man als diskontinuierliche Spektren. Diese diskontinuierlichen Spektren können wieder von zweierlei Art sein, sie können als Linienspektren oder als Bandenspektren auftreten. Die Linienspektren sind dadurch charakterisiert, daß in ihnen die einzelnen Spaltbilder oder Spektrallinien mehr voneinander isoliert auftreten, während sie bei den Bandenspektren in meist dicht beieinander liegenden Gruppen angeordnet sind, in denen die gesetzmäßige Zusammengehörigkeit der einzelnen Linien vielfach direkt augenfällig ist. Die Figuren geben das Aussehen eines typischen Linienspektrums (des Eisenspektrums) und eines besonders einfachen Bandenspektrums (der sog. Cyanbanden) wieder.

Die diskontinuierlichen Spektren sind den Substanzen, die zum Leuchten erregt werden, eigentümlich. Für die Linienspektren ist es das Atom, das die Lage und das Aussehen der Linien bestimmt, während bei den Bandenspektren die Moleküle des zum Leuchten erregten Elementes oder der Verbindung die Träger des Leuchtens sind. Man kann deshalb die Spektren der Körper benutzen, um auf die Natur desselben zu schließen (Spektralanalyse). Dabei ist aber nicht gesagt, daß dasselbe Element oder dieselbe Verbindung immer

nur ein einziges charakteristisches Spektrum zu liefern imstande wäre; es gibt, wie auch die moderne Atomtheorie zeigt, verschiedene Zustände, Ionisationsstufen, desselben Atoms oder Moleküls, denen verschiedene Spektren entsprechen.

In den Linien- und Bandenspektren sind für die gegenseitige Lage der Linien Gesetzmäßigkeiten vorhanden, die bei den beiden Arten von Spektren grundsätzlich verschieden sind. Für die Linien-



Fig. 1. Bandenspektrum (Cyanbande 388 m μ).

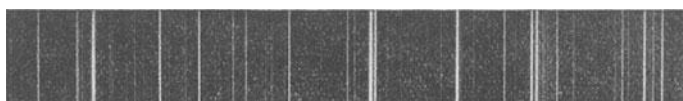


Fig. 2. Linienspektrum (Eisen bei 427 m μ).

spektren sind solche Gesetzmäßigkeiten zuerst von Balmer beim Wasserstoff erkannt worden. Das sog. erste Wasserstoffspektrum, das z. B. in einer Geißlerschen Röhre (s. d.), die mit Wasserstoff gefüllt ist, beim Durchgang der elektrischen Entladung auftritt, besteht aus einer Reihe von Linien, einer roten, einer blaugrünen und zwei violetten, zu denen bei geeigneter Versuchsanordnung noch weitere im Violett und Ultraviolett liegende Linien hinzukommen. Diese Linien lassen sich nach Balmer durch eine einfache Formel darstellen, nämlich, wenn λ die Wellenlänge einer dieser Spektrallinien ist, durch die Gleichung

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Dabei hat N , wenn λ in cm gemessen ist, den Wert 109677 und wird als Rydbergsche Konstante bezeichnet, während sie die Reihe der ganzen Zahlen von 3 an aufwärts durchlaufen kann. Solche „Serien“ von Linien sind in vielen anderen Linienspektren, insbesondere von Kayser und Runge sowie von Rydberg, aufgefunden worden. (Näheres s. Serienspektren.)

Auch die Bandenspektren zeigen einen gesetzmäßigen Bau. Die Gesetzmäßigkeiten sowohl der Linien- wie der Bandenspektren haben durch die Theorie von Bohr und ihren Ausbau durch Sommerfeld u. a. eine weitgehende theoretische Erklärung gefunden.

Außer diesen selbstleuchtenden Körpern können auch nichtleuchtende Körper charakteristische Spektren liefern. Läßt man etwa durch eine Lösung von Blattgrün (Chlorophyll) in Alkohol weißes Licht auf den Spalt eines Spektralapparates fallen, so tritt in dem kontinuierlichen Spektrum der weißen Lichtquelle im roten Teile ein dunkler Streifen auf. Durch die Lösung werden also gewisse Wellenlängen des roten Spektralbereichs absorbiert. Diese Absorption ist für das Chlorophyll charakteristisch. Auch bei den absorbierenden Körpern kennt man Absorptionen vom Typus der Linien, bei denen also im wesentlichen eine Wellenlänge absorbiert ist, und solche vom Typus der Banden. Letztere sind meist nicht in Linien auf-

gelöst, sondern bilden einen breiten Streifen im Spektrum, wie es eben schon beim Chlorophyll erwähnt wurde. Solche Linienabsorption zeigen auf genügend hohe Temperatur erhitzte Metallämpfe, und zwar ist das „Absorptionsspektrum“ eines solchen Dampfes die Umkehrung seines Emissionsspektrums: Bei der Wellenlänge, bei der im Emissionsspektrum eine helle Linie liegt, hat das Absorptionsspektrum eine dunkle Linie. Diese

Tatsache entspricht dem sog. Kirchhoffschen Gesetz, welches aussagt, daß ein Körper diejenigen Wellenlängen, die er emittiert, auch absorbiert. Dabei ist allerdings Voraussetzung, daß sich für Emission und Absorption der Körper in gleichem Zustande befindet; und es ist keineswegs experimentell immer möglich, das ganze Emissionsspektrum eines Körpers auch in Absorption zu bekommen. Ein besonders gutes Beispiel für ein aus Linien bestehendes Absorptionsspektrum ist das

Sonnenspektrum, in dem die sog. Fraunhoferschen Linien (s. d.) auftreten. Die kontinuierliche Lichtquelle für dies Spektrum wird von dem auf hoher Temperatur befindlichen Kern der Sonne geliefert; in der dampfförmigen Hülle tritt dann die Absorption der für die einzelnen Elemente charakteristischen Wellenlängen ein.

Zum Schluß dieses Absatzes sei noch die Wellenlänge der verschiedenen Spektralfarben angegeben. Als Einheit für ihre Bestimmung wird gewöhnlich die sog. Angströmsche Einheit 1 AE oder $\text{Å} = 0,000,0001$ mm oder auch das Zehnfache dieser Einheit, das Millionstel des Millimeters 1 m μ benutzt. Es erstreckt sich dann das Rot von 7230 bis 6470 AE, Orange von 6470—5850 AE, Gelb von 5850—5750 AE, Grün von 5750—4950 AE, Blau von 4920—4550 AE, Indigo von 4550—4240 AE und Violett von 4240—3970 AE. Unterhalb dieser Wellenlänge erstreckt sich das „Ultraviolett“, das heute bis zur Wellenlänge von etwa 200AE erforscht ist und oberhalb 7230AE das Ultrarot oder Infrarot, das bis zur Wellenlänge von ungefähr 0,3 mm geht. Nach den längeren Wellen schließen dann die elektrischen Wellen, nach kürzeren Wellen unterhalb des Ultraviolett die Röntgenwellen an. Der Anschluß ist heute in beiden Richtungen lückenlos hergestellt.

L. Grebe.

Näheres s. B. Grebe, Spektroskopie. Leipzig 1919, eingehend: Handb. d. Spektroskopie von H. Kayser und Handb. d. Phys. von Geiger u. Scheel, Bd. 21.

Spektrum, Helligkeitsverteilung s. Helligkeitsverteilung im Spektrum.

Spektrum, magnetisches s. Magnetisches Spektrum.

Sperr-Kondensator. In Schaltungen ein Kondensator, der einer Gleichspannung den Weg verriegelt, einen Wechselstrom jedoch hindurchläßt.

A. Meißner.

Spezifische Drehzahl oder Schnellläufigkeit. Zur Kennzeichnung des Betriebszustands von Wasserturbinen und Kreiselpumpen wird vom Ingenieur die spezifische Drehzahl oder Schnellläufigkeit

$$n_s = 3,65 \frac{n \cdot \sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

$$= \frac{n\sqrt{N}}{H\sqrt{H}}$$

angegeben ($Q \frac{m^3}{sec}$) ist die Wassermenge, H [m] das Gefälle, N [PS] die Leistung, n [Uml/min] die Drehzahl; ihr gemäß werden die Turbinen in Langsam-, Normal- und Schnellläufer eingeteilt (Peltonräder = Langsamläufer, $n_s = 10-35$, Francis-turbinen = Normalläufer, $n_s = 50-400$, Kaplan-turbinen = Schnellläufer bis 1500, siehe auch Turbinen). n_s ist so definiert, daß es für geometrisch ähnliche Turbinen mit geometrisch ähnlicher Strömung („mechanische Ähnlichkeit“) denselben Wert besitzt; physikalisch gedeutet ist die spezifische Drehzahl einer Turbine die Drehzahl einer mechanisch ähnlichen Turbine, die bei einer Förderhöhe von 1 m die Leistung 1 PS aufnimmt. Die Größe der Turbinen (Laufraddurchmesser) geht in die Beziehung nicht ein.

Der Wirkungsgrad einer Turbinenform ist annähernd eine Funktion der spezifischen Drehzahl. Die spezifische Drehzahl hat den Nachteil, daß sie nicht dimensionslos ist. Es ist daher neuerdings eine andere Größe:

$$\psi = \frac{n_s}{646} = \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\pi n}{60} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi g}} \cdot \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

vorgeschlagen worden, die durch das Zufügen von \sqrt{g} im Nenner dimensionslos ist, außerdem ist sie mit gewissen in der Propellerforschung üblichen dimensionslosen Zahlen, Belastungsgrad und Fortschrittsgrad, in einfachen Zusammenhang zu bringen (vgl. B. Eck, VDI, 1926. S. 1015 und Weber, Schiffbau 1930). *Eisner — O. Schrenk.*

Spezifische Feuchtigkeit s. Luftfeuchtigkeit.

Spezifische induktive Kapazität. Der Ausdruck spezifische induktive Kapazität stammt von Faraday (s. Maxwell, Lehrb. d. Elektr. u. d. Magn. 1883, S. 54). Er ist heute im allgemeinen der Dielektrizitätskonstanten gleich zu setzen. Im Französischen findet man dafür „pouvoir inducteur“ gebräuchlich. *R. Jaeger.*

Spezifische Ladung der Elektronen heißt die Ladung e der Elektronen, geteilt durch ihre Ruhmasse μ_0 , also der Quotient $\frac{e}{\mu_0} = 1,77 \cdot 10 / \text{el. mag. Einheiten}$ (s. Elektronen). *Güntherschulze.*

Spezifische Lichtleistung s. Energetisch-photometrische Beziehungen.

Spezifische Wärme. Die spezifische Wärme ist diejenige Zahl, die angibt, wievielmals mehr Wärme ein Körper zur Erwärmung um 1°C gebraucht als eine gleich große Menge Wasser in der Nähe von 15° . Eine andere Definition bezeichnet als die spezifische Wärme eines Körpers diejenige Wärmemenge, die nötig ist, um 1 g des Stoffes um 1° zu erwärmen; in diesem Sinne nennt man die spezifische Wärme auch wohl Wärmekapazität. Mißt man im letzteren Falle die Wärmemenge in Kalorien (s. den Artikel „Wärmeeinheiten“), so werden Wärmekapazität und spezifische Wärme eines Körpers durch die gleiche Zahl ausgedrückt, nur ist die Wärmekapazität eine benannte (cal/g·Grad), die spezifische Wärme eine unbenannte, eine reine Verhältniszahl. Mißt man die Wärmemenge nicht mehr in Kalorien, sondern in Arbeitseinheiten (Wattsec/g·Grad), so hört auch die ziffernmäßige Gleichheit von spezifischer Wärme und Wärme-

kapazität auf. Beispielsweise ist die spezifische Wärme des Sauerstoffs von 20°

als unbenannte Verhältniszahl bezogen auf Wasser von 15° 0,218

als Wärmekapazität in kalorischen Einheiten . 0,218 cal/g·Grad

als Wärmekapazität in Arbeitseinheiten 0,914 Wattsec/g·Grad.

Spezifische Wärme bei konstantem Druck c_p und bei konstantem Volumen c_v . Führt man einem Körper Wärme zu, so wird in der Regel nicht die gesamte Wärmemenge dazu verbraucht, um die Temperatur des Körpers zu erhöhen; ein Bruchteil der aufgewendeten Wärmemenge dient vielmehr dazu, zugleich das Volumen des Körpers zu vergrößern, also Arbeit gegen eine äußere Kraft, den äußeren Druck zu leisten. Stellt man sich vor, daß man auf irgendwelche Weise die Ausdehnung des Körpers hindern könnte, so würde der letztgenannte Bruchteil ganz fortfallen, und es würde die gesamte zugeführte Wärmemenge zur Temperaturerhöhung des Körpers verwendet werden. Um also eine gleiche Temperaturerhöhung des Körpers zu erhalten, müßte man in dem ersteren Falle der ungehinderten Ausdehnung ihm eine größere Wärmemenge zuführen als im letzteren Falle, wo sein Volumen konstant gehalten wird. Man unterscheidet demnach zwei Arten spezifischer Wärmen, die eine c_p bei konstantem Druck, die andere c_v bei konstantem Volumen, von denen $c_p > c_v$ ist.

Bei festen und flüssigen Körpern ist die Wärmeausdehnung verhältnismäßig klein; demzufolge ist auch der Unterschied zwischen c_p und c_v nur gering. Die Thermodynamik erlaubt den Unterschied $c_p - c_v$ zu berechnen (vgl. Hauptsatz, der zweite). Der experimentellen Messung ist bei festen und flüssigen Stoffen nur c_p zugänglich.

Bei den Gasen kommt dagegen der bei ungehinderter Ausdehnung zur Leistung äußerer Arbeit verbrauchte Bruchteil der gesamten zugeführten Wärmemenge gegenüber dieser sehr wohl in Betracht und wird sogar von der gleichen Größenordnung. Infolgedessen sind auch c_p und c_v wesentlich voneinander verschieden. Beide, c_p und c_v , lassen sich experimentell ermitteln. Aber auch ihr Verhältnis c_p/c_v ist der Messung zugänglich; theoretisch hat dies Verhältnis für einatomige Gase den Wert $5/3$, für zweiatomige den Wert 1,40, die auch experimentell bestätigt worden sind.

Die spezifischen Wärmen sind abhängig vom Druck und von der Temperatur. Insbesondere die Änderung der spezifischen Wärme nach tiefen Temperaturen ist in neuerer Zeit aus theoretischen Gesichtspunkten eingehend untersucht worden. Dabei ergab sich beispielsweise, daß die spezifische Wärme des Kupfers bei Annäherung an den Siedepunkt des Wasserstoffs (etwa -250°) auf etwa $1/25$ ihres Wertes bei Zimmertemperatur sinkt; ja die spezifische Wärme des Diamants wird schon vorher, bei etwa -230° , unmeßbar klein. Ebenso nimmt die spezifische Wärme der mehratomigen Gase stark ab. Wasserstoff, welcher bei Zimmertemperatur den Wert $c_v = 2,4$ hat, zeigt bei -181° $c_v = 1,7$ und unterhalb -213° den konstanten Wert $c_v = 1,5$.

Unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit unterscheidet man mittlere und wahre spezifische Wärme. Unter der mittleren spezifischen Wärme versteht man einen Zahlenwert, der aus Beobachtungen zwischen zwei in der Regel weit

auseinander liegenden Temperaturen für dies Intervall berechnet wird. Die meisten älteren Meßmethoden (Mischungsmethode, Eiskalorimeter u. a.) liefern solche mittleren spezifischen Wärmen. Beobachtungen der mittleren spezifischen Wärme in mehreren Intervallen erlauben die Messungsergebnisse durch eine Interpolationsformel darzustellen, aus welcher man die wahre spezifische Wärme des Stoffes bei einer Zwischentemperatur durch Integration rechnerisch ableiten kann.

Die neueren kalorimetrischen Methoden, insbesondere die elektrischen Methoden (z. B. die Strömungsmethode; s. das Kapitel: Kalorimetrie, Elektrische) erlauben bei der Messung der mittleren spezifischen Wärmen das benutzte Temperaturintervall so klein zu wählen, daß die spezifische Wärme innerhalb dieses ganzen Intervalls merklich als konstant angesehen werden kann. Die mittlere spezifische Wärme wird dann zur wahren spezifischen Wärme in diesem Intervall.

Über die Methoden zur Ermittlung der spezifischen Wärmen und ihres Verhältnisses ist unter den folgenden Stichwörtern nachzulesen: Dampfkalorimeter, Eiskalorimeter, Elektrische Kalorimetrie, Erhaltungsmethode, Explosionsmethode, Junkerssches Kalorimeter, Kalorifer von Andrews, Kalorimetrische Bombe, Mischungsmethode, Verhältnis der spezifischen Wärmen der Gase.

Einige Werte der spezifischen Wärme sind im folgenden nach den „Physikalischen und chemischen Konstanten“ in Schlömilchs Logarithmen wiedergegeben. Bezüglich weitergehenden Wünschen muß auf größere Werke, z. B. die Landolt-Börnsteinschen Physikalisch-Chemischen Tabellen verwiesen werden.

Spezifische Wärme
(bezogen auf Wasser = 1).

a) Spezifische Wärme fester Körper bei 18°.	
Aluminium	0,21
Antimon	0,05
Arsen	0,08
Blei	0,031
Chrom	0,1
Eisen	0,11
Gold	0,031
Jod	0,054
Kadmium	0,055
Iridium	0,032
Kalzium	0,18
Kalium	0,19
Kobalt	0,11
Kohlenstoff,	
„ Diamant	0,11
„ Graphit	0,16
„ Holzkohle	0,2
Kupfer	0,091
Lithium	0,94
Magnesium	0,25
Mangan	0,12
Natrium	0,30
Nickel	0,11
Palladium	0,058
Phosphor	0,18
Platin	0,032
Rhodium	0,058
Schwefel	etwa 0,2
Selen	0,09
Silber	0,055
Silizium	0,15
Tantal	0,036
Thorium	0,027
Wismut	0,029
Zink	0,092
Zinn	0,052
Eis	0,50
Chlornatrium	0,21
Quarz	0,19
Quarzglas	0,17
Gips	0,26
Schwerspat	0,11
Kalkspat	0,21
Glas	0,2
Zucker	0,30
Wachs, Paraffin etwa	0,6
b) Spezifische Wärme von Flüssigkeiten bei 18°.	
Wasser	0,9993
Quecksilber	0,0333
Schwefelsäure	0,34
Essigsäure	0,50
Nitrobenzol	0,34
Toluol	0,40
Anilin	0,50
Benzol	0,41
Chloroform	0,23
Olivensäure	0,47
Terpentinöl	0,42
Glyzerin	0,58

Schwefelkohlenstoff	0,24	Petroleum	0,51
Alkohol	0,58	Zuckerlösung, „ 43 Proz.	0,76
Äther	0,56	„ 4,5 „	0,97

Spezifische Wärme des Wassers.

0°	1,0050	20°	0,9990	40°	0,9981	80°	1,005
5°	1,0030	25°	0,9983	50°	0,9996	90°	1,007
10°	1,0013	30°	0,9979	60°	1,0017	100°	1,010
15°	1,0000	35°	0,9979	70°	1,0034	200°	1,062
20°	0,9990	40°	0,9981	80°	1,0050	300°	1,155

c) Spezifische Wärme von Gasen u. Dämpfen bei konstantem Druck bei 18°.

Luft	0,241	Kohlensäure	0,202
Sauerstoff	0,218	Wasserdampf	
Stickstoff	0,249	(100—125°)	0,38
Wasserstoff	3,40	„ (128—217°)	0,48
Helium	1,26	Schweflige Säure	0,15
Argon	0,127	Schwefelwasserstoff	0,24
Chlor	0,12	Ammoniak	0,52
Brom	0,055	Acetylen	0,40
Chlorwasserstoff	0,19	Alkohol	0,45
Kohlenoxyd	0,250	Äther	0,46

d) Verhältnis der spezifischen Wärmen von Gasen bei konstantem Druck und konstantem Volumen bei 18°.

Helium, Argon	1,66	Chlor	1,32
Quecksilberdampf	1,667	Kohlensäure	1,29
Wasserstoff, Sauerstoff	1,40	Brom	1,29
Stickstoff, Luft	1,40	Phosphor	1,18

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Theorie der spezifischen Wärme. Die kinetische Theorie der Materie (s. d.) führt zu dem Ergebnis, daß die spezifische Wärme bei konstantem Volumen von der Anzahl der Freiheitsgrade abhängt, die man den Molekülen des betreffenden Körpers zuschreibt. Handelt es sich um ein einzelnes Atom, das nach allen drei Koordinatenrichtungen frei beweglich ist, so ordnet man ihm drei Freiheitsgrade zu. Ein zweiatomiges Molekül (nach dem sog. Hantelmodell) läßt außer der fortschreitenden Bewegung nach den drei Richtungen des Raumes noch zwei Rotationsbewegungen um die beiden Achsen erkennen, die senkrecht auf seiner Symmetrieachse stehen. Ihm gehören im ganzen fünf Freiheitsgrade zu. Ein Molekül mit mehr als zwei Atomen bildet im allgemeinen einen unregelmäßigen Körper, dessen Lage im Raum außer durch die drei Lagekoordinaten des Schwerpunktes erst durch drei Winkel entsprechend der Rotation um die drei Achsen eindeutig gegeben ist. Es besitzt also sechs Freiheitsgrade. Nach der kinetischen Theorie entfällt auf jeden Freiheitsgrad jeden Moleküls der Energiebetrag $\frac{1}{2} kT = \frac{1}{2} \frac{R}{N} T$. Hierbei bezeichnet R die

auf das Mol bezogene Gaskonstante (s. d.) und N die Zahl der Moleküle im Mol. Die molekulare spezifische Wärme bei konstantem Volumen beträgt hiernach für jeden Freiheitsgrad des einzelnen Moleküls $\frac{1}{2} R$. Für ein einatomiges Gas folgt also $C_V = \frac{3}{2} R$; für ein zwei- oder mehratomiges entsprechend $C_V = \frac{5}{2} R$ oder $\frac{7}{2} R$. — Bei den Molekülen der festen Körper tritt zu der Energie der fortschreitenden Bewegung noch eine Energie der Lage, die den gleichen Betrag wie jene besitzt. Demnach würde für einen einatomigen festen

Körper die Molekularwärme als $C_v = \frac{5}{2} R$ anzusetzen sein, da $R = 1,985$ cal ist, so erhält man, dem Dulong-Petitschen Gesetz entsprechend, sehr nahe $C_v = 6$ cal.

Trotz ihrer großen Erfolge ist die kinetische Theorie nicht im Stande, die bei den spezifischen Wärmen beobachteten Erscheinungen restlos aufzuklären. Z. B. kann man von ihrem Standpunkt aus nicht die Tatsache verstehen, daß sich für praktisch alle festen Körper C_v mit der Temperatur kontinuierlich ändert und zwar bei sehr tiefen Temperaturen dem Wert Null zustrebt. Es wäre vielmehr zu erwarten, daß alle Änderungen der spezifischen Wärme un stetig erfolgen, da die Zahl der Freiheitsgrade stets nur um ganze Einheiten verändert werden kann. Die Aufklärung wurde von der Quantentheorie gebracht, derzufolge der Energiebetrag für jeden Freiheitsgrad durch

$$\frac{1}{2} \frac{h \nu}{e k T - 1}$$

dargestellt werden muß, wenn man mit h das Plancksche elementare Wirkungsquantum und mit ν die Frequenz des schwingenden Atoms bezeichnet. Dieser Ausdruck geht für große Werte von T/ν , also z. B. für hohe Temperaturen, in $\frac{1}{2} kT$ über, so daß die klassische kinetische Theorie hier als Grenzfall der Quantentheorie erscheint. Für sehr kleine Werte von T/ν , also z. B. für tiefe Temperaturen, erhält man den Energiewert Null für jeden Freiheitsgrad. — Die quantentheoretischen Überlegungen sind nicht nur für feste Körper anwendbar, sondern gelten auch für die Energiebeträge, die auf die Freiheitsgrade bei der Rotation der Gasmoleküle entfallen. Der Frequenz ν entspricht dann die Zahl der Umdrehungen in der Zeiteinheit. In der Tat ist beobachtet worden, daß der zweiatomige Wasserstoff bei starker Abkühlung seine spezifische Wärme nach und nach von $C_v = \frac{5}{2} R$ auf $C_v = \frac{3}{2} R$ ändert. Er verhält sich also bezüglich der spezifischen Wärme schließlich wie ein einatomiges Gas. Ob bei sehr starker Abkühlung die spez. Wärme eines einatomigen Gases noch unterhalb $C_v = \frac{3}{2} R$ sinken kann, ist noch nicht völlig geklärt. Fragen dieser Art gehören in das Gebiet der Gasentartung (s. d.).

Aber auch den Anstieg der spezifischen Wärme der Gase bei hohen Temperaturen hat man durch die Quantentheorie erklären können, indem man für die Frequenz ν die aus der Spektroskopie bekannte Schwingungsfrequenz der Atome im Molekülverband einsetzt. Diese Frequenzen liegen sehr hoch, sodaß die entsprechenden Freiheitsgrade bei gewöhnlicher Temperatur noch keinen merklichen Beitrag zur spezifischen Wärme liefern.

Henning.

Spezifische Wärmen, ihr Verhältnis c_p/c_v bei Gasen. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Gase läßt sich, wie in der Thermodynamik gezeigt wird (vgl. auch den Artikel Atomwärme), aus einer der beiden spezifischen Wärmen c_p oder c_v berechnen. Zur experimentellen Ermittlung bedient man sich zweier Methoden.

1. Methode der adiabatischen Volumänderung. Die Methode wurde zuerst i. J. 1819 von Clément und Desormes angewendet und später vielfach verbessert. Man denke sich ein Gas in ein Gefäß eingeschlossen, dessen Wände gegen Wärme undurchlässig (adiabatisch) sind, und in dem es

den Druck p_0 , das Volumen v_0 und die absolute Temperatur T_0 besitze. Das Gas möge in dem Gefäß verdichtet oder verdünnt werden, so wird das eine Temperatursteigerung oder Temperaturerniedrigung zur Folge haben, welche man entweder direkt beobachten, oder aus der Druckzu- oder -abnahme bzw. aus der Volumenab- oder -zunahme erkennen kann. Haben Druck, Volumen und Temperatur im Endzustande die Werte p_1 , v_1 und T_1 , so regelt sich der Vorgang zufolge des sog. Poissonschen Gesetzes nach der Gleichung

$$(1) \quad \left(\frac{p_1}{p_0}\right) = \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^k$$

wo $k = c_p/c_v$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen des Gases bedeutet.

Kombiniert man das Poissonsche Gesetz mit dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetze $p_0 v_0/T_0 = p_1 v_1/T_1$, so ergeben sich noch folgende Ausdrücke

$$(2) \quad \frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^{k-1}$$

$$(3) \quad \text{und} \quad \frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Alle drei Formen des Poissonschen Gesetzes lassen sich zur Ermittlung der Größe k verwenden.

Röntgen benutzte die Gleichung 1). Sein Versuchsgas befand sich in schwach verdichtetem oder schwach verdünntem Zustande in einem mit Hahn verschlossenen, auf konstanter Temperatur gehaltenen Glasballon, dessen Druck man sich durch kurzes Öffnen des Hahns gegen den Atmosphärendruck plötzlich teilweise ausgleichen ließ. v_0 am Anfang des Versuches ist bekannt; p_0 und p_1 wurden mit Hilfe eines sehr empfindlichen, in die Wände des Ballons eingelassenen Membranmanometers ermittelt; v_1 ergibt sich $= p_0 v_0/p_1$, wo p_2 den Druck im Ballon bedeutet, nachdem sich die bei der Kompression entstandene Temperaturerhöhung infolge Leitung der Ballonwände mit dem Bade konstanter Temperatur, in dem sich der Ballon befindet, ausgeglichen hat. Setzt man diesen Wert für v_1 in Gleichung 1) ein, so folgt

$$k = \frac{\log p_1 - \log p_0}{\log p_2 - \log p_0}$$

Wesentlich für den Erfolg der Methode ist die Verwendung eines rasch wirkenden Manometers, weil es darauf ankommt, die im Gase auftretenden Druckänderungen sehr schnell zu erfassen, denn nur dadurch kann man der Bedingung der Methode, daß die Wände des Ballons wärmeundurchlässig seien, einigermaßen Rechnung tragen.

Lummer und Pringsheim arbeiteten nach der Gleichung 3). Komprimiert man das zu untersuchende Gas in einem Gefäße bei der Temperatur T_1 auf den Druck p_1 und läßt es dann frei in die Atmosphäre ausströmen, so sind p_1 , p_0 und T_1 leicht zu beobachten. Schwierigkeiten bereitet allein die Ermittlung der Temperatur T_0 des vom Druck p_1 auf p_0 gesunkenen und hierdurch abgekühlten Gases. Denn damit die Ausdehnung eine möglichst adiabatische ist, muß die Druckänderung sehr schnell vor sich gehen; daher sinkt auch das Gas in sehr kurzer Zeit von der Anfangstemperatur T_1 auf die Endtemperatur T_0 . Ferner hat das abgekühlte Gas seine niedrigste Temperatur T_0 nur während einer sehr kurzen Zeitdauer, weil ihm unmittelbar nach der Expansion wieder Wärme durch Leitung von außen zugeführt wird. Zur Messung der Temperatur T_0 bedienten sich Lummer und Pringsheim eines Bolometers; von anderer Seite

wird hierfür neuerdings das Thermolement empfohlen.

2. Akustische Methode. Bezeichnet p den Druck eines Gases in absolutem Maße, d seine Dichte, so ist die Schallgeschwindigkeit c in diesem Gase

$$c = \sqrt{\frac{p}{d}} \cdot k.$$

Ist umgekehrt die Schallgeschwindigkeit durch experimentelle Untersuchungen bekannt, so kann man aus obiger Formel das Verhältnis der spezifischen Wärmen $k = c_p/c_v$ als Unbekannte berechnen.

Alle Methoden zur Ermittlung von Schallgeschwindigkeiten erlauben hiernach auch das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Gasen zu finden. Da aber die Ermittlung der absoluten Größe von Schallgeschwindigkeiten in anderen Gasen wie Luft mit recht erheblichen Schwierigkeiten verknüpft ist, so werden für den vorliegenden Zweck diejenigen Methoden bevorzugt, welche die Schallgeschwindigkeit in dem zu untersuchenden Gase relativ zur Schallgeschwindigkeit in Luft liefern.

Die Kundtsche Methode besteht darin, in einem am einen Ende geschlossenen Glasrohr Schallwellen zu erzeugen, die am geschlossenen Ende reflektiert werden, so daß zwischen den hin- und zurücklaufenden Wellen Interferenzen, d. h. stehende Wellen auftreten. Ist das Rohr mit einer kleinen Menge eines feinen Pulvers, Korkstaub, Lykopodiumsamen oder dgl. beschickt, so wird sich dieses, den Knoten und Bäuchen der stehenden Wellen entsprechend, in Rippen, quer zur Längsrichtung des Glasrohres anordnen, aus denen man die Wellenlänge des gerade benutzten Tones in dem betreffenden Gase erkennen und ausmessen kann. Beobachtet man die Wellenlänge einmal in dem zu untersuchenden Gase und vergleichsweise in Luft, so verhalten sich die Schallgeschwindigkeiten wie die ausgemessenen Wellenlängen.

Zur Erzeugung des Tones benutzte Kundt zwei Verfahren. In einem Falle wird in das offene Ende des Versuchsglasrohres ein Glasstab mittels eines Stopfens, der den Glasstab in der Mitte fest umspannt, eingeführt, so daß die eine Hälfte des Stabes in das Rohr hineinragt, während das andere aus dem Rohr hervorsieht. Wird der Glasstab an dem freien Ende mit Leder angerieben, so gerät er, mit einem Knoten an der Einspannungsstelle, in Schwingungen, die sich dem Innern des Rohres mitteilen und dort die Staubfiguren bilden.

Nach dem zweiten Verfahren benutzte Kundt nur ein beiderseitig geschlossenes Glasrohr, das selbst angerieben wird. Das Verfahren ist auf seltenere Gase anwendbar; auch wurde es von Kundt und Warburg benutzt, die Schallgeschwindigkeit im Quecksilberdampf zu messen, wobei das Rohr auf höhere Temperaturen gebracht werden mußte. Will man scharfe Staubfiguren erhalten, so muß die Rohrlänge ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge des angewandten Tones in dem betreffenden Gase sein. Diese Abstimmung kann man durch einen am einen Ende des Rohres verschiebbaren Stopfen bewirken, oder, wenn das Rohr beiderseitig zugeschmolzen ist, durch eine Temperaturänderung, auch durch Belasten des Rohres an einem oder an beiden Enden etwa durch Aufkitten dünner Scheibchen vom Durchmesser des Rohres.

Die Versuche von Kundt und Warburg am Quecksilberdampf sind übrigens insofern von Bedeutung geworden, als sie das theoretisch gewonnene Resultat, daß das Verhältnis der spezifischen Wärmen beim Quecksilberdampf gleich $\frac{5}{3}$ sein müsse, experimentell bestätigten. *Scheel.*

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Spezifischer Druck von Explosivstoffen s. Abel'sche Gleichung.

Spezifischer Effektverbrauch und — **Lichtleistung**, photometrisch-wirtschaftliche Größen s. Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen, B 1; s. auch Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2.

Spezifischer Widerstand s. Widerst. elektr.

Spezifisches Drehungsvermögen s. Optische Aktivität.

Spezifisches Gewicht und **Dichte**. Das spezifische Gewicht eines Körpers ist diejenige Zahl, die angibt, wievielfach schwerer der Körper ist als ein gleich großes Volumen einer Normalsubstanz. Als Normalsubstanz dient in der Regel für feste Körper und Flüssigkeiten Wasser von 4°C (größte Dichte). Das spezifische Gewicht ist eine unbenannte Zahl.

Die Dichte ist die Masse (in Gramm gemessen) in der Volumeneinheit (cm^3); sie ist also eine benannte Zahl.

Spezifisches Gewicht und Dichte, welche vielfach miteinander verwechselt werden, stehen im selben Zahlenverhältnis wie Liter und Kubikdezimeter (s. d. Artikel **Raummaße**). Während das spezifische Gewicht der Normalsubstanz (Wasser von 4°C) gleich 1 gesetzt wird, ist die Dichte dieser Normal-

$$\text{substanz } \frac{1}{1,000027} \text{ g/cm}^3 = 0,999973 \text{ g/cm}^3.$$

Das spezifische Gewicht der Gase und Dämpfe wird gleichfalls auf Wasser als Normalsubstanz bezogen. Nach einem nicht zu billigen Sprachgebrauch bezeichnet man als Dichte der Gase und Dämpfe ihr spezifisches Gewicht, bezogen auf Luft von gleicher Temperatur und gleichem Druck als Normalsubstanz. In diesem Sinne sind die Gasdichte und die Dampfdichte wie das spezifische Gewicht unbenannte Zahlen.

Das spezifische Gewicht und die Dichte eines Körpers ändern sich zufolge der Ausdehnung durch die Wärme (s. d.) mit der Temperatur. Bezeichnen s_0 und s_t die spezifischen Gewichte, v_0 und v_t die Volumina des Körpers bei 0° und bei t° , so gilt $s_0 v_0 = s_t v_t$ oder, wenn α den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Körpers bedeutet, so daß $v_t = v_0 (1 + \alpha t)$ gesetzt werden kann,

$$s_t = \frac{s_0}{1 + \alpha t}.$$

Der Weg zur Ermittlung der Dichte einer Substanz ist durch die Definition selbst gewiesen; man bestimmt nämlich die Masse eines aus der Substanz bestehenden Körpers mit der Waage in Gramm und sein Volumen durch lineare Ausmessung in Kubikzentimeter und dividiert die beiden so erhaltenen Resultate. Diese einfache Methode setzt aber eine regelmäßige Gestalt des zu untersuchenden Körpers voraus, damit sein Volumen auf Grund geometrischer Sätze aus Längenmessungen abgeleitet werden kann. Soll sie eine größere Genauigkeit ergeben, so ist für die geometrische Ausmessung des Körpers ein großer Aufwand an Zeit und Apparaten und großes experimentelles Geschick des Beobachters

erforderlich. Es ist darum auch nur eine solche Dichtebestimmung in der Literatur bekannt geworden, nämlich die Bestimmung der Dichte der Normalsubstanz (Wasser), welche den oben genannten Wert ergeben hat. Diese Dichtebestimmung wurde von mehreren Beobachtern mit den besten zu Gebote stehenden Mitteln im Bureau international des Poids et Mesures (s. d.) ausgeführt und bezweckte festzustellen, inwieweit das Kilogramm mit seinem ursprünglichen Definitionswert, d. h. mit der Masse von 1 dm³ Wasser übereinstimmt (vgl. den Artikel Masseneinheiten).

Zur Ermittlung des spezifischen Gewichts dienen eine größere Anzahl verschiedener Methoden, die unter den Stichwörtern: Aräometer, Gasdichte, hydrostatische Wägung, kommunizierende Röhren, Mohrsche Waage, Pyknometer und Schwebemethode besonders behandelt sind.

Die folgenden Tabellen geben die spezifischen Gewichte der gebräuchlichen festen und flüssigen Materialien (über gasförmige Körper vgl. den Artikel Gasdichte). Umfassendere Angaben findet man in den Landolt-Börnsteinschen Physikalisch-Chemischen Tabellen, Berlin, Springer.

a) Spezifisches Gewicht fester Körper bezogen auf Wasser bei 4°C = 1.

Aluminium	2,7	Phosphor, rot	2,20
Antimon	6,6	metallisch	2,34
Arsen	5,7	Schwefel	2,0
Baryum	3,8	Selen, krist.	4,8
Blei	11,3	amorph	4,2
Cadmium	8,6	Silber	10,5
Calcium	1,5	Silicium	2,0—2,4
Chrom	6,8	Strontium	2,5
Eisen	7,1—7,8	Tantal	16,6
Gold	19,2	Thorium	11,0
Iridium	22,4	Uran	18,7
Kalium	0,86	Wismut	9,8
Kobalt	8,6	Wolfram	19,1
Kohlenstoff,		Zink	7,1
Diamant	3,52	Zinn	7,3
„ Graphit	2,3	Eis von 0°	0,917
„ Anthracit	1,4	Quarz (Berg-	
Kupfer	8,9	kristall)	2,65
Lithium	0,53	Quarzglas	2,20
Magnesium	1,7	Gips	2,32
Mangan	7,4	Schwerspat	4,5
Natrium	0,97	Kalkspat	2,71
Nickel	8,8	Glas	2,4—2,6
Osmium	22,5	„ Flintglas	3,0—5,9
Palladium	12,0	Kork	0,2
Platin	21,4	Holz	0,5—1,2
Phosphor, gelb	1,83	Zucker	1,59

b) Spezifisches Gewicht von Flüssigkeiten bei 18°

bezogen auf Wasser von 4° C = 1.			
Quecksilber (0°)	13,596	Aceton	0,79
Brom	3,1	Äther	0,717
Konzentrierte		Alkohol	0,791
Schwefelsäure	1,833	Anilin	1,02
Essigsäure	1,05	Benzol	0,881
Schwefelkohlen-		Chloroform	1,493
stoff	1,265	Toluol	0,89
Flüssiger Stickstoff		Terpentinöl	0,87
(—195,7°)	0,79	Oliveneröl	0,91
Flüssiger Sauerstoff		Glyzerin	1,26
(—182,8°)	1,13	Petroleum	0,8

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Sphärische Aberration s. Sphärische Abweichung.

Sphärische Abweichung. Im weiteren Sinne.

Bildet eine ausgerichtete Folge von optisch wirksamen Umdrehungsflächen (gewöhnlich Kugelflächen) einen Gegenstand ab, so gibt die Gaußsche Abbildung nur eine Annäherung, da die Voraussetzung, die Einfallswinkel an der brechenden Fläche seien unendlich klein, sofort zu Fehlern führt, so wie der Gegenstand oder der wirksame Teil der Linsen (Spiegel) eine merkbare Größe hat. — Ein Punkt des Gegenstandes habe in einem Koordinatensystem, dessen X-Achse die Achse der Folge sei, die Koordinaten s, l, L ; so kann man wegen der Achsensymmetrie ohne Beschränkung der Allgemeinheit $L = 0$ setzen. — Es entspreche dann dem Achsenpunkte auf Grund der Gaußschen Abbildung ein Punkt mit den Koordinaten $s', 0, 0$ und die Vergrößerung sei dort β , so würde dem betrachteten Punkte ein Punkt mit den Koordinaten $s', \beta l, 0$ entsprechen. Es sei ferner x die X-Koordinate des Mittelpunkts der Eintrittspupille, so kann man jeden wirksamen Lichtstrahl dadurch gekennzeichnet denken, daß er durch den Punkt $s, l, 0$ und einen Punkt der Eintrittspupille x, m, M geht. — Der betrachtete Strahl schneidet nun die Gaußsche Bildebene in einem Punkte, dessen Koordinaten l', L' von βl und 0 um Größen abweichen, die in l, m, M höherer Ordnung sind. Aus der Symmetrie folgt, daß, wenn l, m, M den entgegengesetzten Wert annehmen, das gleiche von l', L' gelten muß. Es kann also keine Glieder zweiter Ordnung geben. Man kann daher $l' - \beta l$ und L' in Reihen entwickeln, deren niedrigste Glieder die Ausdrücke

$$\begin{aligned} & m^3, m^2M, mM^2, M^3 \\ & lm^2, lmM, lM^2 \\ & l^2m, l^2M \\ & l^3 \end{aligned}$$

enthalten, die nächsten Glieder sind fünfter Ordnung. Wären nur Glieder der Form l^3, l^5 usw. vorhanden, so entspräche in der Bildebene jedem Punkte des Gegenstandes genau ein scharfer Punkt, die Abbildung wäre scharf, wenn auch nicht ähnlich. Durch die übrigen Glieder wird sie auch unscharf. Die hier betrachteten Fehler hängen von der Gestalt der Flächen ab. Da diese meist Kugelflächen sind, spricht man von sphärischer (Kugel-) Abweichung (auch „Aberration“). Da die Fehler im Gegensatz zu den Farbenabweichungen (s. d.) schon bei einfarbigem Licht vorkommen, nennt man sie auch monochromatische (einfarbige) Abweichungen.

Die verschiedenen Fehler sind im folgenden besprochen, für ihre Ableitung und genauere Behandlung vergleiche man v. Rohr, Die Theorie der optischen Instrumente, Berlin, J. Springer 1904, 208—338; Czapski-Eppenstein: Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl., Leipzig, J. A. Barth 1924, 234—284.

Die sphärische Abweichung im engeren Sinne. Die nur von M, m abhängigen Glieder haben das Besondere, daß sie schon das Bild eines Punktes der Achse verschlechtern; diese Verschlechterung bezeichnet man insbesondere als sphärische Abweichung. Für einen Achsenpunkt aber kann man das Koordinatensystem so wählen, daß $M = 0$ ist, dann folgt aus dem Brechungsgesetz $L' = 0$.

$$l' - \beta l = a m^3 + b m^5 + \dots$$

Wird der Öffnungswinkel des betrachteten Strahls mit der Achse u genannt, so ist $m = (s - x) \operatorname{tg} u$. m kann in eine Reihe nach dem Öffnungswinkel u oder auch dem bildseitigen Öffnungswinkel u' entwickelt werden, es kommen nur ungerade Potenzen vor, daher kann man auch setzen

$l' - \beta l = A u^3 + B u^5 + \dots = A' u'^3 + B' u'^5 + \dots$
 Da alle Brechungsebenen die Achse enthalten, so muß jeder Strahl nach der Brechung die Achse schneiden, wenn auch nicht in dem Punkte s' , sondern in einem anderen Punkte $\{'$; da nun $l' = (l' - s') \operatorname{tg} u'$ ist, so kann man auch die Längsabweichung entwickeln

$l' - s' = a u'^2 + b u'^4 + \dots$
 $l' - s'$ ist von u' abhängig, für einen Ring vom Winkel u' hat es stets denselben Wert.

Die sphärische Abweichung ist für Spiegel schon in früher griechischer Zeit, wohl nach Apollonius, für Linsen von Kepler behandelt worden. Der Ausdruck a ist für einzelne Flächen von Newton abgeleitet, für Linsenfolgen erhält man Summenformeln (s. v. Rohr a. a. O. S. 219, Czapski-Eppenstein, S. 240/1).

Die sphärische Abweichung kann bei einzelnen Flächen Null sein, unter Umständen können sich auch bei einer Linse die Wirkungen der einzelnen Flächen aufheben. Doch ist es schon nicht möglich, einer einfachen Sammellinse mit Kugelflächen eine Form zu geben, daß für einen unendlich fernen Punkt $l' - s' = 0$ ist, es ist stets negativ; die Punkte, in denen parallel zur Achse einfallende Strahlen diese nach der Brechung schneiden, liegen vor der Brennebene. Fängt man das Bild auf, so entspricht dem Achsenpunkte (Ähnliches gilt von jedem anderen Punkte des Gegenstandes) ein Kreis (Zerstreuungskreis) auf dem Bilde. Dieses ist weder im Brennpunkte noch in einem anderen Punkte der Achse scharf, aber es liegt auch die Stelle, wo der Zerstreuungskreis am kleinsten, das Bild also am besten wird, nicht im Brennpunkte, sondern ein wenig näher an der Linse²⁾.

Will man die sphärische Abweichung heben, so hat man zwei Mittel:

1. Die Wahl bestimmter nichtsphärischer Flächen. Dieses Mittel wurde schon von Descartes vorgeschlagen; nach der Newtonschen Entdeckung der Farbenabweichung geriet es in Vergessenheit, wird jedoch neuerdings angewandt.

2. Die Zusammensetzung mehrerer Linsen. Newton führt an, daß man zur Hebung oder wenigstens Verringerung der sphärischen Abweichung gelangen könne, wenn man eine Sammellinse aus Wasser zwischen zwei zerstreuende Glasmenisken einschleife. Der erste Versuch zur Ausführung wurde anscheinend von Rizzetti gemacht. Eine große Bedeutung erlangte das Verfahren, als Dollond das Wasser durch Glas von anderem Brechungsverhältnis ersetzte und zeigte, daß man gleichzeitig auf diese Art die Farbenabweichung heben könne. Man erhielt so drei Linsen, bei denen die inneren Halbmesser dieselben waren und die man daher miteinander verkitten konnte. Später führte man auch Linsenfolgen mit verschiedenen inneren Halbmessern ein. Es muß aber bemerkt werden, daß bei diesen Folgen nicht die Zahlen a , b sämtlich Null sind; sondern z. B. a negativ, b positiv, so daß $l' - s'$ nur für einen Strahl von bestimmter Öffnung (etwa den Rand) Null wird, zwischen-

²⁾ Allgemein bezeichnet man dies Verhalten als Unter-, das entgegengesetzte als Überbesserung(-korrektur).

liegende Strahlen eine andere, meist kürzere, Schnittweite haben, sonach kein vollkommen scharfes, sondern nur ein erheblich verbessertes Bild entsteht. Für die einzelnen Glieder der Entwicklung a , b usf. kann man Gleichungen ableiten, in denen die Halbmesser der Flächen, deren Abstände, sowie auch die Brechungsverhältnisse vorkommen. Das nämliche gilt von im folgenden behandelten weiteren Fehlern. Durch Auflösung der Gleichungen $a = 0$ usf. kann man Linsenfolgen bestimmen, die von sphärischer Abweichung, von Koma u. f. frei sind, überhaupt bestimmte Eigenschaften haben. Da aber stets nur eine endliche Anzahl der Glieder der Entwicklung a , $b \dots$ zu Null gemacht werden kann, und außerdem das Glied b schon sehr verwickelt ist, so werden stets Reste höherer Abweichung übrig bleiben; und dies Verfahren der Vorrechnung bedarf der Ergänzung durch die Durchrechnung (s. den Artikel), bei der man durch eine näherungsweise (etwa durch Vorrechnung) bestimmte Linsenfolge einzelne Strahlen verfolgt. Dabei erhält man a , $b \dots$, sondern $l' - s'$ unmittelbar für eine Anzahl Werte von u' , und kann feststellen, wie sich die optischen Fehler bei kleinen Änderungen der Halbmesser usf. ändern.

Verzeichnung ist der Name der Abweichung von der Gaußschen Abbildung, die unter Vernachlässigung der Größe der Blenden entsteht und die daher nicht die Schärfe der Abbildung, sondern nur die Form des auf einer achsenrechten Ebene aufgefangenen Bildes betrifft.

Es sei s der Abstand des Gegenstandes vom Scheitel der ersten Fläche, x der entsprechende Abstand der punktförmig angenommenen Eintrittspupille, so ist der Abstand eines Punktes von der Achse $l = (s - x) \operatorname{tg} w$ (s. „Strahlenbegrenzung“); die entsprechende Größe auf der Bildseite $l' = (s' - x') \operatorname{tg} w'$, es muß s' für die Gaußsche Bildebene, x, x' dagegen für die im Winkel w, w' genommenen Hauptstrahlen durch die Mitte der Blende und den betrachteten Punkt angenommen werden. Ist die Gaußsche Vergrößerung β , so ist l' um den Faktor

$$V_z = \frac{(s' - x') \operatorname{tg} w'}{(s - x) \operatorname{tg} w} - 1$$

zu groß, man pflegt V_z in Prozenten anzugeben. Man kann V_z in der angegebenen Art in Reihen entwickeln und hat

$$V_z = A l^3 + B l^5 - \dots$$

Ist $V_z > 0$, so wird von einem Quadrat $A B C D$, dessen Mitte O in der Achse der Linsenfolge liegt, die Diagonale stärker vergrößert als die Seite, es nimmt also die Form $A' B' C' D'$ an, bei $V_z < 0$

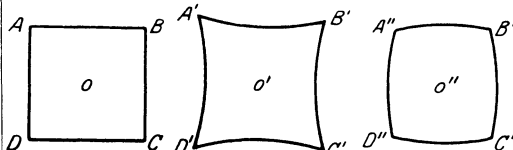


Fig. 1. Kissenförmige und tonnenförmige Verzeichnung eines Quadrats $A B C D$ in $A' B' C' D'$ und $A'' B'' C'' D''$.

hingegen die Form $A'' B'' C'' D''$. Für $V_z > 0$ nennt man die Verzeichnung kissenförmig, für $V_z < 0$ tonnenförmig. Gerade Linien erscheinen also in beiden Fällen gekrümmt. Die Verzeichnung ist am störendsten bei photographischen Objektiven,

weniger bei Beobachtung mit dem Auge. — Eine Hebung ist durch einfache Linsen im allgemeinen nicht möglich, ein Brillenträger kann durch Bewegung des Kopfes feststellen, daß eine Brille für Übersichtige kissenförmig, eine solche für Kurzsichtige tonnenförmig verzeichnet. — Wohl aber sind verwickelte Linsenfolgen verzeichnungsfrei herzustellen. Die Summenformel für das erste Glied der Verzeichnung steht bei M. v. Rohr, S. 244—245, bei Czapski-Eppenstein, S. 278.

Astigmatismus schiefer Bündel heißt die Undeutlichkeit, die bei einer Abbildung durch eine Linsenfolge außerhalb der Achse bei einer kleinen Öffnung entsteht. (Es sind die Glieder, die oben mit $l^2 m$ und $l^2 M$ bezeichnet sind.)

A sei ein Punkt außerhalb der Achse, P die Mitte der Eintrittspupille. AP ist der Hauptstrahl, der Punkt A', wo er nach seiner Brechung

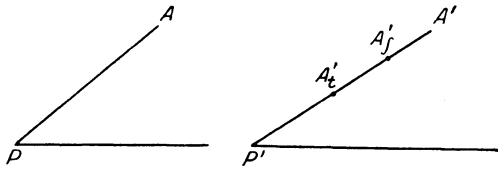


Fig. 2. Der Astigmatismus. A der Gegenstand, A_t der tangentielle, A_f der sagittale Bildpunkt.

die Gaußsche Bildebene schneidet, der Bildpunkt unter Berücksichtigung der Verzeichnung. Ein anderer Strahl der Papierebene muß nach seiner Brechung nach dem Brechungsgesetz den Hauptstrahl schneiden. — Der Schnittpunkt nähert sich bei dünner Blende einem Punkte A_t. — Denkt man sich andererseits durch AP eine Ebene senkrecht zur Papierebene gelegt, so müssen in einer solchen Ebene symmetrisch zu AP verlaufende Strahlen einander schneiden, und dieser Schnittpunkt muß bei kleiner Öffnung sich einem Punkte A_f des gebrochenen Strahles A'P' nähern.

Ein Strahl jedoch, der weder in der einen, noch in der anderen Ebene verläuft, wird auch bei kleiner Neigung gegen den Hauptstrahl nach seiner Brechung A'P' überhaupt nicht schneiden, sondern windschief verlaufen. — Man hat also im allgemeinen nicht einen, sondern zwei Punkte, die A entsprechen, und von denen keiner in der Gaußschen Bildebene liegt.

Denkt man sich das Strahlenbündel auf der Bildseite aufgefangen oder beobachtet, so muß man berücksichtigen, daß dem Bündel in der Brechungsebene des Hauptstrahls ein Bündel durch A_t, dem Bündel in der senkrechten Ebene ein Bündel durch A_f entspricht. — Legt man nun die Auffangebene durch A_t, so wird der Punkt A, wenn er senkrecht über oder unter der Achse liegt, durch eine waagerechte Linie, bei A_f durch eine senkrechte Linie vertreten. Bei anderer Lage der Ebene kommt eine ellipsenähnliche, oder in der Mitte zwischen A_f und A_t eine kreisähnliche Figur zustande. Nimmt man als Gegenstand ein Linienstück an, das auf die Achse zu verläuft, so wird es in A_f, ein senkrecht zur Achse laufendes in A_t wieder als deutliches Linienstück abgebildet, weil die Richtungen der Linien, in denen verschiedene Punkte des Stückchens abgebildet werden, zusammenfallen¹⁾. Dagegen wird ein Punkt außer

¹⁾ Allgemein bildet, wie Gullstrand gezeigt hat, jede Linsenfolge zwei zueinander senkrechte Scharen von Linien in erster Ordnung wieder als Linien ab; bei einer achsensymmetrischen Folge sind es Kreise um die Achse und ihre Radien.

der Achse nirgends scharf abgebildet. Der Fehler wird als Astigmatismus (Punktlosigkeit) bezeichnet.

Durch passende Anwendung von sammelnden und zerstreuen Flächen kann es gelingen, A_f und A_t in einem Punkt zusammenfallen zu lassen. Durch diesen gehen dann auch die Strahlen unendlich geringer Öffnung, die nicht in den beiden ausgezeichneten Ebenen verlaufen; man hat eine in erster Ordnung scharfe (anastigmatische, punktuelle) Abbildung des Punktes A. — Diese Hebung des Astigmatismus ist von um so größerer Bedeutung, je größer das Gesichtsfeld der betrachteten Linsenfolge ist.

Die Bildfeldwölbung. Es sei bei einer Linsenfolge der Astigmatismus (s. oben) gehoben, so daß für einen Punkt außer der Achse die Punkte A_f und A_t in einem Punkte A^x zusammenfallen. Es wird dann einer Senkrechten auf der Achse AX eine Linie X'A^x entsprechen; einer achsensenkrechten Ebene eine Umdrehungsfläche, deren Durchschnitt die Kurve X'A^x ist. Will man das Bild auffangen oder photographieren, so kann man nur dann ein deutliches Bild erwarten, wenn X'A^x eine gerade Linie (die Wölbung gehoben, das Bildfeld eben) ist, was nur durch Linsenfolgen besonderer Anlage möglich ist.

Bei Beobachtung mit dem Auge ist die Hebung der Bildfeldwölbung von geringerer Wichtigkeit als

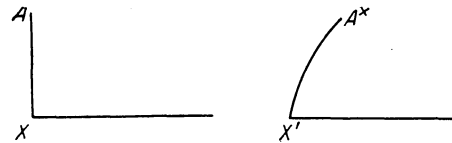


Fig. 3. Die Bildfeldwölbung. Eine achsensenkrechte Ebene, deren Durchschnitt XA ist, wird in einer krummen Fläche mit dem Durchschnitt X'A^x abgebildet.

die des Astigmatismus, da die Akkommodationsfähigkeit und, wenn man mit einem Okular beobachtet, die Möglichkeit einzustellen, zu Hilfe kommt.

Ist der Astigmatismus nicht gehoben, so hat man zwei von den Punkten A_f und A_t gebildete Flächen, es kämen dann zwei Fälle in Frage.

1. Wenn es sich nur um die Beobachtung etwa senkrecht verlaufender Linien (Beobachtung einer Skala, eines Spektrums) handelt, so genügt es, daß man die Wölbung der einen (tangentialen) Fläche hebt.

2. In anderen Fällen ist es das Günstigste, wenn namentlich bei Aufnahmelinsen die Punkte A_f, A_t möglichst gleich weit auf verschiedenen Seiten der Gaußschen Bildebene liegen, so daß eine zwischen beiden Bildflächen mitten hindurch gelegte Fläche möglichst eben ist (Bildfeldebnung im übertragenen Sinne).

Die Bildfeldwölbung und der Astigmatismus oder vielmehr die Eigenschaften der beiden Flächen, bei wanderndem A von A_f und A_t gebildet, werden durch die mit $l^2 m$, $l^2 M$ multiplizierten Glieder (und die höheren Glieder mit $l^4 m$, $l^4 M$. . .) gekennzeichnet. Für die Glieder mit $l^2 m$, $l^2 M$ findet man Summenformeln bei M. v. Rohr, S. 259, Czapski-Eppenstein, S. 260—263.

Aus diesen Formeln folgt, daß für kleine Werte von l (kleines Gesichtsfeld) Astigmatismus und Bildfeldwölbung zugleich nur bei Erfüllung einer besonderen, nach Petzval genannten Bedingung zu heben sind.

Die Koma. Das Strahlenbündel sei nun so weit, daß man Glieder von der Ordnung m^2 berücksichtigen muß. Bei einem Achsenpunkt weicht infolge der Symmetrie der Schnittpunkt eines weiter außerhalb verlaufenden Strahls nur um ein Glied zweiter Ordnung der Öffnung m vom Gaußschen Bildpunkte ab und der Strahl trifft die Gaußsche Bildebene in einem Punkte, dessen Abweichung von der Ordnung m^3 ist.

Bei einem Punkte außerhalb der Achse hat man keine solche Symmetrie und es treten daher — eine anastigmatische Abbildung vorausgesetzt — für die Abweichung der Schnittweite Glieder erster Ordnung, für die Undeutlichkeit Glieder zweiter Ordnung in den Öffnungswerten m und M auf; die Glieder niedrigster Ordnung sind

$$1 m^2, 1 m M, 1 M^2.$$

Die Glieder wachsen im nämlichen Verhältnis, wie der Abstand des betrachteten Punktes von der Achse, d. h. wenn die sphärische Abweichung nicht in Betracht kommt, kann der in Rede stehende Fehler bei endlicher Öffnung m , M schon die Abbildung eines kleinen Gegenstandes in der Ordnung von dessen Größe undeutlich machen. — Da der Astigmatismus im Verhältnis von l^2 wächst, so wird er bei kleinem Gesichtsfeld stets durch diesen Fehler verdeckt, bei größerem wird er ihn mehr und mehr verdecken.

Bei anastigmatischer Abbildung (und bei kleinem Gesichtsfelde) haben die betrachteten Glieder die Wirkung, daß an Stelle eines Punktes in der Abbildungsebene eine eigentümliche Figur entsteht, die man als Koma (Haar, vgl. Komet) bezeichnet. — Sind Astigmatismus und Koma gleichzeitig vorhanden, so entstehen verwickeltere Figuren.

Man könnte nach den angegebenen Gliedern annehmen, daß die Koma durch drei verschiedene Zahlen gekennzeichnet wäre, Gullstrand hat indessen bewiesen, daß bei Umdrehungsfolgen bloß zwei in Betracht kommen; und für ein kleines Gesichtsfeld sind sie so voneinander abhängig, daß der eine den dreifachen Wert des anderen hat.

Schon Abbe hat gezeigt, daß für ein kleines Gesichtsfeld und gehobene sphärische Abweichung die Koma dann verschwindet, wenn für alle Strahlen die Sinus der Öffnung auf Bild- und Gegenstandsseite sich umgekehrt verhalten wie die Vergrößerung (Abbesche Sinusbedingung s. d.).

Die Zwischenfehler (Zonen). Für die sphärischen Abweichungen kommen außer den Gliedern dritter Ordnung auch solche fünfter, siebenter usw. Ordnung vor, die man Zonenglieder (Zwischenfehler) nennt.

1. Man habe es so eingerichtet, daß für einen Achsenpunkt nicht nur Strahlen ganz geringer, sondern auch Strahlen von einer bestimmten endlichen Öffnung durch den Gaußschen Bildpunkt gehen, so wird dies bei Strahlen von größerer und kleinerer Öffnung nicht der Fall sein, es wird also im Gaußschen Bildpunkt trotz einer gewissen Hebung der sphärischen Abweichung noch eine Undeutlichkeit übrig bleiben (Zonen der sphärischen Abweichung nach der Öffnung).

2. Ist der Astigmatismus für einen Punkt außerhalb der Achse gehoben, so wird er es im allgemeinen für einen Punkt näher oder ferner an der Achse nicht sein (Zonen des Astigmatismus, ebenso der Bildfeldwölbung und der Verzeichnung nach dem Gesichtsfeld).

Für die Koma gibt es sowohl Zonen nach der Öffnung wie nach dem Gesichtsfeld (Glieder mit $1 m^4$ usf. einerseits, mit $1^3 m^2$ usf. andererseits).

Die Hebung der Zonenfehler ist meist nur durch verwickelte Linsenzusammenstellungen möglich.

H. Boegehold.

Sphäroidaler Zustand. Wenn Flüssigkeitstropfen auf eine horizontale Fläche gebracht werden, die eine viel höhere Temperatur besitzt als dem Siedepunkt der Flüssigkeit entspricht, so nimmt diese sofort die Gestalt einer abgeplatteten Kugel, eines Sphäroids, an, wonach der Zustand seinen Namen erhalten hat. Die Flüssigkeit umgibt sich mit einer Dampfschicht, die deren unmittelbare Berührung mit der heißen Unterlage verhindert und bewirkt, daß die Verdampfung verhältnismäßig langsam erfolgt. Auf dem Dampfpolster springt die Flüssigkeitsmasse hin und her. Nimmt die Unterlage durch Wärmeableitung eine Temperatur an, die den Siedepunkt der Flüssigkeit nur noch wenig übersteigt, so wird die schützende Dampfhülle zu dünn und die Flüssigkeit zerspritzt explosionsartig. Diese Erscheinung heißt das Leidenfrost'sche Phänomen, da sie von Leidenfrost (1756) zum erstenmal genauer untersucht wurde.

Faraday brachte feste Kohlsäure in einen glühenden Platintiegel. Er konnte in dem Tiegel Quecksilber zum Erstarren bringen und bewies dadurch, daß die Kohlsäure, von einer Dampfhülle geschützt, auch unter diesen ungewöhnlichen Umständen eine Zeitlang im festen Zustand blieb.

Infolge dieser den sphäroidalen Zustand bedingenden Dampfschicht soll es auch möglich sein, die befeuchtete Hand, ohne Schaden zu nehmen, in geschmolzenes Blei oder anderes flüssiges Metall zu stecken.

Henning.

Sphäroidspiegel s. Scheinwerferspiegel.

Sphärometer. Das Sphärometer dient ursprünglich zur Messung der Krümmung von Linsen, kann aber auch zur Messung der Höhen kleiner Körper benutzt werden. Ein dreibeiniges Tischchen steht auf einer ebenen Glasplatte; durch die Mitte der Tischplatte geht eine Mikrometerschraube (s. d.), deren Stellung an der Schraubentrommel und an einem nebengestellten Maßstab abgelesen werden kann. Die Meßschraube wird einmal zur Berührung mit der Glasplatte, sodann zur Berührung mit der Oberfläche des auf die Glasplatte gestellten Versuchskörpers gebracht. Die Differenz der Schraubenableisungen gibt unmittelbar die gesuchte Höhe des Körpers.

Scheel.

Spiegel. a) Eine einzelne spiegelnde Fläche (polierte Metallflächen, auf der Vorderseite versilberte Glasspiegel). Der ebene Spiegel wirft das Licht bekanntlich so zurück, daß ein gleich großes Bild des Gegenstandes entsteht, wobei jeder Punkt ebenso weit hinter dem Spiegel liegt, wie der entsprechende Dingpunkt vor ihm. Das Bild des ebenen Spiegels ist völlig abweichungsfrei. Die Formeln für Kugelflächen erhält man aus den im Artikel „Gaußsche Abbildung“ gegebenen, aus (Ia—c) folgt für die Brennweite, wenn man $n' = -n$ setzt:

$$(1) \quad f' = \frac{r}{2}, \quad f = f'.$$

Ferner geben die Gleichung (V) und (VI).

$$(2) \quad \frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} - 1 = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{1}{a'} + \frac{1}{a} = \frac{2}{r}.$$

$$(3) \quad \beta = -\frac{a'}{a}.$$

Hier ist a , a' vom Hauptpunkte, d. h. bei einer einzelnen Fläche vom Scheitel aus zu zählen.

Für einen wirklichen Gegenstand ist a negativ, nach der im Artikel „Gaußsche Abbildung“ gegebenen Vorzeichenbestimmung ist r beim Hohlspiegel negativ, beim erhabenen Spiegel positiv, endlich folgt aus dem Vorgange der Spiegelung, daß für negatives a' das Bild auffangbar ist.

Danach fällt der Brennpunkt in die Mitte zwischen den Flächenscheitel und den Mittelpunkt, das Bild ist beim erhabenen Spiegel ($r > 0$) nach (2) stets virtuell ($a' > 0$), näher am Spiegel als der Gegenstand ($a' < -a$), nach (3) aufrecht und verkleinert. Beim Hohlspiegel ist das Bild für $-a > r/2$ auffangbar, dabei für $-a \geq r$, $-a' \leq r$, das Bild

steht auf dem Kopfe, ist für $-a > r$ verkleinert, für $-a < r$ vergrößert. Für $a = -r/2$ liegt das Bild im Unendlichen, ist für noch kleineren Abstand virtuell, aufrecht, vergrößert.

Ein Punkt im Kugelmittelpunkte wird ohne Abweichungen in sich selbst abgebildet. Will man Abweichungsfreiheit für andere Punkte haben, so muß man Umdrehungsflächen zweiten Grades verwenden, z. B. für den unendlich fernen Punkt einen parabolischen Spiegel. Doch gilt die Abweichungsfreiheit streng nur für den Achsenpunkt, nicht für einen ausgedehnten Gegenstand.

Spiegelnde Zylinderflächen, Kegelflächen usw. geben verzerrte Bilder oder richtiger Scheinbilder, da sie nicht durch optische Abbildung, sondern durch optische Projektion entstehen (s. den Artikel „Optische Abbildung“).

b) Spiegelplatten und Spiegellinsen. Schon die meisten Zimmerspiegel sind so hergestellt, daß die Hinterfläche einer Platte versilbert ist. Ebenso werden auch Hohlspiegel (Scheinwerfer) vielfach hergestellt. Das Licht wird an der Vorderfläche gebrochen, an der Hinterfläche gespiegelt und tritt mit nochmaliger Brechung wieder aus. Bei der Berechnung abweichungsfreier Spiegel muß die doppelte Brechung mit berücksichtigt werden.

Ein weiterer Mangel dieser Spiegel sind die Nebenbilder (Nebenreflexe), die dadurch entstehen, daß das Licht zum Teil schon von der Vorderfläche zurückgeworfen wird, zum Teil bei der zweiten Brechung wieder in den Spiegel zurückgeht und erst nach nochmaliger Spiegelung an der Hinterfläche austritt (weitere Nebenbilder sind schwächer). Sie sind schon beim gewöhnlichen Spiegel zu erkennen. Man kann sie bei Scheinwerfern dadurch unschädlich machen, daß man sie entweder mit dem Hauptbilde zusammenfallen oder umgekehrt weit von ihm fortfallen läßt.

Man vgl. die Artikel „Reflexion des Lichtes“ und „Scheinwerferspiegel“.

Nähere Ausführungen findet man bei A. Sonnenfeld, Die Hohlspiegel. Berlin. Union 1927.

H. Boegehold.

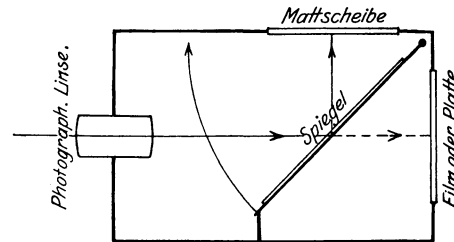
Spiegelablesung s. Gaußsche Spiegelablesung.

Spiegelfernrohr s. Himmelfernrohr, Spiegelteleskop.

Spiegelinstrumente. Meßinstrumente, deren bewegliches System mit einem Spiegel (Hohl- oder Planspiegel) fest verbunden ist, zwecks optischer Beobachtung und Messung des Winkelausschlages. Vgl. Gaußsche Spiegelablesung. W. Jaeger.

Spiegelmetalle s. Metallreflexion; Reflexion des Lichtes.

Spiegel-(Reflex-)Kammer. Um das Bild in Größe und Ausschnitt bis kurz vor der Aufnahme genau beobachten zu können, was die üblichen Sucher, wie etwa Newton- oder Brillant-Sucher nur mehr oder weniger unvollkommen gestatten, wird das photographische Objektiv in der Spiegel-Reflex-



Schema einer Spiegelkammer.

Kammer selbst als Sucherlinse benutzt. Aus vorstehender Skizze sieht man die Einrichtung einer solchen Kammer schematisch dargestellt. Bei der Belichtung klappt der Spiegel nach oben, die Mattscheibe abdeckend. Die lichtempfindliche Schicht wird nach Öffnung des Verschlusses für die Belichtung frei. W. Merté.

Spiegelspektrometer. Spektralapparat, dessen Linsen durch Spiegel ersetzt sind; kein Absorptionsverlust und keine Dispersion im Linsenmaterial, also feste Einstellung auf parallelen Strahlengang für alle Wellen. Gerlach.

Spiegelteleskop. (Reflektor), Fernrohr, dessen Objektiv kein Linsensystem, sondern ein Hohlspiegel ist. Auf diese Weise wird die Farbenzerstreuung von vornherein ausgeschaltet. Das obere Ende des Fernrohres ist offen und der Spiegel (ein an seiner Oberfläche versilberter Glasklotz) befindet sich am Grunde des Rohres. Es gibt verschiedene optische Konstruktionen.

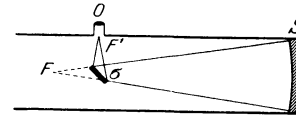


Fig. 1. Newtonscher Reflektor.

Beim Newtonschen Reflektor (s. Fig. 1) ist in dem Strahlengang kurz vor dem Brennpunkt F ein kleiner Planspiegel σ unter 45° Neigung angebracht, der die Strahlenvereinigung nach F' verlegt, wo das Bild mittels des Okulares O beobachtet wird. Beim Cassegrain-Reflektor ist der Spiegel in der Mitte durchbohrt (Fig. 2) und durch einen kleinen vor dem Brennpunkt angebrachten Kon-

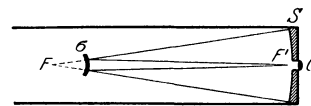


Fig. 2. Cassegrainscher Reflektor.

vexspiegel (σ) werden die Strahlen kurz vor dem in der Durchbohrung angebrachten Okular vereinigt. Bei dieser Konstruktion wird eine wesentlich größere Äquivalenzbrennweite erzielt, als sie der Spiegel selbst hat, was oft von großem Vorteil ist, dagegen leidet unter der Durchbohrung die Güte des Spiegels, weswegen neuerdings meistens eine

Kombination beider Konstruktionen angewandt wird, wie Fig. 3 zeigt.

Ein Hauptnachteil der Spiegelteleskope ist die geringe Ausdehnung des scharfen Bildfeldes, weil bei so wenigen reflektierenden Flächen die Ab-

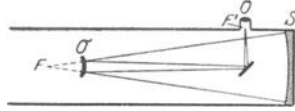


Fig. 3. Kombination des Newtonschen und Cassegrainschen Reflektors.

bildungsfehler weniger gut eliminiert werden können als bei einem Linsensystem. Der Reflektor eignet sich daher hauptsächlich für Untersuchungen an einzelnen Sternen oder kleinen Gebilden (Sternhaufen und Nebelflecke), vor allem aber für spektroskopische Beobachtungen.

Die größten Reflektoren sind:

Hooker-Teleskop, Mt. Wilson	Öffnung	253 cm
Victoria, Canada		184 „
Mt. Wilson		152 „
Berlin Babelsberg		125 „
Melbourne		122 „
Paris		120 „

Der Bau eines Spiegels von 8 m Öffnung wird bereits diskutiert.

Bottlinger.

Spiegelverkehrung heißt die Eigenschaft des Bildes eines gewöhnlichen Spiegels, eine rechte Hand als linke Hand, überhaupt jede körperliche Gestalt durch ihre symmetrische wiederzugeben. Bei einer achsensymmetrischen Folge tritt die Erscheinung auf, wenn eine ungerade Zahl von Spiegelungen eingeschaltet ist. Die Spiegelverkehrung kann wie beim auffangbaren Bild eines Hohlspiegels mit einer Umkehrung verbunden sein. Fängt man das Bild, wie zuweilen bei Zeichenvorrichtungen, auf einem unregelmäßig zurückwerfenden Schirme auf, so wirkt auch die unregelmäßige Zurückwerfung wie eine Spiegelung. Bei nicht achsensymmetrischen Folgen kann das Bild oder die Wiedergabe auch durch bloße Brechungen spiegelverkehrt erscheinen.

H. Boegehold.

Spielkreisel s. Kreisel.

Spinett s. Klavier.

Spinning-Elektron s. Kreiselektron.

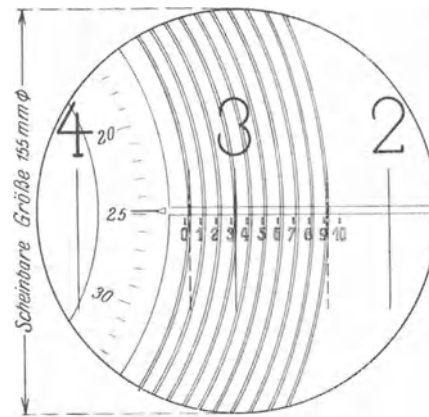
Spinodalkurve s. ψ -Fläche von van der Waals. S. 952.

Spinthariskop. Ein kleiner von Crookes angegebener Apparat, mit dessen Hilfe anschaulich gemacht wird, daß von radioaktiven Substanzen eine aus einzelnen Geschossen bestehende Strahlung ausgeht. Gegenüber einem fluoreszierenden Schirm ist in wenigen Millimetern Abstand ein schwaches α -strahlendes Präparat befestigt; der durch eine Lupe beobachtete Schirm zeigt sich von aufblitzenden Lichtpünktchen bedeckt, von denen jedes dem Auftreffen eines α -Teilchens seine Entstehung verdankt (vgl. auch „Szintillation“).

K. W. F. Kohrausch.

Spiral-Mikrometer. Die Anordnung des Mikrometers, einer Neukonstruktion von Carl Zeiß in Jena, geht aus beistehender Figur hervor. Meßelement ist die Steigung einer Spirale, die als feine schwarze Doppellinie auf eine kreisförmige Glasplatte geätzt ist. Die in der Objektiv-Bildebene des Mikroskops liegende Platte kann um ihren in der Abbildung links liegenden Mittelpunkt durch Vermittlung einer Friktionsscheibe von außen fein gedreht werden. Konzentrisch zur

Spirale ist eine bezifferte Kreisteilung von 100 Intervallen angeordnet. Möglichst nahe über der drehbaren Platte liegt eine feste, farbige Glasplatte mit einem farblosen Spalt. Die Einstellung des Maßstabstriches erfolgt im Bereich des schmalen Spaltes, indem man die Spiralplatte dreht, bis



Spiral-Mikrometer.

das dem Strich zunächst liegende Spiralelement von ersterem biseziert erscheint. Die Störung der Einstellung durch die Krümmung des Spiralelementes ist infolge der geringen Höhe des Ablesepaltes unmerklich. Die Ablesung erfolgt an der mit 0—10 bezifferten 1,1 mm langen Strichskala und an dem links vom Ablesepalte sichtbaren Teilkreisindex. Sie lautet für den Fall der Abbildung 3,3249 mm.

Vorzüge des Spiralmikrometers sind u. a.: Wegfall des toten Ganges als Fehlerquelle, sowie Ablesbarkeit im Gesichtsfeld selbst, während beim Okular-Schraubenmikrometer das Auge nach der Stricheinstellung auf die außen liegende Teilmittel gerichtet und akkommodiert werden muß. *Göpel.*

Spiralnebel s. Nebelflecke.

Spiralsturz heißt eine typische Flugzeugbewegung, welche bei seitlicher Instabilität leicht eintritt. Neigen sich die Flügel eines Flugzeugs etwas zur Seite, so wirkt kein Drehmoment, welches sie in die ursprüngliche Lage zurückdrückt. Luftkraft und Schwere halten sich nicht mehr das Gleichgewicht, es entsteht vielmehr eine resultierende Kraft, welche das Flugzeug zum Abrutschen zwingt. Gegen dieses Abrutschen wirkt am stärksten die Luftkraft auf die vertikal gestellte Fläche des Seitenleitwerkes, welche infolgedessen zum Drehpunkt der Bewegung wird. Bei dem so in die Kurve gezwungenen Flugzeug erfährt der äußere Flügel wegen seiner größeren Geschwindigkeit größere Auftriebskräfte, und die Folge davon ist ein noch stärkeres Hineinlegen in die Kurve, also eine Verstärkung der ganzen Störungsbewegung. Die Spiralsturzbeziehung verläuft bei den meisten Flugzeugen sehr langsam, so daß sie in der Regel durch Steuermaßnahmen aufgehalten werden kann. Hält sie aber längere Zeit an, so gewinnt sie über das Flugzeug Gewalt, kann das Trudeln einleiten (s. d.) und zum Absturz führen. Die wichtigsten Hilfsmittel gegen die Spiralsturzbeziehung sind V-Stellung oder Pfeilstellung der Flügel, wodurch ein Widerstand gegen das seitliche Abrutschen vorne an den Flügeln erzeugt, also die Drehung um das

Seitenleitwerk vermieden wird; ferner starke Abnahme des Anstellwinkels an den Flügelenden („Taubenform“), infolge deren die Auftriebs-erhöhung am äußeren Flügel gegenüber dem inneren Flügel herabgedrückt wird. *L. Hopf.*

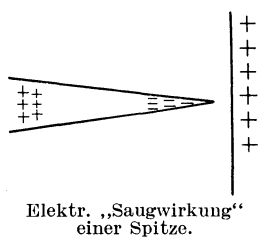
Spitzenentladung s. Spitzenstrom.

Spitzenkamm s. Spitzenwirkung, Flächendichte (elektr.), Entladung oder Wind (elektr.).

Spitzenstrom. Die Spitzenentladung ist ein Sonderfall der Koronaentladung. Wird einer feinen Metallspitze in einem Abstand von einigen Zentimetern in Luft eine geerdete Platte gegenübergestellt, so fließt unterhalb einer bestimmten Spannung, der Zündspannung, kein merklicher Strom. Mit dem Erreichen der Zündspannung setzt dann der „Spitzenstrom“ plötzlich mit einem meßbaren Wert ein und steigt bei weiterer Spannungsanstieg stetig an. Auf der Spitze zeigt sich eine feine Lichterscheinung. Beim Zurückgehen zu kleineren Spannungen erlischt der Strom plötzlich bei einer Mindestspannung und einem Mindeststrom, die beide kleiner als die Zündwerte sind. Ist die Spitze negativ, tritt die Entladung früher ein und der Strom steigt rascher als wenn sie positiv ist. Die Charakteristik ist für positive Spitzen $i_+ = cV(V - V_m)$ für negative $i_- = c'V^2(V - V_m)$, worin c und c' Konstanten sind, die von Gasart, Gasdruck, Spitzenform und Elektrodenabstand abhängen, V_m die Zündspannung und V die variable Spannung ist.

Unter dem Mikroskop zeigt sich, daß der Spitzenstrom die gleichen Bestandteile enthält wie eine Glimmentladung an der der Spitze entsprechenden Elektrode. Die Entladung vermag sich nicht zu einem Funken zu entwickeln, weil schon in geringem Abstand von der Spitze das elektrische Feld so schwach ist, daß es zur Ionisation nicht mehr ausreicht. *Güntherschulze.*

Spitzenwirkung (vgl. Flächendichte, Entladung und Wind, elektr.). Steht beispielsweise eine ungeladene Metallspitze einem positiv (negativ) geladenen Körper gegenüber, so wird sich an der diesem zugewandten Spitze negative (positive) Influenz elektrizität ansammeln (s. Figur), während



Elektr. „Saugwirkung“ einer Spitze.

sich eine Ladung entgegengesetzten Vorzeichens an dem andern Ende der Spitze zeigen wird. Durch den hohen Potentialgradienten an der Spitze bzw. die hohe elektr. Flächendichte auf der Metallspitze wird es zu einem Ausgleich der Ladungen zwischen dem positiv (negativ) geladenen Körper und der negativen (positiven) Spitze kommen. Damit ist dasselbe erreicht, als wäre von der Spitze die positive Ladung angesaugt worden. Aus diesem Grund nennt man die zur Abnahme der Ladungen an den Elektrifiziermaschinen angebrachten Spitzen oder Spitzenkämme, Saugspitzen bzw. Saugkämme. Das Ausströmen elektrischer Ladungen aus einer Spitze äußert sich in Luft als „elektrischer Wind“ (s. d.). *R. Jaeger.*

Sporn eines Flugzeugs heißt eine gekrümmte, aus dem hinteren Ende des Flugzeugrumpfes herausragende Stütze mit Federung; sie dient zum Auffangen von Stößen, welche bei der Landung

auf die empfindlichen hinteren Rumpfteile wirken könnten. *L. Hopf.*

Sprachlaute s. Flüstersprache, Konsonanten und Vokale.

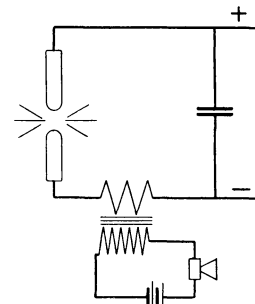
Sprachrohr s. Schalltrichter.

Sprachzeichner von Hensen. Ein fein durchkonstruierter Apparat zur Schallregistrierung (s. d.), namentlich zur Registrierung der menschlichen Sprache. Die Aufnahmemembran besteht aus Goldschlägerhaut und ist trichterförmig. Ihre Bewegung wird durch eine Hebelanordnung auf einen konisch geschliffenen Diamanten übertragen, der seine Schrift in Glasplatten einritz.

Siehe auch Schallregistrierung. *E. Waetzmann*
Näheres s. Hensen, *Ztschr. f. Biologie* Bd. XXIII, N. F. V.

Spratzen heißt die Abscheidung von gelösten Gasen aus Schmelzen beim Erstarren. So löst geschmolzenes reines Silber das vierundzwanzigfache seines Volumens an Sauerstoff auf und gibt beim Erstarren das zweiundzwanzigfache wieder ab. *Günther.*

Sprechende Bogenlampe. Eine von Simon (1898) angegebene Anordnung, mit Hilfe einer Bogenlampe Schallschwingungen (z. B. die menschliche Sprache, Musik oder Gesang) wiederzugeben, zugleich eine Weiterentwicklung des singenden Lichtbogens von Duddel. Wie aus der Figur ersichtlich, werden die in einem Mikrofonkreis durch die Schallwellen erzeugten elektrischen Schwingungen über einen Transformator dem Gleichstrom des Lichtbogens überlagert. Die in der ionisierten Gasstrecke durch die Stromänderungen erzeugten Temperaturschwankungen erzeugen in der umgebenden Luft Druckschwankungen im Rhythmus der primären Schallwellen. Die Wiedergabe leidet im allgemeinen unter einem gleichzeitig auftretenden Rauschen. *E. Alberti.*



Sprechende Bogenlampe.

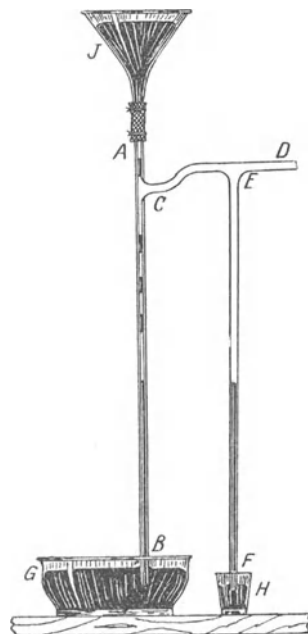
Sprechender Lichtbogen. Wird die Stromstärke eines Lichtbogens vergrößert, so dehnt sich der Querschnitt der Entladungsstrecke aus, wird sie verkleinert, so zieht sie sich zusammen. Werden also die von einem Mikrofon erzeugten Stromschwankungen dem Gleichstrom eines Lichtbogens überlagert, so schwankt sein Volumen im Rhythmus der dem Mikrofon zugeführten Klänge und überträgt dadurch diesen Rhythmus auf die umgebende Luft; der Lichtbogen spricht das nach, was in das Mikrofon hineingesprochen wird. Zur Erzielung einer möglichst starken Wirkung muß die Gasstrecke des Lichtbogens möglichst lang gemacht werden, doch setzt die zunehmende Unruhe des Lichtbogens der Verlängerung der Gasstrecke bald eine Grenze. Da die schwingende träge Masse, das erhitzte Lichtbogengas, äußerst gering ist, sind keine störenden Eigenfrequenzen vorhanden und der Ton ist infolgedessen sehr rein und klanggetreu. *Güntherschulze.*

Sprechmaschine s. Vokale.

Sprechtrichter s. Schalltrichter.

Sprengelsche Pumpe. Bei der Quecksilberluftpumpe nach Sprengel fällt das Quecksilber

aus einem Trichter J (s. Figur) tropfenweise durch ein etwa 1 m langes Rohr AB, das so eng sein muß, daß ein Quecksilbertropfen stets den ganzen Rohrdurchmesser ausfüllt und nimmt aus einem bei C seitlich angesetzten Rezipienten die



Quecksilberluftpumpe nach Sprengel.

Luft mit fort. Ihre Saugleistung ist nicht sehr groß, und so eignet sich dies Modell nur zum Auspumpen kleiner Räume. Modifizierungen sind ersonnen worden von Gingham, Boltwood, Kahlbaum, Zehnder und Waren, indem mehrere Fallröhren verwendet, ein sog. Vakuumzapfen, eine Luftfalle und Vorrichtungen eingeführt wurden, durch die das heruntergefallene Quecksilber wieder zu seinem höhergelegenen Ausgangsort zurückbefördert wird.

Um die im Quecksilber eingeschlossenen Gase und Wasserdämpfe für den Einfluß auf das Vakuum unschädlich zu machen, läßt Manlay das Quecksilber durch zwei besondere Behälter fallen, die als elektrische Entladungsröhren ausgebildet sind. Die eine Elektrode ist das Quecksilber selbst. Wird während des Pumpens eine elektrische Entladung aufrechterhalten, so wird das Quecksilber von Gasen, die das Vorvakuum aufnimmt, befreit, etwa vorhandene Wasserteilchen werden zum Verdampfen gebracht und vom Phosphorpentoxid absorbiert. Der Enddruck liegt zwischen 10^{-3} und 10^{-4} mm Hg. *H. Ebert.*

Sprenggeschosse. Geschosse, welche zur vollen Entfaltung ihrer Wirkung, vor oder im Ziel, durch eine Sprengladung zerlegt werden, bezeichnet man als Sprenggeschosse. Zur Zerlegung des Geschosses verwendet man Sprengladungen aus impulsivem, schiebendem Pulver, wenn wie bei den Schrapnells eine aus Kugeln u. dgl. bestehende Füllung möglichst ohne Deformation aus der Geschosshülle herausgetrieben werden soll, oder einen brisanten Sprengstoff, wenn das Geschöß in möglichst viel

kleinere Teile zerlegt werden soll, die mit großer Geschwindigkeit weggeschleudert werden (Sprenggranaten) oder bei Geschossen, wo die Hülle nur dazu dient, die Sprengladung unverseht ins Ziel zu tragen, wo dann das Geschöß in erster Linie durch die Kraft des Sprengstoffes zerstörend wirken soll (Panzersprenggranaten und Minengranaten). Je nachdem so das Geschöß in der Luft kriechen soll, am Ziel direkt beim Auftreffen, oder erst im Ziel, verwendet man Zeitzündler, empfindliche Aufschlagzündler, oder Aufschlagzündler mit Verzögerung.

Die Zeitzündler sind entweder Brennzündler, oder die von Krupp in den Handel gebrachten sehr vollkommenen Uhrzündler. Die Brennzündler arbeiten in der Weise, daß im Augenblick des Schusses ein in Scheiben (Deutschland) oder Röhren (Frankreich) gepreßter Pulversatz angezündet wird, der infolge seiner starken Vorpressung langsam so weit abbrennt, bis eine durch das Tempieren des Zünders verstellbare Öffnung den Feuerstrahl des Pulvers zur Sprengladung weiterleitet und den Sprengpunkt hervorruft. Die Brennzündler haben den Nachteil, bei großen Höhen, wo die Luft sehr dünn wird, ungleichmäßig zu arbeiten, denn die bedürfen des Luftdrucks zum gleichmäßigen Abbrennen, außerdem ist der Brandsatz empfindlich gegen Änderungen des Luftdrucks und gegen Feuchtigkeit; auch ist es schwer, Brennzündler mit mehr als 50 Sek. Brenndauer zu bauen. Von all diesen Nachteilen frei sind die mechanischen Uhrzündler, bei welchen ein Uhrwerk im Geschöß bei Abgabe des Schusses zu laufen anfängt, um nach der eingestellten Zeit ein Zündhütchen zu entzünden.

Die horizontale Entfernung des Sprengpunktes vom Ziel bezeichnet man als Sprengweite, die vertikale als Sprenghöhe, die Entfernung des Sprengpunktes vom Geschütz als Flugweite.

Sobald ein Luftsprengpunkt entstanden ist, fliegen die einzelnen Geschößteile in einer Garbe weiter, die man als Sprengkegel bezeichnet. Faßt man ihn als geraden Kreiskegel auf, so ist der Winkel einer Mantellinie mit der Achse der halbe Sprengkegelwinkel. Die Zerlegung eines Sprenggeschosses mit Luftsprengpunkt ist dann zweckentsprechend, wenn in der Entfernung vom Sprengpunkt, wo die Sprengstücke im Sprengkegel noch genügend dicht beisammen sind, die Durchschlagsfähigkeit der einzelnen Sprengpartikel gerade noch ausreicht.

Infolge der Streuungsursachen sind die Sprengpunkte unter gleichen Umständen verfeuert Geschosse im Raum nach den Gesetzen der Treffwahrscheinlichkeit (vgl. zufällige Geschößabweichungen) zerstreut, man spricht deshalb von mittlerem Sprengpunkt, mittlerer Sprengweite usw. und es ist eine wahrscheinlichkeitstheoretische Aufgabe, die durchschnittliche Wirkung des einzelnen Schusses bei gegebener Lage des mittleren Sprengpunktes zum Ziel, und eine Aufgabe höheren Grades, die Durchschnittswirkung für den Fall zu berechnen, daß die wahre Lage des mittleren Sprengpunktes infolge des Einschießens nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit bekannt ist.

Die Lage des Sprengpunktes zum Ziel beobachtet man auf Schießplätzen mittels Sprengpunktmessern, das sind Glasscheiben, oder Dunkelkammern, in denen sich die Sprengpunktbilder auf gegebenen ebenen Flächen projizieren, gegenwärtig

auch photogrammetrisch. Im Felde lassen sich die genauen Lagen entfernter Sprengpunkte auch durch Anschneiden mit Theodoliten oder Phototheodoliten oder durch das Schallmeßverfahren festlegen.

Geschosse, welche als Treibladung Trotyl und ähnliche Sprengstoffe haben, lassen sich vermöge der Eigenschaft des Trotyls, bei schwacher Entzündung zu explodieren, bei starker Initiierung durch Knallquecksilber oder Bleiazid zu detonieren, je nach der Art der Wirkung des Zünders als Sprenggranate oder als Schrapnell verwenden. Man bezeichnet derartige Geschosse als Einheitsgeschosse. Sie sind während des Weltkrieges in Fortfall gekommen, weil die Zünder zu kompliziert waren, als daß genügende Mengen hätten gefertigt werden können. *C. Cranz und O. v. Eberhard.*

Sprenghöhe, Sprengpunktmesser s. Sprenggeschosse.

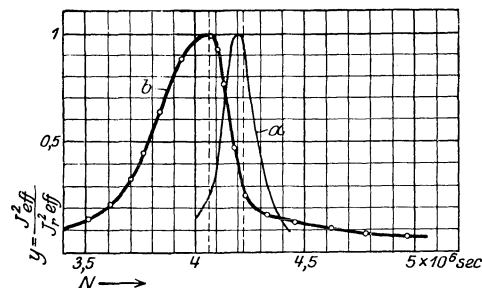
Sprengstoffe s. Explosion.

Sprengweite s. Sprenggeschosse.

Springflut bezeichnet im Gezeitenphänomen jenes Hochwasser, bei welchem sich der Einfluß von Sonne und Mond summiert. Sie fällt in die Zeit des Neumonds (s. Ebbe und Flut). *A. Prey.*

Spritzkollektor. Spritzkollektoren dienen dazu, das Potential irgend eines Punktes im Raum gegen die Erde (atmosphärische Elektrizität) zu bestimmen. Spritzkollektoren bestehen in ihrer einfachsten Form aus einem isolierten Flüssigkeitsbehälter mit einer Ausflußspitze. Durch die Tropfen, die sich dauernd von der Ausflußspitze ablösen, wird der Kollektor auf das Potential der Umgebung gebracht. Statt unter eigenem Druck kann die Flüssigkeit, die entweder Wasser oder Alkohol ist, auch unter erhöhtem Druck austreten. Um eine feine Verteilung der Flüssigkeit zu erzielen, wird sie oft auch, mit Luft gemischt, in einem Zerstäuber aus der Kollektorspitze ausgeblasen. *R. Jaeger.*

Sprühen. Glimmentladung, insbesondere an Kanten und Spitzen infolge zu großer Felddichte an Hochspannungsleitern auftretend. In Schwingungs-



Einfluß des Sprühens auf Kondensatoren.

kreisen wird durch Sprühen der Kondensatoren die Frequenz erniedrigt und die Resonanzkurve verbreitert (s. Fig.). *A. Meißner.*

Sprühenschutz-Isolatoren (Rendahl). Um die unter Hochspannung stehenden Teile eines Isolators in bezug auf Spannung zu entlasten, werden sie in von einer Metallhülle oder einem gleichartig wirkenden Drahtsystemen umgeben. Gleichzeitig wird durch das Verringern der Felddichte das Sprühen verhindert. *A. Meißner.*

Sprung der elektrischen Kraft (s. auch Grenzfläche zweier Dielektrika). Ist eine Fläche mit der Flächendichte σ belegt und sind die Potentiale zu

beiden Seiten der Fläche mit V_+ und V_- bezeichnet, so gilt, wenn die Einheitsmasse in Richtung der Normalen n durch die Fläche hindurchgeführt wird

$$\frac{\partial V_+}{\partial n} - \frac{\partial V_-}{\partial n} = -4\pi\sigma.$$

Dieser Ausdruck stellt die sprungweise Änderung der Kraft bei diesem Vorgang dar. In der Nähe einer sehr großen Fläche ist die Kraft daher an jeder Stelle: $2\pi\sigma$. *R. Jaeger.*

Sprungsche Formel s. Hygrometer.

Sprungwelle s. Flutbrandung.

Spule. Eine Spule besteht aus einem Draht oder Band, das in einer oder mehreren Windungen spiralförmig aufgewunden ist; sie dient zur Erregung magnetischer Felder im Innern der Spule mittels eines durch den Spulenleiter fließenden Stromes und bildet daher einen unentbehrlichen Bestandteil sämtlicher elektromagnetischer Apparate. Die Form der Spule ist je nach dem Verwendungszweck in Größe und Gestalt sehr mannigfaltig.

Wenn die Spule von Gleichstrom erregt wird, ist das Magnetfeld zeitlich konstant. In diesem Falle benutzt man als Maß der Spulengröße die an den Strom I gebundene Feldenergie, deren doppelter Wert als Selbstinduktion (Induktivität) bezeichnet wird. Sie ist für Spulen, in deren Umgebung keinerlei ferromagnetische Stoffe vorhanden sind, eine Konstante der geometrischen Abmessungen und kann aus diesem im voraus bestimmt werden; wenn sich dagegen Eisen im Spulenfelde befindet, hängt die Selbstinduktion außerdem von dem jeweils durchfließenden Strom ab, der die wirksame Permeabilität bestimmt. In diesem Falle benutzt man daher besser zur Beschreibung der Spulengröße den „Magnetisierungsstrom“, der zur Erzeugung eines vorgegebenen magnetischen Induktionsflusses mittels der Spule notwendig ist.

Die genannten Begriffe bleiben anwendbar, wenn man zu derart langsam veränderlichen Wechselströmen übergeht, daß das Feld in jedem Augenblick als quasistationär betrachtet werden darf. In Spulen, deren Feld vorwiegend in Isolatoren verläuft, ist daher der Spulenfluß mit dem durchfließenden Strom phasengleich: Der periodisch auf- und abwogende Fluß erzeugt längs der Spule durch Induktion eine um 90° verspätete Umlaufspannung, die sog. elektromotorische Kraft der Selbstinduktion, welche zur verlustlosen Drosselung einer vorgegebenen Spannung benutzt werden kann (Drosselspulen). Wenn dagegen im Spulenfelde leitende Stoffe lagern, induziert das Spulenfeld in ihnen Wirbelströme (s. d.), welche bei festgehaltenem Spulenstrom erstens das Feld schwächen und zweitens die Flußphase gegen die Stromphase verstopfen; durch Messung dieser beiden Effekte kann man daher auf gewisse Eigenschaften der Wirbelströme zurückschließen (Wirbelstromwaage), während man umgekehrt in technisch brauchbaren Spulen zur Vermeidung dieser unerwünschten Wirkung Wirbelströme möglichst zu verhindern trachtet.

Für sehr rasch verlaufende Ströme tritt neben dem Magnetfeld der Spule ein von diesem induziertes elektrisches Feld in Erscheinung: Verschiebungsströme treten quer zur Wicklungsisolierung über und erzwingen hierdurch einen längs des Spulenleiters veränderlichen Leitungsstrom. Daher kann auch

das magnetische Feld völlig von dem durch Gleichstrom erregten abweichen, der Begriff der Selbstinduktion wird hinfällig. An seine Stelle tritt ein System, das aus einer passend bemessenen Selbstinduktion unter Parallelschaltung einer Kapazität, der Spulenkapazität besteht; bei sehr hochfrequenten Strömen genügt auch diese Darstellung nicht mehr, sondern die Spule verhält sich ähnlich wie eine Antenne (s. d.), die in unendlich vielen (nicht harmonischen) Eigenschwingungen resonanzhaftes Verhalten mit wellenförmiger Stromverteilung längs des Spulenleiters zeigt und bei hiervon abweichenden Frequenzen abwechselnd überwiegend kapazitiven oder induktiven Widerstand besitzt. Diese Erscheinungen bestimmen das Verhalten der Spule gegen steile Wanderwellen (s. d.), welche die Isolation der Eingangswindungen weit über das Normalmaß beanspruchen und zum Erliegen bringen können; Abhilfe wird durch besonders starke Isolation der Eingangswindungen geschaffen. Vgl. auch Induktivitätsspulen.

F. Ollendorff.

Näheres s. F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik, S. 58ff.

Spulenleitungen. Eine Spulenleitung ist derjenige Kettenleiter (s. d.), dessen Reihenwiderstände aus Spulen der Induktivität L bestehen,

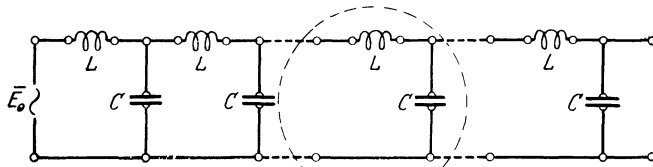


Fig. 1. Spulenleitung.

während die Ableitungen durch Kondensatoren der Kapazität C dargestellt werden (Fig. 1). Man hat demnach für Reihenwiderstand und Ableitung in komplexer Schreibweise die Ausdrücke

$$R = j \omega L; \quad G = j \omega C$$

und erhält aus den allgemeinen Gleichungen des Kettenleiters zur Bestimmung von Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dämpfung längs der verlustfreien Spulenleitung die Beziehung

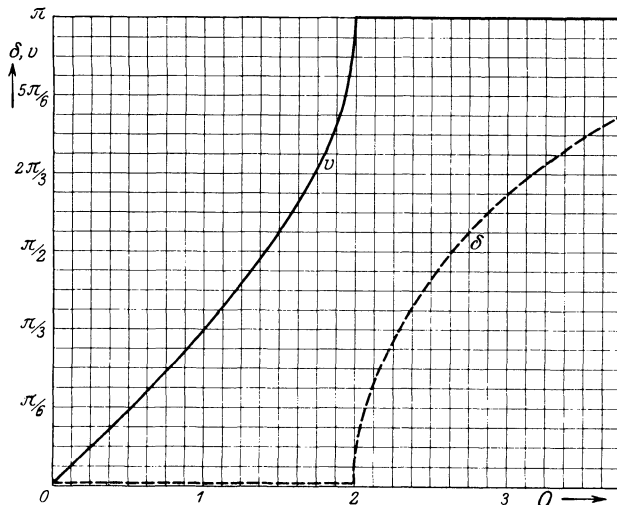


Fig. 2. Verlauf von Dämpfung und Phasenwinkel für eine Spulenleitung.

$$2 \sin \left(\frac{\delta + j v}{2} \right) = j \omega \sqrt{LC}$$

oder

$$\cos \delta \cdot \cos v = 1 - \frac{1}{2} \omega^2 LC$$

$$\sin \delta \cdot \sin v = 0$$

Für $|1 - \frac{1}{2} \omega^2 LC| < 1$ verschwindet hiernach die

Dämpfungsziffer δ : Die Spulenleitung läßt alle Wellen ungehindert passieren; dagegen sperrt sie wegen $\delta > 0$ alle Wellen ab, deren Frequenz der

Ungleichung $|1 - \frac{1}{2} \omega^2 LC| > 1$ genügt (vgl. Fig. 2).

Die Gleichung

$$|1 - \frac{1}{2} \omega^2 LC| = 1; \quad \omega_{kv}^2 LC = 4$$

als Grenze zwischen den Durchlaß- und Sperrbereich definiert die kritische Frequenz ω_{kv} der Spulenleitung; sie ist demnach doppelt so groß als die Eigenfrequenz eines Kettengliedes.

Spulenleitungen — allerdings mit erheblichen Ohmschen Verlusten — werden nahezu verwicklicht durch pupinisierte Telegraphen- und Telephonleitungen. Man muß in diesem Falle die kritische

Frequenz so hoch wählen, daß alle für die Sprache nötigen Frequenzen noch ungehindert die Leitung passieren können. *F. Ollendorff.*

Näheres s. F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik.

Spurkegel s. Poinsotbewegung;

Polhodie und Herpolhodie.

Spurkurve s. Momentanzentrum.

Stab ist ein fester Körper von

einer vorwiegend ausgebildeten Dimension, der im natürlichen Zustande eine ganz bestimmte Gestalt annimmt und einer Biegung elastische Kräfte entgegensetzt. Er ist das eindimensionale Analogon zur Platte (s. d.) und verhält sich zu dieser wie eine Saite (s. d.) zu einer Membran (s. d.). Siehe auch Stabschwingungen.

E. Waetzmann.

Stabiles Gleichgewicht s. Thermodynamisches Gleichgewicht; Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Stabilisierung, gyroskopische. Ein

Mechanismus (der nicht notwendig einen starren Verband zu bilden braucht) möge zwei Freiheitsgrade besitzen, die durch die (Lagrangeschen) Koordinaten φ und ψ ausgedrückt sein sollen. Es mag die Ruhelage durch $\varphi = 0, \psi = 0$ dargestellt sein. Die Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art (s. Impulssätze) nehmen dann häufig, wenn es sich um kleine Bewegungen in der Umgebung der Ruhelage handelt, die einfache Form an

$$A_0 \ddot{\varphi} + A_1 \dot{\varphi} + A_2 \varphi = 0, \quad (A_0 > 0.)$$

$$B_0 \ddot{\psi} + B_1 \dot{\psi} + B_2 \psi = 0. \quad (B_0 > 0.)$$

(Beispiel: Schwingungen eines starren Körpers um zwei wagerechte Hauptachsen.) Die letzten Glieder dieser Gleichungen bedeuten die (quasielastischen) Kräfte (im verallgemeinerten Sinne), welche die (stabile) Ruhelage wiederherzustellen suchen (falls A_2 und B_2 positiv sind), bzw. welche

den Mechanismus aus seiner (alsdann labilen) Ruhelage hinauszuerwerfen trachten (falls A_2 und B_2 negativ sind). Die vorletzten Glieder bedeuten dissipative Kräfte, z. B. Reibung im widerstehenden Mittel (falls A_1 und B_1 positiv sind) bzw. Kräfte von entgegengesetztem Charakter, die in Wirklichkeit nur künstlich erzeugt werden können. Enthält der Mechanismus nun aber außerdem noch einen dritten Freiheitsgrad in Gestalt eines (möglicherweise verborgenen) zyklischen Systems, das zwar seiner Lage nach, nicht aber in seiner zyklischen Koordinate von φ und ψ abhängt, so ergänzen sich die vorgenannten Gleichungen im einfachsten Fall auf

$$(1) \quad \begin{cases} A_0 \ddot{\varphi} + A_1 \dot{\varphi} + A_2 \varphi + C \dot{\psi} = 0, \\ B_0 \ddot{\psi} + B_1 \dot{\psi} + B_2 \psi - C \dot{\varphi} = 0. \end{cases}$$

Wenn, wie gewöhnlich, das zyklische System ein schnellumlaufender Kreisel (s. d.) ist, so bedeuten die letzten Glieder die einander entgegengesetzt gleichen Kreismomente, die infolge der Bewegung ψ auf die Koordinate φ , infolge der Bewegung φ auf die Koordinate ψ wirken. Sie heißen dann *gyroskopische Glieder*.

Wenn der Mechanismus ursprünglich labil war, so kann man ihn mit Hilfe des zyklischen Systems unter gewissen Umständen, die sich im Falle konstanter Koeffizienten A, B, C leicht überblicken lassen, künstlich (gyroskopisch) stabilisieren. Das Gleichungspaar (1) besitzt dann nämlich Lösungen von der Form e^{qt} , wo die reellen Teile der Kennziffern q nur negativ sein dürfen, wenn die Stabilität im üblichen Sinn gesichert erscheinen soll. Die Kennziffern gehorchen der Gleichung

$$(2) \quad a_0 q^4 + a_1 q^3 + a_2 q^2 + a_3 q + a_4 = 0,$$

wo

$$(3) \quad \begin{cases} a_0 = A_0 B_0, \\ a_1 = A_0 B_1 + A_1 B_0, \\ a_2 = A_0 B_2 + A_1 B_1 + A_2 B_0 + C^2, \\ a_3 = A_1 B_2 + A_2 B_1, \\ a_4 = A_2 B_2 \end{cases}$$

ist. Die von Hurwitz und Routh gefundenen Bedingungen dafür, daß die Gleichung (2) nur Wurzeln von der genannten Art besitzt, verlangen, daß erstens alle Koeffizienten a_i dasselbe Vorzeichen haben — man kann es immer so einrichten, daß es das positive ist — und daß zweitens dann auch die Größe

$$(4) \quad \Delta \equiv a_1 a_2 a_3 - a_0 a_3^2 - a_1^2 a_4$$

positiv bleibe. Weil im Falle des Kreisels die Konstante C einfach die Intensität der zyklischen Geschwindigkeit mißt, so kann man die zweite Forderung sicherlich dadurch erfüllen, daß man mit C auch a_2 so groß als nötig macht, d. h. daß man den stabilisierenden Kreisel hinreichend schnell laufen läßt. Dies verbürgt aber die Stabilität noch keineswegs. Damit neben a_0 auch a_4 positiv werde, müssen A_2 und B_2 von vornherein die gleichen Vorzeichen gehabt haben: Der Kreisel vermag nur beide Koordinaten φ und ψ zugleich zu stabilisieren; war die eine schon vorher stabil, die andere aber labil, so ist Stabilisation unmöglich. Beschränkt man sich auf den Fall ursprünglicher Labilität, also $A_2 < 0, B_2 < 0$, so müssen zur Erfüllung der jetzt noch übrigen Forderungen $a_1 > 0$ und $a_2 > 0$ die beiden Größen A_1 und B_1 verschiedene Vorzeichen haben, und der Absolutwert ihrer Quotienten muß in den Grenzen eingeschlossen sein

$$(5) \quad \frac{A_0 < |A_1| < |A_2|}{B_0 > |B_1| > |B_2|},$$

wo das obere oder untere Zeichen gilt, je nachdem die linke Grenze kleiner oder größer als die rechte ist; im ersten Falle ist A_1 positiv und B_1 negativ zu wählen, im zweiten umgekehrt. Bei einem dissipativ arbeitenden Mechanismus ist mithin die künstliche Stabilisierung nur dann denkbar, wenn neben der dissipativ arbeitenden Koordinate eine künstlich beschleunigte zweite Koordinate vorhanden ist und wenn überdies die Ungleichung (5) erfüllt werden kann.

Die hier skizzierten Verhältnisse liegen beispielsweise bei den *Einschienebahnen* von Scherl und von Brennan vor. Der einen Koordinate entspricht die umkippende Bewegung des Wagens um die Schienenachse, der anderen die Bewegung des labil zu lagernden Kreiselrahmens. Die angeschriebenen Gleichungen stellen in erster Näherung die Stabilisierungstheorie solcher Wagen dar.

Es ist grundsätzlich klar, in welcher Weise diese Überlegungen auf Mechanismen mit mehr als zwei Freiheitsgraden zu übertragen sind. Man hat bei n Freiheitsgraden, die durch $\frac{1}{2} n(n-1)$ zyklische Systeme gekoppelt sein können, im einfachsten Falle die n Gleichungen

$$A_{i0} \ddot{\varphi}_i + A_{i1} \dot{\varphi}_i + A_{i2} \varphi_i + C_{i1} \dot{\varphi}_1 + C_{i2} \dot{\varphi}_2 + \dots + C_{in} \dot{\varphi}_n = 0, \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

wobei $A_{i0} > 0$ und $C_{ik} = -C_{ki}$ und also $C_{ii} = 0$ vorausgesetzt werden darf. Die Kennziffern der partikulären Lösungen e^{qt} gehorchen einer aus der Theorie der linearen Differentialgleichungen bekannten Gleichung von der Form

$$(6) \quad a_0 q^{2n} + a_1 q^{2n-1} + \dots + a_{2n} = 0,$$

wo jedenfalls der erste und letzte Koeffizient

$$a_0 = A_{10} \cdot A_{20} \cdot A_{30} \dots A_{n0}$$

$$a_{2n} = A_{12} \cdot A_{22} \cdot A_{32} \dots A_{n2}$$

wird, während die anderen sich wesentlich verwickelter aufbauen. Nach den von Hurwitz (Math. Annalen, Bd. 46) aufgestellten Bedingungen dafür, daß die Gleichung (6) nur Wurzeln mit negativ reellen Teilen besitzt, muß vor allem neben a_0 auch a_{2n} positiv sein. Daraus folgt, daß immer nur eine gerade Anzahl von labilen Freiheitsgraden zusammen künstlich stabilisierbar ist. Ob die Stabilisierung aber wirklich gelingt und unter welchen Umständen und durch welche Mittel, das hängt von den weiteren Hurwitzschen Bedingungen ab, welche neben den C_{ik} namentlich auch die A_{i1} enthalten. Sind keine dissipativen Kräfte vorhanden ($A_{i1} = 0$), so genügt es, die Intensitäten C_{ik} der zyklischen Geschwindigkeiten groß genug zu wählen. Gibt es jedoch dissipativ arbeitende Koordinaten φ_i , so muß der Mechanismus, um stabilisierbar zu sein, ebenso viele künstlich beschleunigte Koordinaten besitzen, und es müssen Bedingungen ähnlich (5) erfüllt sein, die um so verwickelter werden, je größer n ist. Die Untersuchungen hierüber sind noch nicht in allen Teilen erledigt.

R. Grammel.

Näheres s. W. Thomson und P. G. Tait, Treatise on Natural Philosophy, 2. Aufl., Cambridge 1879/83, Bd. 1, Art. 345 X.

Stabilität der Atmosphäre s. Atmosphäre, Gleichgewicht.

Stabilität stationärer Bewegungen. Ein Bewegungszustand eines beliebigen mechanischen Systems heißt *stationär*, wenn die Vektoren v

der Geschwindigkeiten an allen Punkten des Raumes von der Zeit t unabhängig sind, $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$, so daß die Geschwindigkeit an einer bestimmten Stelle immer gleich ist, einerlei welches Teilchen des mechanischen Systems sich gerade an der betreffenden Stelle befindet. Die Stabilität eines stationären Bewegungszustandes wird nach dem Verhalten des mechanischen Systems gegenüber kleinen Störungen beurteilt. Hat eine sehr kleine Störung des Bewegungszustandes zur Folge, daß sich das System immer mehr von der ursprünglichen Bewegung entfernt, so heißt die Bewegung *labil*. Bleiben dagegen die Abweichungen von der ursprünglichen stationären Bewegung dauernd von der Größenordnung der Störung oder führt das System kleine Schwingungen um den stationären Bewegungszustand aus, so heißt die Bewegung *stabil*. Als rechnerische Bedingung für die Stabilität einer stationären Bewegung ergibt sich, daß die sog. Routhsche Funktion für die betreffende Bewegung einen Minimalwert besitzen muß.

F. Schleicher.

Näheres s. Routh, Dynamik der Systeme starrer Körper (Dtsch. von Schepp), Leipzig 1898. Vgl. auch den Art. Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Stabilität eines Flugzeugs. Man unterscheidet dynamische und statische Stabilität, je nachdem die Trägheitskräfte dabei eine Rolle spielen oder nicht. Die wichtigste statische Stabilitätsbedingung, deren Berücksichtigung in der Praxis unbedingt nötig ist, erhellt aus folgender Betrachtung: Wird ein Flugzeug beim gradlinigen, gleichförmigen Fluge durch eine Störung aus seiner Gleichgewichtslage herausgedreht, so wird in erster Linie das Gleichgewicht der Drehmomente in der Symmetrieebene gestört. Das Drehmoment M der Luftkräfte um den Schwerpunkt, welches im gleichförmigen Fluge Null war, erhält einen endlichen Wert. Sucht nun das so entstandene Drehmoment das Flugzeug in seinen ungestörten Zustand zurückzudrücken, entsteht also z. B. bei einer zufälligen Vergrößerung des Anstellwinkels α ein kopflastig wirkendes Moment M , so ist das Flugzeug stabil, widrigenfalls instabil. Es kommt also auf das Vorzeichen des Differentialquotienten $\frac{\partial M}{\partial \alpha}$ an. Dieser muß bei Stabilität positiv sein. Die statische Stabilität hängt sehr wesentlich ab von der Schwerpunktlage und zwar — entgegen dem gewöhnlichen Vorurteil — hauptsächlich von der Rücklage des Schwerpunkts hinter der Flügelvorderkante und nur wenig von der Tieflage des Schwerpunktes; ferner vom statischen Moment des Höhenleitwerkes um den Schwerpunkt. Dieses wird nach der geforderten Stabilität mit Rücksicht auf die Schwerpunktlage bemessen.

Die dynamischen Stabilitätsbetrachtungen beruhen auf der Methode der kleinen Schwingungen; dabei wird angenommen, daß die einzelnen den Flugzustand charakterisierenden Parameter um kleine Größen von dem zum Gleichgewichtszustand gehörenden Werte abweichen. Die Folge dieser Abweichung muß Auftreten von Beschleunigung und Einleiten einer nicht stationären Bewegung sein. Führt diese Bewegung in den ursprünglichen Gleichgewichtszustand zurück, so hat derselbe als stabil zu gelten, widrigenfalls als instabil. Untersucht man mit dieser Methode die gleichförmige, gradlinige

Bewegung eines Flugzeugs, so zeigt sich, daß die Störungen in der Symmetrieebene völlig unabhängig verlaufen von den Störungen, welche das Flugzeug in eine Kurve zu legen suchen. Man kann deshalb die beiden Störungen vollkommen getrennt behandeln und spricht infolgedessen von einer „Längsstabilität“ und einer „Seitenstabilität“ des Flugzeugs.

Die für die Längsstabilität in Betracht kommenden Parameter des Flugzustandes sind: „Fluggeschwindigkeit“, „Anstellwinkel“ der Flugzeugachse gegen die Flugrichtung und „Anstiegswinkel“ der Flugbahn gegen die Horizontale. Auch bei der dynamischen Längsstabilität erweist sich die oben als statische Stabilitätsbedingung bezeichnete Größe als in erster Linie maßgebend. Es zeigt sich, daß, wenn $\frac{\partial M}{\partial \alpha}$ das negative Vorzeichen hat, das Flugzeug sich unter allen Umständen immer weiter aus seiner Gleichgewichtslage entfernt; aber auch, wenn das Vorzeichen von $\frac{\partial M}{\partial \alpha}$ das richtige ist, kann noch

eine Instabilität von der Art auftreten, daß die Schwingungen des Flugzeugs um den Gleichgewichtszustand mit der Zeit größere Amplituden annehmen. Das ist dann der Fall, wenn die Drehung des Flugzeugs um seinen Schwerpunkt durch ein allzu kleines Moment gedämpft wird. Dieses Dämpfungsmoment ist im wesentlichen durch die Fläche des Höhenleitwerkes und durch das Quadrat des Abstandes dieses Leitwerkes vom Schwerpunkt bestimmt. Die Diskussion der Stabilitätsgleichungen führt auf vier Eigenschwingungen, welche sich bei Stabilität in den meisten Fällen zu zwei gedämpften periodischen Schwingungen zusammensetzen. Die eine davon entspricht rasch gedämpften, schnellen Schwingungen, die in der Hauptsache Dreherschwingungen um den Schwerpunkt sind, die andere langsamen, sanft gedämpften Schwingungen, welche in der Hauptsache Schwingungen des Schwerpunkts selbst darstellen.

Für die Seitenstabilität sind maßgebend die Drehgeschwindigkeit des Flugzeugs um eine vertikale Achse (bzw. der Krümmungsradius der gestörten Flugbahn), der Winkel der Flugrichtung mit der Symmetrieebene des Flugzeugs und die seitliche Neigung der Flügelebene gegen die Horizontale. Es ergeben sich auch hier vier Eigenschwingungen, von welchen zwei zu einer periodisch gedämpften Bewegung zusammentreten, während die anderen beiden zwei aperiodischen Bewegungen entsprechen. Die eine aperiodische Bewegung ist eine Rollbewegung (Drehung des Flugzeugs um die Rumpfachse) mit einer im normalen Flug sehr starken Dämpfung. Diese Dämpfung entfällt bei sehr großem Anstellwinkel und spielt eine große Rolle bei der Gefahr des Überziehens (s. d.). Die andere aperiodische Bewegung ist sanft gedämpft oder sanft ansteigend, je nachdem die V-Stellung, Pfeilstellung oder Taubenform genügt, um das Flugzeug vor dem Spiralsturz zu bewahren oder nicht (s. d.). Die periodische Bewegung gibt die Einstellung des Flugzeugs in den Fahrtwind nach Art einer Windfahne. L. Hopf.

Stabilität einer Gleichgewichtslage (s. auch Gleichgewicht eines Kräftesystems). Die äußeren Kräfte, welche auf ein in Ruhe befindliches mechanisches System wirken, genügen den „Gleichgewichtsbedingungen für ein Kräftesystem“ (s. d.) und für

das ganze System gilt das „Prinzip der virtuellen Verschiebungen“ (s. d.). Für mögliche Lagen des Systems, die der Gleichgewichtslage eng benachbart sind, werden die Gleichgewichtsbedingungen im allgemeinen nicht mehr erfüllt sein. Denkt man sich das mechanische System um irgendwelche, aber hinreichend kleine Entfernungen aus seiner Gleichgewichtslage verrückt und dann mit der Anfangsgeschwindigkeit Null sich selbst überlassen, oder erteilt man den Punkten des ruhenden Systems plötzlich (z. B. durch einen schwachen Stoß) hinreichend kleine Geschwindigkeiten, so werden die Systempunkte im allgemeinen Falle gewisse Beschleunigungen erfahren. Das Verhalten des Systems gegenüber solchen in Wirklichkeit oft vorkommenden kleinen Störungen des Gleichgewichts dient zur Beurteilung der Stabilität einer Gleichgewichtslage. Zeigt das System bei hinreichend kleinen Verrückungen das Bestreben, in die Gleichgewichtslage zurückzukehren, d. h. führt es nach der Störung kleine Schwingungen um die Gleichgewichtslage aus, deren Amplitude andauernd klein von der Größenordnung der Störung bleibt, so heißt die betreffende Gleichgewichtslage des Systems *stabil*. Hat dagegen eine Störung zur Folge, daß sich das System immer weiter von der Gleichgewichtslage entfernt, ohne das Bestreben zu zeigen, in letztere als Beharrungszustand zurückkehren zu wollen, wenn also die Größe der durch die Störung verursachten Ausschläge nicht mit der Größe der Störung gegen Null geht, so heißt die Gleichgewichtslage *unstabil* oder *labil*. Befindet sich ein mechanisches System auch in den benachbarten Lagen im Gleichgewicht, so heißt das Gleichgewicht *indifferent*.

Die obigen drei Fälle der Stabilität bzw. Labilität einer Gleichgewichtslage kann man leicht mittels der bei einer möglichen Verrückung zu leistenden Verschiebungsarbeiten unterscheiden: Muß man bei allen möglichen, endlichen, aber hinreichend kleinen Verrückungen des Systems aus seiner Gleichgewichtslage Arbeit leisten, so ist die Gleichgewichtslage *stabil*. Labiles Gleichgewicht ist vorhanden, wenn bei einer kleinen Verrückung von den auf das System wirkenden Kräften Arbeit geleistet wird, und indifferentes Gleichgewicht, wenn die Verrückungen ohne jede Arbeitsleistung möglich sind.

Bei der Untersuchung der Stabilität einer Gleichgewichtslage sind alle möglichen Verrückungen in Betracht zu ziehen, da ein mechanisches System gegenüber der einen Verrückung stabil, gegenüber einer zweiten aber labil sein kann. (Ein Beispiel für dieses sog. gemischte Gleichgewicht ist ein Massenpunkt auf einer Sattelfläche.) Ferner ist bei praktischen Stabilitätsuntersuchungen auch die Größe der vorkommenden Störungen zu beachten. Eine bestimmte Ruhelage eines einzelnen Körpers oder eines mechanischen



Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Systems kann gegenüber allen Störungen stabil sein, die eine bestimmte Größe nicht überschreiten. Sind die Störungen jedoch stärker, so kann ein Übergang in noch stabilere Gleichgewichtslagen eintreten, wie z. B. das in der obenstehenden Figur angedeutete Beispiel zeigt (Kugel unter Wirkung der Schwerkraft auf einer gekrümmten Bahn mit mehreren Gleichgewichtslagen von verschiedener Höhe über dem Nullniveau).

Wirken auf ein mechanisches System nur konservative Kräfte (d. h. eingeprägte Kräfte, die ein Potential besitzen, z. B. Schwerkraft), so können die Gleichgewichtslagen (Ruhelagen) des Systems mit Hilfe des Dirichletschen Stabilitätssatzes bestimmt werden, nach welchem eine stabile Gleichgewichtslage des mechanischen Systems nur dann vorliegt, wenn der zugehörige Wert des Potentials der eingepägten Kräfte ein Minimalwert ist.

F. Schleicher.

Näheres s. Hamel, Elementare Mechanik, Leipzig 1912. Kapitel XI. Vgl. auch den Art, Stabilität stationärer Bewegungen.

Stabilität elastischer Systeme. Ein beliebiger elastischer Körper oder ein System von solchen sei unter der Wirkung irgend eines Systems von Massen- und Oberflächenkräften im Gleichgewicht. Sind die auf das elastische System wirkenden Kräfte sehr klein, so daß auch die Verschiebungsvektoren der einzelnen Teilchen des Systems klein sind, dann ist der Verschiebungszustand des elastischen Systems bei bestimmten Randbedingungen eindeutig bestimmt. Bei hinreichend kleinen äußeren Kräften gibt es darnach nur eine einzige und stabile Gleichgewichtslage des elastischen Systems. Für diese Lage sind natürlich auch Spannungszustand und Verzerrungszustand eindeutig bestimmt. Bei vielen elastischen Körpern und Systemen sind jedoch unter gewissen Bedingungen für größere Kräfte zwei oder mehr Gleichgewichtslagen möglich. So vor allem dann, wenn die Abmessungen des Körpers in der einen Richtung klein gegenüber denen in den beiden anderen Richtungen sind (Schalen, Platten) oder wenn zwei Abmessungen klein gegenüber der dritten sind (Stäbe, Balken).

Wir bezeichnen die Intensität eines bestimmten „Belastungszustandes“ des elastischen Systems symbolisch mit P_0 . Denkt man sich die Belastung $P = \lambda P_0$, mit $\lambda = 0$ beginnend, allmählich steigend, wobei alle äußeren Kräfte entsprechend der Verhältniszahl λ gleichmäßig zunehmen sollen (mit anderen Worten: Der Belastungszustand P soll nur von dem einen Parameter λ abhängen), so wird man bei manchen Körpern und bei gewissen Belastungsfällen (nicht für alle) früher oder später einen Wert $P_K = \lambda_K P_0$ der Belastung erreichen (*kritische Belastung*), oberhalb dessen ($\lambda > \lambda_K$) mehr als eine Gleichgewichtslage möglich ist. Oberhalb der kritischen Belastung ist die alte Gleichgewichtslage, welche jenen für $\lambda < \lambda_K$ benachbart ist, i. a. labil, die neue Lage stabil. Sind für $\lambda > \lambda_K$ mehrere Gleichgewichtslagen möglich, so ist die unter ihnen die stabile, für welche das Gesamtpotential des elastischen Systems (d. i. gesamte Formänderungsarbeit + Potential der Belastung) einen Minimalwert besitzt. Bei manchen elastischen Systemen treten bei höheren Lasten weitere Verzweigungspunkte der Gleichgewichtslagen auf (kritische Lasten $\lambda'_K, \lambda''_K, \dots > \lambda_K$), so daß eine u. U. ziemlich beträchtliche Anzahl von allerdings instabilen Gleichgewichtslagen vorhanden sein kann.

Bei allgemeinen Belastungsfällen, in denen der Belastungszustand aus n „einfachen Belastungen“ ($\lambda_i P_i, i = 1, 2, \dots, n$) zusammengesetzt werden kann, sind n Parameter $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ zur Beschreibung des veränderlichen Belastungszustandes nötig. Sodann hängen die kritischen Belastungszustände von den Verhältnissen der einzelnen Teilintensitäten $\lambda_i P_i$ ab und die Stabilitätsuntersuchung ergibt in solchen Fällen nicht kritische Werte der einzelnen Be-

lastungen $(\lambda_i P_i)_K$, sondern Bedingungsgleichungen zwischen den n Parametern λ_i , welche durch die betreffenden Lasten $\lambda_i P_i$ für die kritischen Belastungszustände erfüllt sein müssen. Im folgenden sind einige Beispiele von elastischer Instabilität angegeben.

Knickung von geraden Stäben. Ein dünner, gerader Stab, der nur durch eine in seiner Achse wirkende Druckkraft von der Größe P beansprucht ist, bleibt gerade und ohne Biegung, wenn nur die Druckkraft P hinreichend klein ist. Wird die Größe der Druckkraft P langsam gesteigert, so erreicht man einen kritischen Wert P_K der Last, oberhalb dessen die gerade Stabform instabil ist. Die gerade Form des Stabes bleibt zwar für beliebige hohe Lasten eine Gleichgewichtslage, der Stab weicht jedoch für Lasten $P > P_K$ bei der kleinsten Störung in eine stabile Gleichgewichtsform mit gebogener Stabachse aus. Dies Ausweichen des ursprünglich geraden Stabes in eine stabile Form heißt *Knickung* oder *Knicken*, der kleinste (kritische) Wert P_K der Last, unter der Knicken eintritt, heißt *Knicklast* des Stabes. Jeder Last $P > P_K$ entspricht eine ganz bestimmte Form der gebogenen Stabachse, d. h. der stabile Verschiebungszustand des Stabes ist natürlich auch noch nach dem Ausknicken eindeutig bestimmt. Für einen dünnen, zylindrischen Stab, der an beiden Enden gelenkig gelagert ist, ist die Knicklast P_K des Stabes gleich

$$(1) \quad P_K = \frac{\pi^2 E J}{l^2} = \frac{\pi^2 E F}{i^2}.$$

Darin bedeutet J das kleinste Trägheitsmoment des Stabquerschnitts, F dessen Flächeninhalt, $i = \sqrt{\frac{J}{F}}$ den sog. Trägheitsradius des Stabquerschnitts. l ist die Stablänge zwischen den beiden Gelenken und $\frac{l}{i}$ die *Schlankheit* des Stabes. Die

Gleichung (1) für die Knicklast ist schon von Euler angegeben, weshalb sie oft schlechtweg „Eulerformel“ für die Knickung von geraden Stäben genannt wird. Bei anderen Randbedingungen für die Stabenden erhält man nach Euler ähnliche Ausdrücke wie Gleichung (1) für die Knicklasten. Die Eulersche Knicktheorie setzt voraus, daß der Stab nicht durch sein Eigengewicht gebogen wird, also lotrecht steht oder gewichtslos ist. Weiter ist

vorausgesetzt, daß die *Knickspannung* $\sigma_K = \frac{P_K}{F}$

unterhalb der Proportionalitätsgrenze σ_p des Stabmaterials bleibt ($\sigma_K < \sigma_p$). Der Eulersche Ansatz setzt weiter voraus, daß die Ausbiegungen des Stabes senkrecht zu seiner Achse klein im Vergleich zur Stablänge l sind. Es ergibt sich dann eine sinuslinienförmige Gestalt der gebogenen Stabachse. Die Amplitude (der *Pfeil*) der Biegungslinie bleibt bei diesem Ansatz unbestimmt: man erhält auf dieser Stufe der Genauigkeit für die Knicklast P_K indifferentes Gleichgewicht. Ein verbesserter Ansatz liefert dagegen für jede Last $P \geq P_K$ die zugehörige stabile Biegungslinie. Der mit der Bedingung der kleinen Verschiebungen verträgliche Knickfall („Eulerscher Knickfall“)

tritt bei hinreichend schlanken Stäben $\left(\frac{l}{i} \gg 1\right)$ immer ein.

Bei *sehr schlanken Stäben* sind innerhalb des elastischen Bereichs des Stabmaterials noch weitere Gleichgewichtsformen möglich, welche jedoch allen größeren kritischen Lasten entsprechen, weshalb sie für die Anwendungen weniger Interesse haben. Für das oben betrachtete Beispiel sind neben dem Knickfall nach Gleichung (1) auch die folgenden kritischen Belastungszustände möglich.

$$(2) \quad P_{K\nu} = EJ \left(\frac{\nu\pi}{l}\right)^2 \text{ mit } \nu = 1, 2, 3 \dots$$

Bei $\nu = 2, 3 \dots$, d. h. bei den Knicklasten $P_{K1}, P_{K2} \dots$, spricht man von *Knicklasten höherer Ordnung*. ν bezeichnet die Anzahl der beim Ausknicken auftretenden sinusförmigen Halbwellen. Die Knickformen $\nu = 2, 3 \dots$ sind natürlich in noch höherem Maße labil als die für die kleinste Knicklast ($\nu = 1$). Vgl. auch unter Elastische Linie (Elastika).

Die Knicktheorie für gerade Stäbe mit veränderlichem Querschnitt, für gegliederte Stäbe und für kurze Stäbe, bei denen die Knickspannung über der Proportionalitätsgrenze des Stabmaterials liegt, wurde besonders von Ingenieuren ausgebaut. Auch die Knickung von Stäben mit elastischer Stützung quer zur Richtung der Stabachse, sowie die Stabilität von Fachwerkscheiben ist weitgehend untersucht. Die Stabilität von gekrümmten Stäben ist nur für wenige Fälle behandelt, so z. B. für Kreisringe und Kreisbogen unter gleichmäßigem (hydrostatischem) Außendruck. Ein Beispiel der elastischen Labilität eines Körpers mit zwei ausgezeichneten Abmessungen ist das *Ausknicken einer ebenen Platte* unter Druckkräften, die in der Plattenebene wirken. Bei ganz oder teilweise geschlossenen Schalen mit gekrümmter Mittelfläche äußert sich die elastische Instabilität z. B. unter äußerem Druck in dem sog. *Einbeulen*, d. i. in dem Auftreten von wellenförmigen Vertiefungen und Erhöhungen. Auch das „Zusammenklappen“ von kreiszylindrischen Röhren unter Außendruck gehört hierher (Beispiel: Flammrohre von Dampfkesseln).

Bei Stäben, deren Widerstandsfähigkeit gegen Biegung in sehr hohem Maße von der Richtung der Achse des biegenden Moments abhängt, kann man eine weitere Art der elastischen Instabilität beobachten, die i. a. mit einer Torsion des Stabes verbunden ist und die als *Kippen* bezeichnet wird. Kippen kann im Bereich der elastischen Formänderungen eines Stabes eintreten, wenn die beiden Trägheitsmomente J_x und J_y bezüglich der Hauptachsen x, y , des Stabquerschnitts von sehr verschiedener Größe sind. Wird z. B. ein prismatischer Balken (Stabachse = z -Achse, x, y = Trägheitshauptachsen des Balkenquerschnitts), dessen Hauptträgheitsmomente von sehr ungleicher Größe sind (z. B. $J_x \gg J_y$), durch Biegemomente M_x um die x -Achse in der Ebene seiner größten Biegesteifigkeit gebogen, so ist die nach der gewöhnlichen Biegungstheorie bestimmte Biegungslinie eine in y - z -Ebene liegende Kurve. Diese ebene Biegungslinie entspricht einer stabilen Gleichgewichtsform des Stabes, solange die Größe der Biegung eine gewisse Grenze nicht überschreitet. Steigt die Größe der Belastung (Kräftepaar oder Querkräfte) des Stabes langsam an, so wird schließlich eine kritische Last erreicht, bei welcher die ebene Biegungslinie nicht mehr stabil ist. Der Stab weicht dann aus der Biegungsebene aus,

er wird tordiert und seine Achse zu einer Raumkurve gekrümmt. Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, daß die der *Kipplast* entsprechende Biegung im Bereich der elastischen Formänderungen des Stabes liegen. Kipperscheinungen sind z. B. bei den in der Technik verwendeten Walzeisenprofilen von großer praktischer Bedeutung.

Für homogene isotrope elastische Systeme gilt allgemein folgendes. Für einen bestimmten Belastungsfall eines elastischen Systems ist der kritische Spannungszustand nur von den geometrischen und kinematischen Verhältnissen des Systems, sowie von den elastischen Eigenschaften des Materials abhängig, nicht aber von dessen linearen Abmessungen. Dies gilt nicht nur im Bereich des Hookeschen Gesetzes (s. d.), sondern bei elastischen Formänderungen auch darüber hinaus, bei einmaliger Belastung sogar im Bereich der plastischen Deformationen. Diese Eigenschaft ist von großer praktischer Bedeutung für die Bestimmung der kritischen Spannungszustände durch einen Modellversuch. Einige einfache Beispiele sollen diese Zusammenhänge näher beleuchten.

1. Knickbedingung (= Bestimmungsgleichung für den kritischen Belastungszustand) für den an seinen Enden gelenkig gelagerten prismatischen Stab. Bezeichnet man, wie üblich, für das oben betrachtete Beispiel die Schlankheit mit $\lambda = \frac{l}{i}$, so erhält man für die kleinste der kritischen Lasten, gemäß Gleichung (1)

$$(3) \quad \sigma_K = E \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^2, \text{ vorausgesetzt } \sigma_K < \sigma_P.$$

Die Schlankheit λ ist durch die Querschnittsgrößen F und J , sowie die Knicklänge $l = \lambda i$, zwischen den Gelenken gemessen, vollständig bestimmt. Die Querschnittsform ist also bei gleichem λ ganz ohne Einfluß auf die Knickspannung, wenn nur $\sigma_K < \sigma_P$ ist. Man spricht im letzteren Fall von Knickung im *Eulerbereich* oder auch (nicht ganz zutreffend, weil σ_P nicht ganz mit der Elastizitätsgrenze σ_E identisch ist) von *elastischer Knickung*.

Liegt die Knickspannung $\sigma_K > \sigma_P$ über der Proportionalitätsgrenze, so gilt unter sonst gleichen Verhältnissen die folgende Knickbedingung

$$(4) \quad \sigma_K = T \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^2, \text{ wenn } \sigma_K > \sigma_P$$

und T den sog. *Knickmodul* nach Engesser bezeichnet. Für $T = E$ geht die Bedingung 4 für *Knickung im plastischen Bereich* (wobei wieder σ_P und σ_E identifiziert werden) über in die Gleichung (3) für die Euler-Knickspannung.

Die Knickspannung ist im Bereich der plastischen Formänderungen (genauer schon bei Formänderungen, die nicht mehr dem Hookeschen Gesetz genügen) in gewissem Maße auch mit der Querschnittsform veränderlich, da T eine Funktion der Spannungsdehnungskurve $\varepsilon = \varepsilon(\sigma)$ ist und deshalb mit der Querschnittsform variiert. Näheres darüber vgl. F. Bleich, *Theorie und Berechnung der eisernen Brücken*, Berlin 1924, insbesondere Seite 126 u. f.

2. Für eine homogene, isotrope Platte mit den Seitenlängen a, b und der konstanten Dicke h , die an ihren Rändern $x = 0, x = a, y = 0, y = b$

gelenkig gestützt ist, gilt für den ebenen Belastungszustand

$$\sigma_x = \text{konst.}, \sigma_y = \text{konst.}, \tau = 0$$

die folgende Knickbedingung (Druckspannungen als positiv gerechnet)

$$(5) \quad \begin{aligned} & \frac{\mu^2}{a} \sigma_x + a \nu^2 \sigma_y \\ & = \frac{m^2 E}{12(m^2 - 1)} \left(\frac{\pi h}{b} \right)^2 \frac{1}{a} \left\{ \frac{\mu^2}{a} + a \nu^2 \right\}^2 \\ & = \sigma_e \frac{1}{a} \left\{ \frac{\mu^2}{a} + a \nu^2 \right\}^2. \end{aligned}$$

Darin bezeichnet $a = \frac{a}{b}$ das sog. Seitenverhältnis

der Rechteckplatte, E, m die Elastizitätskonstanten des isotropen Materials, μ, ν sind die Anzahlen der Ausbeulungen der Platte in der a - bzw. b -Richtung. Die Form der ausgebeulten Platte ist bis auf die Amplitude durch die Verschiebungen

$$(6) \quad w = \sin \frac{\mu \pi x}{a} \cos \frac{\nu \pi y}{b}$$

normal zur Plattenmittelebene dargestellt.

Aus Gleichung (5) erhält man für jedes ganzzahlige Wertepaar μ, ν zwei zusammengehörige Spannungen σ_x und σ_y , die einem möglichen kritischen Spannungszustand entsprechen. Jede Kombination der beiden ganzzahligen Parameter μ, ν ergibt aus Gleichung (6) eine mögliche Beulungsform der Platte. Das größte praktische Interesse haben jene Beulenzahlen μ, ν , bei denen der labile Gleichgewichtszustand unter den kleinsten Randspannungen eintritt. Ist z. B. σ_y gegeben, so sind die Parameter μ, ν so zu bestimmen, daß σ_x einen Minimalwert annimmt. Z. B. für den Sonderfall einer allseitig gleichmäßigen Druckspannung $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_K$ (Druckspannungen wieder positiv gerechnet) tritt das Minimum der Knickspannung σ_K ein, wenn $\mu = \nu = 1$ gesetzt wird. Es gilt somit für Spannungszustände unter der Proportionalitätsgrenze

$$(7) \quad \begin{aligned} \sigma_K & = \frac{m^2 E}{12(m^2 - 1)} \left(\frac{\pi h}{b} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{a^2} \right) \\ & = \sigma_e \left(1 + \frac{1}{a^2} \right). \end{aligned}$$

Man beachte, daß in den Gleichungen (5) und (7)

$$(8) \quad \sigma_e = \frac{m^2 E}{12(m^2 - 1)} \left(\frac{\pi h}{b} \right)^2$$

bis auf den Faktor $\frac{m^2 E}{m^2 - 1}$, der aus der Platten-

wirkung folgt, die Eulerknickspannung eines beliebig breiten Streifens ist, welcher aus der Platte in der b -Richtung herausgeschnitten werden kann, bei gelenkiger Lagerung an den Enden.

3. In anderen Fällen, z. B. für Schalen und dgl., erhält man, falls die Intensität des Belastungszustandes durch einen Parameter σ dargestellt werden kann, eine Knickbedingung von der Form

$$(8) \quad \sigma_K = E \cdot \Phi(m, a, \beta \dots, \mu, \nu \dots),$$

bzw. eine entsprechende Gleichung für Spannungszustände über der Proportionalitätsgrenze. Die Knickspannung ergibt sich also proportional dem Elastizitätsmodul E . Die Funktion Φ hängt, außer von der Querkontraktionszahl m , von den Verhältniszahlen $a, \beta \dots$ (Systemkonstanten, die bei geometrischer Ähnlichkeit zweier Systeme

übereinstimmen!) sowie von den Parametern μ, ν, \dots ab. Jeder Kombination μ, ν, \dots entspricht eine bestimmte Beulungsform. Im allgemeinen wird nur nach dem Minimalwert der Knickspannung σ_K gefragt sein, dagegen die Form der labilen Gleichgewichtslage weniger interessieren.

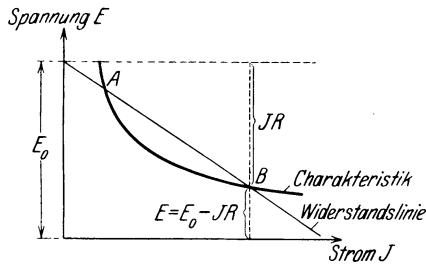
Ist der Belastungszustand eines Systems nicht durch eine, sondern durch mehrere unabhängige Komponenten $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ bestimmt, so tritt an Stelle von 8 eine Knickbedingung von der Form

$$(9) \quad F(\sigma_1, \sigma_2, \dots, m, \alpha, \beta, \dots, \mu, \nu, \dots) = 0.$$

Die zusammengehörigen Wurzeln $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ der Knickbedingung 9 geben jeweils einen möglichen kritischen Spannungszustand, mit der Knickform μ, ν, \dots . *F. Schleicher.*

Näheres über elastische Stabilität im allgemeinen s. A. u. L. Föppl, Drang und Zwang, 2. Bd. München 1920. Über die Knickung von Stäben s. die Monographie von R. Mayer, Die Knickfestigkeit, Berlin 1921.

Stabilität von Gasentladungen. In einem Stromkreis, der einen Leiter mit „fallender Charakteristik“



Widerstandslinie bei Gasentladungen.

enthält (d. h. bei dem mit steigender Stromstärke die Spannung sinkt), befinden sich Stromstärke und Spannung in einem labilen Zustande, wenn die Widerstandslinie $E = E_0 - JR$ (s. Figur) — E_0 Betriebsspannung, E veränderliche Spannung, J veränderlicher Strom, R Widerstand — weniger steil abfällt als die Charakteristik (Punkt A), im stabilen Zustande, wenn die Widerstandslinie steiler abfällt als die Charakteristik (Punkt B). Nur im stabilen Punkte lassen sich Strom und Spannung dauernd halten. Die labilen Zustände können nur bei Zünd- und Löschvorgängen durchlaufen werden.

Güntherschulze.

Stabmagnet s. Magnet, permanent.

Stabschwingungen. Ein Stab (s. d.) kann Longitudinal-, Torsions- und Transversalschwingungen ausführen. Er habe konstante Dichte, konstanten, kreisförmigen Querschnitt und sei zunächst als gerade angenommen. Werden diese Bedingungen fallen gelassen, so werden die Verhältnisse noch verwickelter.

Fällt die Achse des Stabes mit der x -Richtung zusammen und ist u die Verrückung eines Teilchens bei Longitudinalschwingungen, so lautet die Bewegungsgleichung der Stabquerschnitte:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}.$$

Zu dieser Gleichung treten noch die Grenzbedingungen hinzu. Für die Torsionsschwingungen des Stabes gilt eine Gleichung von derselben Form. An Stelle der Längsverrückung u ist dann der Drehungswinkel des zur Abszisse x gehörenden Querschnittes um die Stabachse anzusetzen. Die Transversalschwingungen von Stäben gehorchen komplizierteren Gleichungen. Dagegen folgen nicht nur die Longitudinal- und Torsions-, sondern auch die Transversalschwingungen von Saiten ebenfalls einer Gleichung von der obigen Form. Und endlich gehören zu dem durch diese Gleichung dargestellten Typ von Schwingungen auch die Schwingungen linearer Flüssigkeits- und Gassäulen (Pfeifen).

Bei Longitudinalschwingungen von Stäben und Saiten gilt für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der Welle die Beziehung:

$$c^2 = \frac{E}{\rho},$$

wo ρ die Dichte und E der Elastizitätsmodul oder — nach englischem Sprachgebrauch — Youngsche Modul ist. Bei der Saite ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Longitudinalwelle von der Spannung also nur insofern abhängig, als sich der Wert von E in geringerem Maße mit der Spannung ändern kann.

Bei Torsionsschwingungen von Stäben und Saiten ist:

$$c^2 = \frac{\mu}{\rho},$$

wo μ der „zweite Elastizitätsmodul“ oder „Torsionsmodul“ ist. c bedeutet jetzt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Torsions-(Rotations-)Welle.

Nach Poisson ist

$$\frac{E}{\mu} = 2(1 + \sigma),$$

wo σ das Verhältnis der Querkontraktion zur Längsdilatation bei axialer Dehnung, also die sog. Elastizitätszahl oder der Poissonsche Querkontraktionskoeffizient ist. Es folgt:

$$c(\text{long}) : c(\text{tors}) = \sqrt{2(1 + \sigma)} : 1.$$

Da $0 < \sigma < \frac{1}{2}$ ist, so ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen nur zwischen $\sqrt{2}$ und $\sqrt{3}$ mal so groß wie die der Torsionswellen.

Bei Longitudinalschwingungen von Flüssigkeits- und Gassäulen ist:

$$c^2 = \frac{K}{\rho},$$

wo K der Kompressionsmodul ist.

Bei Transversalschwingungen von Saiten ist:

$$c^2 = \frac{S}{\rho},$$

wo S die konstante auf die Saite wirkende Spannung ist. Diese liegt in der Regel sehr weit unter der Grenze der Zerreißeigenschaft und ist weit kleiner als der Elastizitätsmodul. Entsprechend ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Transversalwellen sehr viel kleiner als die der Longitudinalwellen.

Bei jeder der drei genannten Arten von Schwingungen eines Stabes sind unendlich viele diskrete Werte von Eigenschwingungen möglich. Der Stab hat also bei jeder Schwingungsart unendlich viele Eigentöne (Partialtöne; Grundton und Obertöne). Die Hauptbefestigungsarten des Stabes sind die, daß beide Enden fest (fest-fester Stab), beide Enden frei (frei-freier Stab), oder ein Ende fest und das andere Ende frei (fest-freier Stab) ist.

Bei Longitudinalschwingungen ist die Schwingungszahl pro Sekunde n_k des k ten Partialtones (Grundton $k=1$) für den fest-festen und den frei-freien Stab von der Länge l gegeben durch den Ausdruck:

$$n_k = \frac{k}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

und für den fest-freien Stab durch den Ausdruck:

$$n_k = \frac{2k-1}{4l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}.$$

Die Eigentöne eines longitudinal schwingenden Stabes sind also harmonisch zueinander, unabhängig von der Größe des Querschnittes und umgekehrt proportional der Länge des Stabes. Während beim fest-festen

und frei-freien Stäbe sämtliche ganzzahligen Vielfachen der Grundschwingung als Oberschwingungen auftreten, sind beim fest-freien Stabe nur die ungeradzahligen Vielfachen möglich. Es folgt das schon daraus, daß ein fest-freier Stab von der Länge l alle diejenigen Schwingungsformen der einen Hälfte eines frei-freien Stabes von der Länge $2l$ ausführen kann, die in der Mitte einen Knoten haben.

Die Erregung der Longitudinalschwingungen von Stäben geschieht bei Stäben aus Metall und Holz am besten durch Reiben mit einem mit Koloophonium bestreuten Tuchlappen, bei Glasstäben mit einem mit Wasser angefeuchteten Lappen. Wird nicht genau axial gerieben, so entstehen neben den Longitudinalschwingungen noch Torsionsschwingungen, die zu den ersteren unharmonisch liegen. Die Formeln für die Schwingungszahlen der Torsionstöne sind die gleichen wie die für die Longitudinaltöne, nur daß μ an Stelle von E einzusetzen ist. Da die Schwingungszahlen der Longitudinal- und Torsionstöne vom Querschnitt des Stabes unabhängig sind, können für ihre Untersuchung statt massiver Stäbe auch Hohlstäbe (Rohre) verwendet werden.

Bei den Transversalschwingungen ist auch der Querschnitt von Wichtigkeit. Für einen rechteckigen Stab von der Kante b in der Schwingungsrichtung ist:

$$n_k = \frac{b s^2 k}{4 \pi l^2 \sqrt{3}} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Für einen fest-festen und frei-freien Stab einerseits und einen fest-freien Stab andererseits sind die Werte von s_k die folgenden:

$s_1 = 4,73004$	bzw. =	1,87510
$s_2 = 7,85320$	„ =	4,69474
$s_3 = 10,99561$	„ =	7,85476
$s_4 = 14,13717$	„ =	10,99554
$s_5 = 17,27876$	„ =	14,13717

Die s -Werte für den fest-festen und den frei-freien Stab lassen sich von s_3 an mit großer Annäherung in der Form

$$s_k = \frac{1}{2} (2k + 1) \pi$$

darstellen. Also verhalten sich die Schwingungszahlen der Partialtöne vom dritten ab sehr annähernd wie $7^2:9^2:11^2$ usw. Beim fest-freien Stabe ergibt sich

$$s_k = \frac{1}{2} (2k - 1) \pi.$$

Also verhalten sich hier die Schwingungszahlen der Partialtöne vom dritten ab wie $5^2:7^2:9^2$ usw.

Transversalschwingungen frei-freier Stäbe werden in der Musik im „Glockenspiel“ (Stahlharmonika), im „Röhrenglockenspiel“ (Tubaphon) und im „Xylophon“ (Holzharmonika oder Strohfiedel) benutzt. Über schwingende Zungen s. diese.

Eine besonders wichtige Anwendung der Schwingungen gekrümmter Stäbe ist die Stimmgabel (s. d.). Andere Anwendungen sind der „Triangel“ und die spiralförmigen Resonanzfedern in Uhren, die, mit einem Hammer angeschlagen, glockenähnliche Klänge geben.

E. Waetzmann.

Näheres s. Rayleigh, Die Theorie des Schalles, übersetzt von Fr. Neesen. Braunschweig 1879.

Stabthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Stabtragwerke s. Statisch bestimmte und unbestimmte Tragwerke.

Stäbchen und Zapfen. Die Stäbchen und Zapfen stellen das ausdifferenzierte Sinnesepithel der Netzhaut dar und bilden somit den spezifischen Aufnahmeapparat für die Lichtreize. In der Netzhaut

liegen sie ganz zu äußerst, sind also so angeordnet, daß das durch die Pupille einfallende Licht sämtliche Schichten der Netzhaut durchsetzen muß, um zu ihnen zu gelangen. Ein kleiner Teil ihres Zellkörpers mit dem Kern liegt beim Menschen innerhalb der Membr. limit. extr. und stellt die Verbindung zu den übrigen Elementen der Netzhaut her; ihr außerhalb der Membran liegender Hauptteil, die sog. Innen- und Außenglieder, sind als eigentliches Sinnesepithel ausgebildet. Dem freien Ende der Stäbchenaußenglieder sind die retinalen Pigmentzellen aufgelagert, mit braunen Pigmentkörnchen gefüllte Zellen, deren Pigment bei Belichtung der Netzhaut (vielleicht in pseudopodienartigen Protoplasmafortsätze) den sich retrahierenden Zapfen folgend, zwischen den Stäbchenaußengliedern gegen die Membr. limit. wandert, während es bei Lichtabschluß außerhalb der Stäbchen- und Zapfenschicht um den Kern der Pigmentzellen zusammengeballt liegt. Als Absorbens für das die Stäbchen und Zapfen durchsetzende Licht kommt dem retinalen Pigment im Interesse der Isolierung der Erregung sicher große Bedeutung zu. Zapfenkontraktion und Pigmentwanderung stellen neben der Purpurbleichung (s. Sehpurpur) die auffälligsten, unter dem Einfluß des Lichtes eintretenden objektiven Änderungen an der Netzhaut dar, sind aber beim Menschen verhältnismäßig wenig ausgeprägt. Die Verteilung der Stäbchen und Zapfen in der menschlichen Netzhaut ist ungleich: während sich im Bereich des gelben Fleckes (s. d.) ausschließlich Zapfen finden, besitzen die übrigen Netzhautteile beide Zellarten, so zwar, daß die Zapfen nach der Peripherie hin zugunsten der Stäbchen immer spärlicher werden. Die Stäbchen und Zapfen sind die einzigen unmittelbar lichtempfindlichen Zellelemente der Netzhaut; das Zustandekommen einer Netzhauterregung durch Licht ist an ihr Vorhandensein und ihre Funktionsfähigkeit gebunden (s. blinder Fleck), und zwar kommen für diese funktionelle Leistung wahrscheinlich ausschließlich ihre Außenglieder in Betracht (s. Purkinjesche Aderfigur). Vgl. auch Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlängen und Farbentheorie von Kries; Duplizitätstheorie.

Dittler.

Näheres s. Nagels Handb. d. Physiol., Bd. 3, 1904.

Ständer einer elektrischen Maschine heißt der feststehende Teil im Gegensatz zum beweglichen (in der Regel rotierenden) Teil, dem Läufer. Diese Definition gibt also ein lediglich mechanisches Merkmal des Ständers an, über seine elektrische Funktion in der Maschine sagt sie nichts aus; diese richtet sich nach dem Maschinentyp und variiert in der verschiedensten Weise.

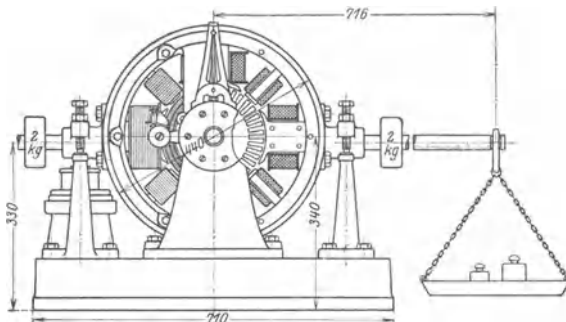
Unbewickelte Ständer bilden ein wichtiges Konstruktionselement einer gewissen Klasse von Drehstrom-Kollektormaschinen (s. Elektromotoren, Kommutator), welche zur Verbesserung des Leistungsfaktors asynchroner Drehstrommotoren als sog. „Phasenschieber“ dienen; die Ständer sind in diesem Falle lediglich magnetische Leiter für den von der Läuferwicklung erregten Induktionsfluß.

In der Mehrzahl der Fälle trägt der Ständer die sog. Arbeitswicklung, welche an das Wechselstrom- oder Drehstromnetz angeschlossen wird, so beispielsweise in allen modernen synchronen und asynchronen Drehstrommaschinen und in den synchronen Einphasen-(Bahn-)Generatoren. Man

hat dann konstruktiv den Vorteil, daß man Hochspannung mit ruhenden Wicklungen unmittelbar bis in die Maschine hineinführen kann; in der Regel geht man hierbei indes wegen gewisser Isolationsschwierigkeiten mit der Spannung nicht über 10000 Volt herauf. Gelegentlich ist man indes auch gezwungen, Ständer- und Läuferwicklung ihre Rolle tauschen zu lassen, so beispielsweise bei Asynchronmotoren, welche in Kaskade geschaltet sind.

Endlich gibt es Maschinen, bei denen der Ständer sowohl die Erregerwicklung wie die Arbeitswicklung trägt, während der Läufer als sog. Induktor lediglich Flußschwankungen erzeugt.

Der Flächensatz der Mechanik läßt erkennen, daß das von der Maschine an der Welle entwickelte Drehmoment im stationären Zustand (also bei konstanter Drehzahl) entgegengesetzt gleich ist dem Drehmoment, welches auf den Ständer ausgeübt wird. Man benutzt dies zur experimentellen Bestimmung des Drehmomentes, indem man den Ständer beweglich aufhängt und das Drehmoment mittels an einem Hebel meßbarer Länge aufgehängten Gewichten auswiegt (s. Figur). Für den stationären Einbau elektrischer Maschinen ergeben sich aus der gleichen Überlegung die Grundsätze der Konstruktion sowohl des Ständers selbst als auch des Fundamentes. Besondere Beachtung verdienen hierbei Einphasen-Generatoren, deren im doppelten Takte der Netzfrequenz pulsierendes Drehmoment sowohl innerhalb des Ständers als



Bremsdynamo von Dr. Max Levy.

auch im Fundament zu gefährlichen Schwingungserscheinungen führen kann.

Beim Betrieb der Maschinen entstehen im Ständer Kupferverluste an den stromdurchflossenen Wicklungen und Eisenverluste durch Hysterese und Wirbelströme in den Ständerblechen. Die Abführung der entsprechenden Wärmemengen bereitet bei großen Ständern nicht unerhebliche Schwierigkeiten; man muß die Bleche mit zahlreichen Kühlkanälen versehen und mittels kräftiger Ventilatoren fortgesetzt für Luftumlauf in ihnen sorgen.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Richter, Elektrische Maschinen, Bd. 1.

Stärke s. Feldstärke.

Staffelung eines Doppeldeckers heißt die Zurücksetzung des einen, meist des Unterflügels, hinter den anderen Flügel. Eine solche Konstruktion wird meist aus Rücksicht auf die Sicht verwandt. Einen Einfluß auf die Flugeigenschaften kann die Staffelung nur insofern haben, als sie unter Umständen eine gewünschte Schwerpunktlage möglich macht. Auf die Stabilität und die Flugeleistungen

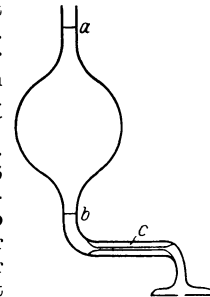
hat die Staffelung nur Einfluß, wenn sie mit einer Winkelschränkung der beiden Flügel gegeneinander verbunden ist. Aber auch dieser Einfluß ist nicht groß. Nur wenn beim sog. flachen Trudeln Anstellwinkel von 50—60° auftreten, kann der Unterflügel, wenn er nicht hinter den Oberflügel gestaffelt ist, den Oberflügel abschirmen, was die ohnehin großen Gefahren dieses Flugzustandes noch erhöht.

L. Hopf.

Stahldrahtrohre s. Rohrkonstruktion.

Stahlharmonika s. Stabschwingungen.

Stalagmometer nach Traube nennt man einen Apparat zur relativen Bestimmung der Oberflächenspannung aus dem Gewicht abfallender Tropfen (vgl. Fig.). Man zählt die Zahl n der Tropfen, bis die zwischen den Marken a und b befindliche Flüssigkeitsmenge V (Dichte ρ) ausgetropft ist. Dabei ist zu beachten, daß die Tropfen sich ganz langsam bilden müssen, deshalb ist bei c die Röhre zu einer Kapillare verengt. Gilt der Index 1 für eine Flüssigkeit von bekannter Oberflächenspannung, der Index 2 für die Versuchsflüssigkeit, so ist deren Oberflächenspannung



Stalagmometer nach Traube

$$\gamma_2 = \gamma_1 \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{n_1}{n_2} \quad S. Erk.$$

Näheres s. Oberflächenspannung.

Stampfbewegung s. Schiffsschwingungen.

Standardkerze (Internationale Kerze) = 10/9 HK, s. Einheitslichtquellen, Nr. 8.

Standard-Präparat. Die Gehaltsbestimmung konzentrierter Präparate an radioaktiver Substanz erfolgt durch Vergleich mit Standardpräparaten. Verglichen wird gewöhnlich die durch die γ -Strahlung in ein und derselben Versuchsanordnung hervorgerufene Ionisation, die cet. par. dem Gehalt an radioaktiver Substanz proportional ist. Doch gibt ein solcher Vergleich nur dann unmittelbar verwendbare Werte, wenn die γ -Strahlung vom Normalpräparat und dem zu relationierenden Objekt gleicher Art ist, gleiches Durchdringungsvermögen, gleiche Ionisationsfähigkeit usw. hat, wenn also die beiden Substanzen sich nur quantitativ voneinander unterscheiden. Ein Vergleich von Ra- mit Th-Präparaten ist also ohne weiteres nicht möglich. Die Standardpräparate, die als Bezugsgrößen gewählt wurden, sind reines $RaCl_2$ in wasserfreiem Zustand, eingeschmolzen in Glasröhrchen von bestimmter Wandstärke (0,27 mm). Das Pariser Präparat enthält 21,99 mg $RaCl_2$, das Wiener Ersatz-Standardpräparat 31,17 mg $RaCl_2$. Beide Standards sind praktisch, mesothorfrei und definiert durch das Atomgewicht des Radiums, d. i. 225,97, und durch die Wärmeentwicklung (ohne Polonium, bei völliger Strahlungsausnutzung 140 $\frac{cal}{St.}$ für 1 g Ra-Metall). Sekundäre,

nach diesen beiden Normalpräparaten geeichte Radium-Etalons werden nach Bedarf hergestellt.

K. W. F. Kohlbrausch.

Standmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Standrohr. Sofern dies nicht im Sinne vom Wasserschloß gebraucht wird (s. d.), bezeichnet man mit Standrohr ein mit einem Flüssigkeitsbehälter oder einer Flüssigkeitsleitung kommunizierendes Rohr, an dem, gegebenenfalls unter Vermittlung einer anderen Flüssigkeit mit anderem spezifischen Gewicht (z. B. Quecksilber), der Wasserstand bzw. Druck im Behälter oder in der Leitung abgelesen werden kann. Auch zur Bestimmung von Grundwasserständen (s. Grundwasser) benutzt man Standrohre. Im übrigen s. Manometer. *Eisner.*

Starkeffekt ist die von Joh. Stark i. J. 1913 entdeckte Aufspaltung von Spektrallinien im elektrischen Felde; sie ist das elektrische Analogon zu der magnetischen Aufspaltung der Spektrallinien (Zeemaneffekt, s. d.). Allgemeiner heißt Starkeffekt jede Beeinflussung von Spektrallinien durch irgendwelche elektrische Felder, auch durch die inhomogenen und rasch wechselnden Felder umgebender Gasmoleküle, Ionen oder Elektronen.

Leuchtende Gase oder Dämpfe, die Spektrallinien aussenden, leiten im allgemeinen infolge gleichzeitiger Anwesenheit von elektrisch geladenen Gasatomen (Gasionen) oder von Elektronen die Elektrizität gut, so daß elektrische Felder von merklicher Stärke in ihnen nicht bestehen können. Stark hatte die glänzende Idee, die auf mehrere 1000 Volt geladenen, das elektrische Feld erzeugenden Platten in einem oder wenigen Millimetern Abstand voneinander in einem Gas so niedrigen Drucks aufzustellen, daß der „Kathodendunkelraum“ (s. d.) mehrere Zentimeter betrug; d. h., die Elektronen müssen im Mittel eine derartige Entfernung zurücklegen, ehe sie mit Gasmolekülen zusammenstoßen und dadurch Ionen erzeugen können. Infolgedessen gelang es ihm in der Tat, elektrische Felder von über 100000 Volt pro cm zu erzeugen, ohne daß eine selbständige Entladung zwischen den Platten ein-

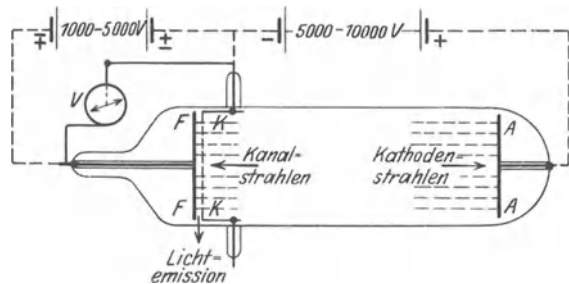


Fig. 1. Anordnung zur Beobachtung des transversalen Starkeffekts (zwischen F und K liegt das wirksame elektrische Feld), dessen Spannung durch V gemessen wird. A ist Anode der Entladung.

setzte, und auf diese Weise den lange gesuchten Einfluß elektrischer Felder auf Spektrallinien zu entdecken. Die Spektrallinien erzeugte er dabei durch Kanalstrahlen, die auch bei dem erforderlichen niedrigen Gasdruck entstehen oder selber die Spektrallinien aussenden oder durch ihren Aufprall auf andere Gasmoleküle diese zur Aussendung von Spektrallinien erregen. Im einzelnen geht die Versuchsanordnung aus den Figg. 1 und 2 hervor; in Fig. 1 findet die Beobachtung senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes statt (Transversaleffekt), in Fig. 2 parallel zum elektrischen Feld (Longitudinaleffekt) und trotzdem senkrecht zur Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen, so daß die in dieser Richtung stattfindende Doppelver-

schiebung (s. d.) der Spektrallinien nicht stört. Das große Potentialgefälle nahe der Kathode übt auf die Kanalstrahlen unmittelbar eine elektrische Beeinflussung aus; so kann unter geeigneten Bedingungen der elektrische Effekt ohne Hilfsfeld erzeugt werden (Lo-Surdo 1914); diese Anordnung ist nicht nur zu Demonstrationsversuchen geeignet, sondern wird oft auch zu Messungen verwendet, da sie vielfach anwendbar ist, wo die ursprüngliche Anordnung von Stark versagt oder wenigstens viel größere Schwierigkeiten bereitet (vgl. Fig. 3). Das nahe der Kathode von den Kanalstrahlen ausgesandte oder erzeugte Licht wird mit einer Linse durch das aufgekittete Fenster F

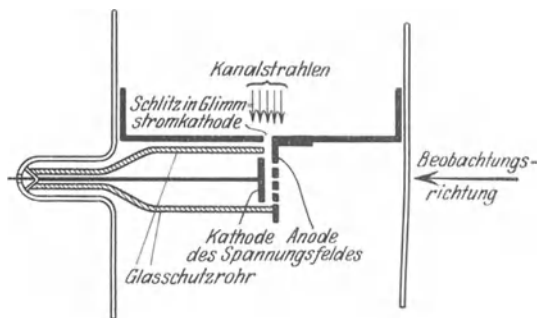


Fig. 2. Anordnung zur Beobachtung des longitudinalen Starkeffekts. (Anode des Spannungsfeldes ist auf die Hinterseite der Glimmstromkathode aufgenietet.)

hindurch auf den den vertikal verlaufenden Kanalstrahlen parallelen Spalt eines stigmatisch abbildenden Spektrographen abgebildet. Da die Spannung nahe der Kathode rasch von großen zu kleinen Werten abfällt, variiert die Feldstärke entsprechend, daher zeigen die verschiedenen Teile der Spektrallinien mit einer Aufnahme die Wirkung der verschiedenen Feldstärken (zwischen 0 und 200000 Volt/cm). Ein Maß für die mit dem Ort variierende Feldstärke bekommt man durch die elektrische Aufspaltung von Linien, die nach der Stark'schen Methode des homogenen Feldes genau bestimmt ist (meist Linien der Wasserstoffbalmerserie).

Eine dritte Methode, die nur auf Absorptions- und Fluoreszenzlinien anwendbar ist, besteht darin, daß man in einem sehr verdünnten, nicht leuchtenden Metall Dampf (z. B. Na-Dampf von 10^{-4} mm Druck) zwei hochgeladene Platten in geringem Abstand von einem oder wenigen Millimetern voneinander befestigt und Licht einer geeigneten Lichtquelle von außen auffallen läßt und entweder dessen Absorption oder die erregte Fluoreszenzstrahlung mit und ohne Feld untersucht (Ladenburg).

Das elektrische Feld beeinflusst verschiedene Spektrallinien in äußerst verschiedener Weise (während die Größenordnung des Zeemaneffektes für alle Spektrallinien denselben Wert besitzt). Den stärksten Effekt — beträchtliche Aufspaltungen in polarisierten Komponenten — zeigen die Wasserstoff- und die „wasserstoffähnlichen“ Linien des ionisierten Heliums; die Linien des neutralen Heliums (des Bogenspektrums) und höherer Elemente werden je nach der Serienart in ganz verschiedener Weise beeinflusst. Im einzelnen werden scharfe Spektrallinien (Linien der scharfen Haupt-

und Nebenserie) wenig oder nicht merklich verändert, diffuse Linien (die der ersten Nebenserie) dagegen in viele Einzellinien auseinandergezogen, und zwar um so mehr, je größer die Nummer des

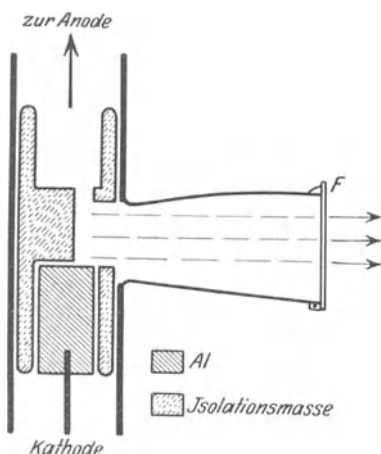


Fig. 3. Lo-Surdo-Anordnung zur Beobachtung des Starkeffekts im inhomogenen elektrischen Feld.

betreffenden Seriengliedes ist und je weniger sich der „Laufterm“ der Linie (das Ausgangsniveau des Quantensprungs) vom entsprechenden Wasserstoffterm unterscheidet (vgl. „Serienspektra“). Die bisher am genauesten untersuchten Linien der Balmerserie des Wasserstoffs liefern beim Transversaleffekt sowohl parallel als senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes linear polarisierte Komponenten (K), symmetrisch zur ursprünglichen Linie, deren Abstand der elektrischen Feldstärke proportional ein Vielfaches einer Grundeinheit ist; beim Longitudinaleffekt beobachtet man unpolarisierte K. am Orte der senkrecht zum Feld schwingenden K. des Transversaleffektes, während die parallel schwingenden K. naturgemäß unsichtbar bleiben. Die Zahl und die Abstände der K. wachsen mit der Nummer des Seriengliedes. Z. B. werden an H δ , der vierten Linie der Balmerserie des Wasserstoffs (deren Wellenlänge 410,17 m μ ist) gegen 30 K. beobachtet, deren äußerste in einem Feld von 30000 Volt/cm etwa 18 Angströmeinheiten (1 Å = 10⁻⁸ cm = 0,1 m μ) voneinander entfernt sind (während der Abstand der äußeren K. im normalen Zeemanschen Triplett für eine Linie gleicher Wellenlänge in einem Magnetfeld von 30000 Gauß nur etwa 0,6 Å beträgt).

Die klassische Elektronentheorie, bei der die Elektronen durch quasielastische Kräfte an die Atome gebunden sind (s. Elektronentheorie der Absorption und Dispersion), steht dem Starkeffekt an den Wasserstofflinien machtlos gegenüber, vielmehr berechnete Voigt (1901) auf Grund dieser Vorstellungen eine um mehrere Zehnerpotenzen geringere Einwirkung eines elektrischen Feldes auf Spektrallinien; dagegen ist der Bohrschen Quantentheorie der Serienlinien (s. d. sowie unter Zeeman-effekt) eine bis ins einzelne gehende, quantitative Erklärung der an den Wasserstofflinien beobachteten Aufspaltungen und der Intensitäten der verschiedenen K. gelungen (Bohr, Schwarzschild, Epstein); ferner kann man nach dieser Theorie auch die mannigfaltigen Effekte an Linien höherer Elemente weitgehend qualitativ und zum

Teil quantitativ deuten. So bildet der Starkeffekt eine der wichtigsten und glänzendsten Bestätigungen der Bohrschen Theorie.

Unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes von der Stärke F wird die Keplerellipse (s. Planetenbewegung und Quantentheorie) eines einzelnen um den Atomkern als Brennpunkt umlaufenden Elektrons, das vom Kern wie ein Planet von der Sonne mit einer dem Entfernungsquadrat umgekehrt proportionalen Kraft angezogen wird, in eine „bedingt periodische“ räumliche Bahn verwandelt, die die Richtung von F umschlingt. Von den mechanisch möglichen Bahnen ist nur eine gewisse diskrete Zahl von Bahnen quantenmäßig erlaubt („stationär“). Deren Energie W unterscheidet sich von der Energie der feldlosen stationären Bahn um den Betrag $\frac{3h^2 n s}{8\pi^2 z e \mu} F$, wobei h Plancks Wirkungsquantum (s. d.), e die Ladung des Elektrons, ze die des Kerns, μ die Elektronenmasse und n und s zwei kleine ganze, für den betreffenden Zustand charakteristische „Quantenzahlen“ sind. Während die eine von ihnen, n, den stationären Zustand ohne äußeres elektrisches Feld kennzeichnet, entsprechen den verschiedenen anderen ganzen Zahlen s die verschiedenen unter dem Einfluß des Feldes sich ausbildenden stationären Quantenzustände. Die Spektrallinien werden beim Übergang des Elektrons von einem Zustand der Energie W₂ in einen anderen der kleineren Energie W₁ ausgesandt, wobei die Schwingungszahl $\nu = \frac{c}{\lambda}$ der betreffenden Spektrallinie durch den Bohrschen „Frequenzansatz“ (eine der zwei Grundannahmen der Theorie)

$W_2 - W_1 = h \nu$ bestimmt ist. So ergibt sich in der Tat ohne weiteres die an den Balmerlinien (z = 1) und den Linien des ionisierten Heliums (z = 2) beobachtete, der Feldstärke F proportionale, zur unzerlegten Linie symmetrische Aufspaltung in die verschiedenen Teillinien sowie quantitativ die Größe der Aufspaltung aller einzelnen K.; auch ihre Polarisation und Intensität läßt sich aus der Theorie berechnen, wenn man das sog. „Korrespondenzprinzip“ von Bohr (s. d. und Quantentheorie) zu Hilfe nimmt oder unmittelbar, wenn man das Problem nach der neuen Quantenmechanik (s. d.) behandelt.

Die Bohrsche Theorie zeigt ferner, daß der Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes um so größer sein muß, je weniger stark das emittierende Elektron von inneren elektrischen Atomkräften beansprucht wird, also je weiter das Elektron vom Kern entfernt ist und je geringer die Wirkung der übrigen Elektronen des Atoms ist, d. h. je größer die Nummer des betreffenden Seriengliedes und je weniger sich der „Laufterm“ der Serienlinien vom entsprechenden Wasserstoffterm unterscheidet, in Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Weiterhin läßt sich die Aufspaltung und Polarisation der einzelnen Serienlinien aus dem Zeeman-effekt der betreffenden Linien berechnen: Jeder Term zerfällt im elektrischen Feld in ebenso viele K. wie im magnetischen Felde, nur daß wegen der polaren Symmetrie des ersteren die durch die $\pm m$ -Werte der Quantenzahlen gekennzeichneten und im Magnetfelde unterschiedenen Terme zusammenfallen. Die Größe der Frequenzänderung der K. ist dem Quadrat der Feldstärke proportional, so lange sie klein gegen die Differenz zwischen betrachtetem Term und Wasserstoffterm ist (an einigen He- und Li-Linien sowie an Linien des Na und K in Absorption nachgewiesen).

Die interessanteste Wirkung des elektrischen Feldes auf Linien höherer Elemente ist vielleicht das Auftreten neuer Kombinationslinien, die ohne Feld entsprechend den „Auswahlregeln“ nicht auftreten können, und die meist nahe den diffusen Nebenserienlinien erscheinen (Koch, Stark). Sie entsprechen Quantenübergängen, bei denen sich die „azimutale“ Quantenzahl l gar nicht, oder um zwei oder mehr Einheiten unterscheidet (während ohne elektrisches Feld nur solche Kombinationen

erscheinen, bei denen sich l um ± 1 ändert), es sind dies die Kombinationen S-S, S-D, P-P, P-F, P-G usw. Diese Erscheinung ist bisher besonders an Linien des He und Hg untersucht und durch die Bohrsche Quantentheorie ebenfalls leicht deutbar (s. Fig. 4).

Die Parallelität der Größe des elektrischen Effektes mit der Breite der Spektrallinien (diffuse Linien zeigen einen großen Effekt, scharfe einen

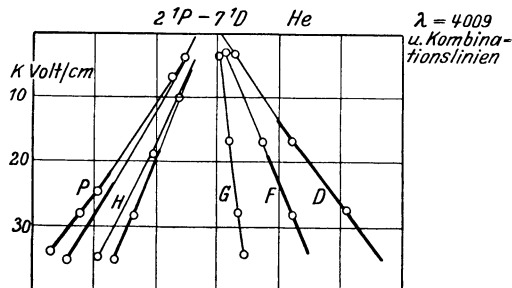


Fig. 4. Kombinationslinien des Starkeffektes.

kleinen, s. o.) läßt sich in vielen Einzelheiten nachweisen und hat zur Deutung der durch Erhöhung von Gasdruck, Gasdichte oder Stromdichte entstehenden Linienverbreiterung der für elektrische Beeinflussung empfindlichen Linien durch die „zwischenmolekularen“ elektrischen Felder geführt. Denn sowohl neutrale als besonders geladene Gasmoleküle üben durch die an ihrer Oberfläche befindlichen Elektronen elektrische Kräfte aus, die auf die Elektronen benachbarter Moleküle ähnlich wie äußere elektrische Felder einwirken. Infolge der ungeordneten Bewegung wechselt die Größe dieser Felder fortwährend, im Mittel sind infolgedessen alle möglichen Beträge unterhalb eines Maximalwertes vorhanden, der von der Natur und Ladung der Gasmoleküle, von ihrer Zahl pro Volumeneinheit und ihrer gegenseitigen elektrischen Beeinflussung abhängt, so daß eine kontinuierliche elektrische Auseinanderziehung („Verbreiterung“) der Spektrallinien die Folge ist (Stark, Debye, Holtzmark).

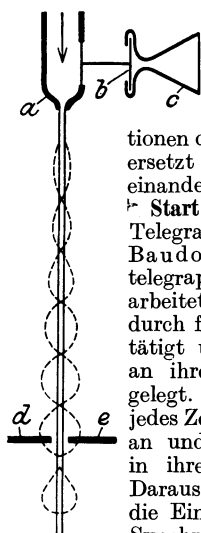
R. Ladenburg.

Näheres s. J. Stark, Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome. Leipzig 1914 sowie Müller-Pouillet, II, 2, 11. Auflage Braunschweig 1929.

Starkeffekt, quadratischer, ist die elektrische Beeinflussung von Spektrallinien, die, im Gegensatz zum Starkeffekt an wasserstoffähnlichen Linien, dem Quadrat der Feldstärke proportional ist. Die Feldabhängigkeit bleibt mit wachsender Feldstärke so lange quadratisch, als die Frequenzänderung der Linie klein ist gegen den Unterschied der beeinflussten Terme von dem entsprechenden Wasserstoffterm. Mit weiter wachsender Feldstärke wird die Feldabhängigkeit linear (vgl. auch Starkeffekt).

R. Ladenburg.

Starkstrom-Mikrophon. Mikrophon, insbesondere für drahtlose Telephonie zum Besprechen größerer Ströme. Das normale Mikrophon verträgt höchstens 0,3—0,4 Amp. Es werden deshalb besondere Kühleinrichtungen (Öl, Wasser) vorgesehen. Majorana konstruierte ein hydraulisches Mikrophon (s. Figur). Die Flüssigkeit fließt in einem feinen Strahl aus. Wird die Membran b erschüttert, so erleidet der Strahl im Tempo der Erschütterungen Kontraktionen und im selben Tempo



Starkstrom-Mikrophon.

ändert sich der Widerstand der Flüssigkeitsschicht zwischen den Elektroden d und e .

Heute werden alle Starkstrom-Mikrophon-Konstruktionen durch Kathodenröhrenverstärker ersetzt (evtl. in mehreren Stufen hintereinander geschaltet). A. Meißner.

Start-Stop-Apparat. Ein Typendruck-Telegraphenapparat, der ähnlich wie der Baudot- oder der Siemens-Schnelltelegraph nach dem Fünferalphabet arbeitet, d. h. bei jedem Zeichen werden durch fünf Stromstöße fünf Relais betätigt und je nach der Stromrichtung an ihren Ruhe- oder Arbeitskontakt gelegt. Die Typenräder laufen für jedes Zeichen aus ihrer Anfangsstellung an und werden nach jedem Umlauf in ihrer Anfangsstellung festgehalten. Daraus ergibt sich der Vorteil, daß die Einrichtungen zur Erhaltung des Synchronismus verhältnismäßig einfach sein können, da geringe Synchronismusfehler, die bei dauerndem Umlauf schaden würden, weil sie sich addieren, bei einmaligem Umlauf noch hingenommen werden können. Es gibt verschiedene Ausführungsformen so von Siemens und Halske, von Creed und von Morkrum-Kleinschmidt. E. Alberti.

Näheres s. Lüschen, Die Technik der Telegraphie und Telephonie im Weitverkehr. E. T. Z. 45, 793, 1924.

Statik s. Gleichgewicht einer Kräftegruppe.

Stationäre Strömung. Eine zeitlich unveränderliche Strömung nennt man stationär.

Eisner. — O. Schrenk.

Stationäre Zustände. Nach der Quantentheorie (s. d.), insbesondere nach dem I. Postulat der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) ist ein Atom oder Molekül ohne dauernden Verlust elektromagnetischer Strahlungsenergie nur in einer diskreten Reihe von Zuständen endlicher „Lebensdauer“ existenzfähig, welche als seine stationären oder Quantenzustände bezeichnet werden. Ihre vollständige rechnerische Beherrschung würde die quantitative Vorausberechnung aller physikalischen und chemischen Eigenschaften des betreffenden Gebildes, insbesondere die seiner spektroskopischen Daten, ermöglichen und bildet daher das praktische Endziel der Bohrschen Theorie des Atombaues (s. Bohr-Rutherfordsches Atommodell). Von dem Erreichen dieses Zieles ist man gegenwärtig aber noch ziemlich weit entfernt, da es der älteren Quantenlehre nur gelungen ist, die Energiestufen der stationären Zustände des Wasserstoff- und des einfach positiv geladenen Heliumatommodells (s. d. betr. Art.) mit ausreichender Genauigkeit zu berechnen, und die Fortbildung der Bohrschen Theorie zur Quantenmechanik (s. d.), bzw. Wellenmechanik (s. d.) am neutralen Heliumatommodell (s. d.) erst den Beginn zu weiteren Fortschritten gelegt hat. Während die stationären Zustände in der Bohrschen Theorie durch bestimmte gequantelte Elektronenbewegungen gekennzeichnet waren, welche mittels der Quantenbedingungen (s. d.) aus der stetigen Menge aller denkbaren Bewegungsvorgängen ausgesondert wurden, hat die Quantenmechanik gezeigt, daß von solchen, anschaulich vorstellbaren Bewegungen-

vorgängen strenggenommen nicht mehr gesprochen werden darf. Immerhin lassen sich auch die stationären Zustände der Quantenmechanik durch bestimmte *Quantenzahlen* (wie sie in den Quantenbedingungen aufgetreten waren) kennzeichnen. Näheres hierüber s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Die empirische Bestimmung der für die stationären Zustände eines Atomsystems charakteristischen *Energienstufen* erfolgt entweder mittels der *Bohr'schen Frequenzbedingung* (s. d.) auf Grund seiner (optischen und Röntgen-) Linienspektren, oder direkt mittels der *Elektronenstoßmethode* von Franck und Hertz.

Stationsprüfer. Kleiner, mit Summer erregter Wellenmesser, der zur Kontrolle des Empfängers benutzt wird und gewissermaßen einen entfernten Sender ersetzt. *A. Meißner.*

Statisch bestimmte und statisch unbestimmte Tragwerke. Bei den technischen Konstruktionen spielen ebene und räumliche Tragwerksysteme eine große Rolle, welche aus mehreren (geraden oder krummen) Stäben zusammengesetzt sind. Auf diese sog. Stabtragwerke, die im Grenzfall aus einem einzigen Stab bestehen können, bezieht sich das folgende, nicht aber auf platten- und schalenförmigen Konstruktionen.

Können die Auflagerreaktionen eines Tragwerks unter beliebiger Belastung allein mit Hilfe der Gleichgewichtsbedingungen für starre Körper (Schwerpunktsatz und Momentensatz) bestimmt werden, so nennt man das Tragwerk statisch bestimmt gelagert oder äußerlich statisch bestimmt. Innerlich statisch bestimmt oder schlechtweg statisch bestimmtes System heißt ein Stabtragwerk, wenn Schnittkraft und Schnittmoment (s. Spannungsresultante und Spannungsmoment) an jeder beliebigen Stelle aller Teilstäbe allein aus den Gleichgewichtsbedingungen starrer Körper bestimmt werden können. Ein solches Fachwerk (s. d.) ist immer auch kinematisch bestimmt (stabil). Äußerlich statisch unbestimmt oder statisch unbestimmt gelagert heißen alle Tragwerke, deren Auflagerreaktionen von den elastischen Eigenschaften des Tragwerks, d. h. also von dessen Material, von den Querschnittsabmessungen, vom Temperaturzustand, von der Nachgiebigkeit der Auflager usw. abhängen. Innerlich statisch unbestimmt heißt ein Tragwerk, wenn Schnittkraft und Schnittmoment der Teilstäbe auch bei bekannten Auflagerreaktionen nicht bestimmt werden können, ohne daß man die elastischen Eigenschaften des Systems sowie dessen Temperaturzustand berücksichtigt.

An einem starr eingespannten Stabende (o Freiheitsgrade) wird im allgemeinen Belastungsfalle eine Auflagerkraft und ein Einspannmoment übertragen, was zusammen sechs Reaktionskomponenten entspricht. In einem reibungsfreien Kugelgelenk kann kein Einspannmoment übertragen werden, so daß nur die drei Komponenten der Auflagerkraft bleiben usw. Da nun im allgemeinen räumlichen Falle sechs skalare Gleichgewichtsbedingungen für die Bestimmung der Auflagerreaktionen zur Verfügung stehen, kann man durch Abzählen der Anzahl der Reaktionskomponenten an allen Auflagern leicht feststellen, ob ein Tragwerk statisch bestimmt gelagert ist oder nicht. Einige einfache Beispiele werden den Begriff der statischen Bestimmtheit bzw. Unbestimmtheit erläutern.

Bei ebenen Tragwerken (Tragwerkssystem und Kräfte liegen in einer Ebene) hat man drei skalare Gleichgewichtsbedingungen für die Berechnung der Auflagerreaktionen zur Verfügung. Somit ist ein Träger (vgl. Fig. 1), der an einem Ende A

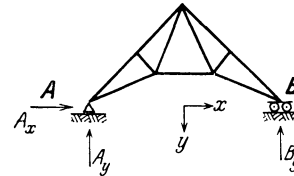


Fig. 1. Statisch bestimmt gelagertes, ebenes Tragwerk.

gelenkig fest und am anderen Ende B auf Rollen verschieblich ist, statisch bestimmt gelagert, da nur drei Reaktionskomponenten A_x , A_y , B_y zu berechnen sind, wofür Schwerpunktsatz und Momentensatz ausreichen. Ist das zweite Auflager B ebenfalls gelenkig fest (vgl. Fig. 2), so

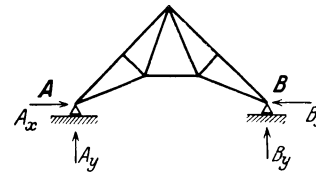


Fig. 2. Ebenes Tragwerk mit einfach statisch unbestimmter Lagerung.

sind 2×2 Auflagerreaktionen zu bestimmen, was mit den Mitteln der Starre-Körper-Statik nicht möglich ist. Das System Fig. 2 ist $4 - 3 = 1$ fach statisch unbestimmt gelagert. Ein Stab, der an beiden Enden eingespannt ist (Fig. 3), ist $2 \times 3 - 3 = 3$ fach statisch unbestimmt. Ein Beispiel hochgradiger statischer Unbestimmtheit ist der Rahmen-träger Fig. 4 (Vierendeelträger), welcher $5 \times 3 = 15$ fach innerlich statisch unbestimmt ist.

Näheres s. z. B. Grüning u. Wieghardt, Theorie der Baukonstruktionen. Enzykl. der mathem. Wissenschaften IV, Art. 29a und 29b.

Der bei der Bestimmung der Schnittkräfte und Schnittmomente in statisch unbestimmten Stabtragwerken eingeschlagene Rechnungsweg ist im folgenden kurz angedeutet.

An Stelle eines n-fach statisch unbestimmten Fachwerks wird das sog. „statisch bestimmte Grundsystem“ betrachtet, das man erhält, wenn

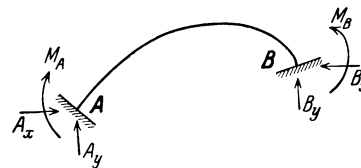


Fig. 3. Lagerung dreifach statisch unbestimmt.

im statisch unbestimmten System n willkürlich wählbare Stäbe entfernt werden, vorausgesetzt, daß das entstehende Grundsystem statisch und kinematisch bestimmt ist. Die Stabkräfte des Grundsystems infolge einer bestimmten Belastung lassen sich mit den Mitteln der Statik starrer Körper leicht bestimmen. Die Spannkraften in den als „überzählig“ entfernten Stäben (statisch unbestimmte Größen oder statisch überzählige Größen) denkt man sich dabei als äußere Kräfte am Grundsystem wirkend. Es ergeben sich dann alle Span-

nungs- und Formänderungsgrößen für das Grundsystem als lineare Funktionen der n statisch unbestimmten Stabspannkkräfte, kleine Formänderungen und Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes vorausgesetzt.



Fig. 4. Vierendeelträger. Statisch bestimmt gelagert. Innerlich 15fach statisch unbestimmt.

Die Stabkräfte des statisch bestimmten Grundsystems sind durch die Gleichgewichtsbedingungen der Statik starrer Körper vollkommen bestimmt. Für die Bestimmung der statisch unbestimmten Größen werden die sog. *Elastizitätsgleichungen* oder „Bedingungsgleichungen für die Überzähligen“ benutzt. Es sind dies n lineare Gleichungen zwischen den n überzähligen Größen, welche entweder aus den Bedingungen des geometrischen und elastischen Zusammenhangs des statisch unbestimmten Tragsystems, oder mit Hilfe der Castiglianoschen Sätze über die Differentialquotienten der Formänderungsarbeit, oder auch mit Hilfe des Satzes vom Minimum der Formänderungsarbeit (s. Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit) gewonnen werden.

Bei statisch unbestimmten Rahmentragwerken entsteht das statisch bestimmte Grundsystem durch Einschalten von Gelenken, durch Freimachen von Auflagern usw. Als statisch unbestimmte Größen werden die Reaktionen an den überzähligen Auflagern, Schnittmomente an den gedachten Gelenken u. dgl. eingeführt. Die Überlegungen entsprechen genau den bei den Fachwerken anzustellenden.

F. Schleicher.

Statische Charakteristik. Eine Kurve, die die Abhängigkeit des Gleichstromes in irgend einem Leiter von der an dem Leiter liegenden Gleichspannung angibt, wenn die Spannung so langsam geändert wird, daß stets der Beharrungszustand des Stromes vorhanden ist.

Die statische Charakteristik gestattet, das Verhalten eines Leiters mit einem Blick zu übersehen. Besonders wichtig ist sie bei den Gasentladungen (s. d.), wo oft sehr verwickelte, analytisch nicht darstellbare Verhältnisse vorliegen. Vgl. auch Kennlinien.

Güntherschulze.

Statischer Druck. 1. Der statische Druck in einer ruhenden oder als Ganzes bewegten Flüssigkeit wurde bereits unter „Hydrostatischer Druck“ behandelt.

2. Strömende ideale Flüssigkeit. In einer strömenden reibungslosen Flüssigkeit bleibt der auf eine Fläche wirkende statische Druck, da ja keine Tangentialspannungen auftreten können, unabhängig von der Richtung der Fläche und steht immer senkrecht auf ihr. Jedoch ist der statische Druck nicht mehr gleich dem Gesamtdruck, da ein Teil von diesem in Bewegung umgesetzt wird (s. Bernoullische Gleichung).

3. Strömende zähe Flüssigkeit. Die in einer zähen Flüssigkeit auftretenden Schubspannungen bewirken, daß der statische Druck nicht mehr senkrecht auf eine beliebige Fläche wirkt und der Größe nach von der Richtung jener Fläche abhängt. Von den neun, an einem Flüssigkeitsparallelepiped auftretenden Spannungen (s.

Navier-Stokessche Gleichungen) sind drei Normalspannungen, nämlich

$$(13) \quad p_{xx} = -p - \frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\eta \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$p_{yy} = -p - \frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\eta \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$p_{zz} = -p - \frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\eta \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Der statische Druck p ist somit definiert als Mittelwert aus den drei Normalspannungen:

$$-p = \frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}).$$

In einer ruhenden Flüssigkeit kann der statische Druck mit einem beliebigen Manometer ohne besondere Vorsichtsmaßregeln gemessen werden, da die Richtung der Meßebe (Druckentnahmestelle) ohne Einfluß auf das Meßergebnis ist. In einer strömenden Flüssigkeit muß hingegen die Meßebe genau in der Strömungsrichtung liegen, damit nicht ein Teil des dynamischen Druckes durch Stau in statischen Druck verwandelt und mitgemessen wird. (Vgl. Staurohr, Stauscheibe, Staudruck, Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck.)

S. Erk.

Statistik heißt jedes Auszählen von Ereignissen. Ihre Bedeutung beruht auf dem *Gesetz der großen Zahlen*, welches Regelmäßigkeiten des Massengeschehens erzeugt, die im Einzelfall nicht auftreten. Die Statistik kann deshalb Naturgesetze aufdecken. Neben der *sozialen Statistik* (Versicherungs-Gesellschaften) ist die *physikalische Statistik* von großer Bedeutung, welche die Massenwirkungen der Moleküle, Atome, Elektronen behandelt (kinetische Gastheorie, Quantentheorie, Radioaktivität) (s. Wahrscheinlichkeit).

Reichenbach.

Statistik, allgemeine physikalische Statistik, die allgemeine statistische Methodik zur Verknüpfung makroskopischer und molekularer Gesetzmäßigkeiten, insbesondere auf dem Gebiete der Thermodynamik. — Voraussetzung für die Anwendbarkeit statistischer Methoden überhaupt ist die Zerlegbarkeit eines vorgegebenen makroskopischen Gesamtsystems (Gas, fester Körper, Hohlraumstrahlung usw.) in lauter gleichartige, sehr zahlreiche Teilsysteme (z. B. Gasmoleküle) (s. auch Art. Statistische Mechanik), oder Gruppen von derartigen Teilsystemen (z. B. Molekülsorten in Gasgemischen, Eigenschwingungen verschiedener Frequenzbereiche des Strahlungshohlraumes oder von Festkörpern). Damit die Teilsysteme als „statistisch voneinander unabhängig“ gelten können, müssen die Zeitdauern ihrer gegenseitigen Wechselwirkungen als vernachlässigbar kurz angesehen werden dürfen. Dieses Kriterium ermöglicht meistens die sofortige richtige Erkennung der Teilsysteme, doch kann seine Anwendung auch besondere, tiefgehende Untersuchungen nötig machen (s. Bose-Einsteinschë Quantenstatistik). Mit der Annahme oder dem Bestehen vernachlässigbar kurzdauernder Wechselwirkungen zwischen den Teilsystemen ergibt sich die Notwendigkeit, das Ergebnis der Wechselwirkungen etwa zwischen einem Paar von Teilsystemen, mittels eines Wahrscheinlichkeitsgesetzes zu beschreiben. Hierzu ist weiter erforderlich, die verschiedenen Eigenschaftsänderungen des einzelnen Teilsystems angemessen kennzeichnen zu können. Wenn nur

eine beschränkte, etwa empirisch feststellbare Anzahl von Teilsystem-Eigenschaften vorliegt, können hier neuerlich allgemeine Wahrscheinlichkeitsansätze zugrunde gelegt werden. Ist die besondere Natur der Teilsysteme bereits erkannt (mechanische, quantenmechanische Teilsysteme), so sind derartige allgemeine Ansätze gegenstandslos und man erhält eine besondere, dieser Natur der Teilsysteme bereits angepaßte Statistik (klassische Statistik, bzw. statistische Mechanik, Quantenstatistik). Von der Berücksichtigung derartiger besonderer Erkenntnisse hinsichtlich der Natur der Teilsysteme wird bei der folgenden, genaueren Ausführung der statistischen Methodik zunächst abgesehen.

Die makroskopischen Bestimmungsstücke des von den Teilsystemen gebildeten Gesamtsystems lassen sich im allgemeinen immer so wählen, daß sie in zwei verschiedene Arten zerfallen, solche, welche sämtlichen Teilsystemen gemeinsam sind, und solche, welche erst durch das Nebeneinanderbestehen der Teilsysteme zustande kommen. Die ersteren, z. B. Volumen, elektrische Feldstärken usw., mögen als „Parameter“ a bezeichnet werden; die willkürliche Veränderung solcher Parameter kommt auf eine makroskopische Beeinflussung sämtlicher Teilsysteme hinaus, indem sie an jedem derselben bestimmte „äußere Kräfte“ A wirken läßt. Wegen der überwiegenden gegenseitigen Unabhängigkeit der Teilsysteme wird sich der bei einer solchen Parameteränderung auftretende Momentanwert der makroskopischen Kraft \mathbf{A} als Summe jener „molekularen“ Kräfte A darstellen. Diese, bzw. ihr wirklich beobachtbarer zeitlicher Mittelwert $\bar{\mathbf{A}}$ gehört daher zur zweiten Art von makroskopischen Bestimmungsstücken des Gesamtsystems, ebenso wie die Gesamtenergie \mathbf{E} , welche mit der Summe der Energien E aller Teilsysteme gleichbedeutend ist. Das augenblickliche Verhalten eines Teilsystems wird offenbar durch seine individuellen, zusammengehörigen Werte von E, A , usw. zu kennzeichnen sein.

Wollte man den Momentanzustand des aus einer sehr großen Anzahl N von Teilsystemen bestehenden Gesamtsystems exakt angeben, so müßte man die augenblicklichen Werte von E, A usw. für jedes einzelne Teilsystem registrieren. Demgegenüber besteht das Wesen der statistischen Betrachtungsweise darin, Einzelindividuen zu gewissen diskreten Gruppen zusammenzufassen, wobei alle zu derselben Gruppe gezählten Individuen als untereinander völlig gleichwertig (und einander rechnerisch-mäßig vertretbar) betrachtet werden. Man verfährt mit den Teilsystemen ebenso, indem man sie nach gewissen endlichen Wertebereichen von E, A usw. in eine diskrete Reihe von „Zuständen“ (Zustandszellen) $Z_1, Z_2, \dots, Z_i, \dots$ einordnet; jedem Einzelzustand Z_i entsprechen dann also ein bestimmter endlicher Spielraum der E, A usw. und gewisse, für Z_i charakteristische mittlere Werte E_i, A_i usw. Eine konkrete gegenseitige Abgrenzung der „Zustände“ Z_i braucht hier nicht vorgenommen zu werden; wird nämlich die Reihe der Z_i von vornherein als eine unendliche angesehen, so kann man die aufeinanderfolgenden „Zustände“ im Bedarfsfalle beliebig wenig voneinander verschieden machen und so jeder gewünschten Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse Rechnung tragen. Mit welcher relativen Häufigkeit die

verschiedenen Z_i realisiert werden können, braucht von vornherein ebenfalls nicht bekannt zu sein; man kann jeden beliebigen Fall umfassen, indem man jedem „Zustand“ Z_i noch ein beliebiges, aber bestimmtes „Gewicht“ g_i zuordnet, welches der a priori-Häufigkeit dieses Zustandes proportional gesetzt wird.

Der Momentanzustand des Gesamtsystems kann jetzt durch die Anzahlen $N_{i,L}$ jener Teilsysteme statistisch beschrieben werden, welche sich „in“ den verschiedenen „Zuständen“ (Zustandszellen) Z_i befinden. Jede Gesamtheit solcher $N_{i,L}$ heißt eine statistische Zustandsverteilung Z_L ; sie muß offenbar stets Bedingungen von der Form

$$(1) \quad \begin{aligned} N &= \sum_{i=1}^{\infty} N_{i,L}, \\ \mathbf{E} &= \sum_{i=1}^{\infty} N_{i,L} E_i \end{aligned}$$

genügen, ferner wäre $\mathbf{A}_L = \sum_{i=1}^{\infty} N_{i,L} \cdot A_i$ usf. Die

Zustandsverteilung Z_L wird jedoch im allgemeinen nicht bestehen bleiben, wenn nach Ablauf irgendeiner kleinen Zeitdauer Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Teilsystemen stattgefunden haben, sondern anderen Zustandsverteilungen Z_{L_1} Platz machen. Die Wechselwirkungen werden nämlich zur Folge haben, daß verschiedene Teilsysteme ihre „Zustände“ ändern, was wiederum allgemein durch Einführung beliebiger bestimmter „Übergangswahrscheinlichkeiten“ für jedes Zustands-paar Z_i, Z_j rechnerisch-statistisch erfaßt werden kann. Die wirkliche, individuelle zeitliche Aufeinanderfolge der Zustandsverteilungen kann natürlich nicht vorausgesagt werden. Für die Verknüpfung mit den makroskopischen Gesetzmäßigkeiten kommt es aber darauf, wenigstens bei Ausschluß irreversibler Vorgänge, auch gar nicht an, sondern nur auf die über gewisse makroskopische Beobachtungsdauern erstreckten Zeitmittelwerte. Ein statistisches Maß für diese liefert bereits eine Mittelbildung über die wahrscheinliche zeitliche Aufeinanderfolge der verschiedenen Zustandsverteilungen. Diese wird durch die wahrscheinliche zeitliche Häufigkeit der verschiedenen Zustandsverteilungen bestimmt, welche eine besonders einfache Form annimmt für sehr große \mathbf{E} und N , sowie hinreichend lange Zeitdauern. Die wahrscheinliche zeitliche Häufigkeit der Zustandsverteilung $Z_L: N_{1,L}, N_{2,L}, \dots, N_{i,L}, \dots$ wird dann nämlich unabhängig von den oben erwähnten „Übergangswahrscheinlichkeiten“ und proportional der Anzahl der verschiedenen Realisierungsmöglichkeiten der Zustandsverteilung durch die N individuellen Teilsysteme. Für diese, auch als „thermodynamische Wahrscheinlichkeit“ bezeichnete Anzahl ergibt die elementare Kombinatorik

$$(2) \quad R(Z_L) = \frac{N!}{N_{1,L}! N_{2,L}! \dots N_{i,L}! \dots} \times g_1^{N_{1,L}} g_2^{N_{2,L}} \dots g_i^{N_{i,L}} \dots$$

Der wahrscheinliche Zeitmittelwert N_i von $N_{i,L}$ ist dann bestimmt durch

$$N_i = \frac{\sum_L N_{i,L} \cdot R(Z_L)}{\sum_L R(Z_L)}$$

wobei die Summen über alle mit den Bedingungen 1) verträglichen Zustandsverteilungen zu erstrecken sind. Denkt man sich gleichzeitig sehr viele Exemplare des Gesamtsystems mit lauter N gleichen Teilsystemen, jedes in einer beliebigen Zustandsverteilung, und berechnet den wahrscheinlichen „Raum“mittelwert von $N_{i,L}$ über diese zahlreichen Gesamtsysteme, so erhält man offenbar gleichfalls N_i . Wahrscheinlicher Zeit- und Raummittelwert sind also unter den gemachten Voraussetzungen einander äquivalent, ein Satz, den die ältere statistische Mechanik (s. d.) nur durch die Hypothese quasi-ergodischer Gesamt- (und Teil-) Systeme zu begründen vermochte. — Die Ausrechnung von N_i zeigt, daß es praktisch nur auf eine einzige, die „wahrscheinlichste“ Zustandsverteilung, mit einer alle übrigen Verteilungen weit übertreffenden Größe $R(Z)$, ankommt, und liefert allgemein

$$(3) \quad N_i = N \frac{g_i e^{-E_i/kT}}{\sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT}}$$

wobei kT durch die Energiesumme aller Teilsysteme,

$$(4) \quad E = N \frac{\sum_{i=1}^{\infty} g_i E_i e^{-E_i/kT}}{\sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT}}$$

bestimmt ist. 3) entspricht dem Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz (s. d.) der kinetischen Gastheorie (s. d.) und heißt die Boltzmannsche Verteilung des Gesamtsystems für Wärme Gleichgewicht. Die Ausdrücke 3) und 4) enthalten die universell aufgebaute statistische Verteilungsfunktion

$$(5) \quad f(T) = \sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT}$$

der Teilsysteme, mittels welcher z. B. 4) die einfache Form erhalten kann

$$(4a) \quad E = N k T^2 \frac{\partial \log f(T)}{\partial T}$$

Für den wahrscheinlichen Zeitmittelwert einer beliebigen Teilsystemgröße u mit den „Zustands“-werten $u_1, u_2, \dots, u_i, \dots$ bekommt man offenbar

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{\infty} N_i u_i,$$

daher z. B. für den Zeitmittelwert \bar{A} der makroskopischen Momentankraft in der Richtung eines Parameters a

$$(6) \quad \bar{A} = \sum_{i=1}^{\infty} N_i A_i = \frac{N}{f(T)} \sum_{i=1}^{\infty} g_i A_i e^{-E_i/kT}$$

Indem man die im makroskopisch-thermodynamischen Entropiedifferential auftretenden Größen durch ihre statistischen Ausdrücke ersetzt, findet man, daß T in den obigen Formeln die Eigenschaften der absoluten Temperatur besitzt und k die Boltzmann-Plancksche Konstante bedeutet, falls allgemein $A_i = -\frac{\partial E_i}{\partial a}$

und $\frac{\partial g_i}{\partial a} = 0$ ist. Die erstere Bedingung entspricht dem (mechanischen wie quantenmechanischen) Zusammenhang zwischen Teilsystemenergie und Kraft,

die letztere besagt, daß die statistischen Gewichte g_i adiabatische Invarianten (s. d.) sein müssen.

\bar{A} kann dann auch in der Form geschrieben werden

$$(6a) \quad \bar{A} = N k T \frac{\partial \log f(T)}{\partial a},$$

ferner ergibt sich für die Entropie S , abzüglich einer willkürlichen additiven Konstante S_0 ,

$$(7) \quad S - S_0 = N k \cdot \log f(T) + \frac{E}{T}.$$

Bezeichnet $W = R(Z_m)$ die „thermodynamische Wahrscheinlichkeit“ jener bereits erwähnten „wahrscheinlichsten“ Zustandsverteilung Z_m , für welche 2) bei Berücksichtigung der Nebenbedingungen 1) seinen maximalen Wert annimmt, so kann die Entropie auch durch

$$(7a) \quad S - S_0 = k \log W$$

ausgedrückt werden, was bis auf S_0 mit dem Planckschen Ausdruck des Boltzmannschen Prinzips (s. d.) übereinstimmt.

Aus der vorstehenden Übersicht ist zu entnehmen, daß die allgemeine Statistik die makroskopischen Gesetze der Thermodynamik wiederzugeben vermag, ohne daß es auf irgendwelche spezielle Annahmen über die Natur der Teilsysteme ankommen würde. Dies beruht darauf, daß alle thermodynamisch wichtigen statistischen Formeln 4a), 6a), 7) allein von der Verteilungsfunktion 5) der Teilsysteme abhängen. Um 5) von der willkürlichen Wahl der einzelnen „Zustände“ Z_i unabhängig zu machen, läßt man diese hinterher beliebig dicht aneinanderrücken, wodurch die Verteilungsfunktion schließlich in ein Integral von der allgemeinen Form

$$(5a) \quad f(T) = \int g(E) \cdot e^{-E/kT} \cdot dE$$

übergeht, welches über alle vorkommenden Energiewerte der Teilsysteme zu erstrecken ist. Den Ausdruck 5a) kann man entweder durch geeignete Wahl der „Gewichtsfunktion“ $g(E)$ an die Materialeigenschaften beliebiger warmer Körper anpassen, oder umgekehrt, z. B. mittels 4a), aus makroskopischen Daten ableiten (s. Quantengewichte). — Werden die Teilsysteme und das Gesamtsystem von vornherein als mechanische Systeme angesehen, wie in der statistischen Mechanik (s. d.), so kann ein Teilsystem mit jedem beliebigen Energiewert E a priori gleich häufig realisiert werden, die „Gewichtsfunktion“ in 5a) stellt eine Konstante dar. Zur Abgrenzung der „Zustände“ Z_i bedient man sich in diesem Falle einer Einteilung des Phasenraumes der Teilsysteme in lauter gleich große „Zellen“ mit gleichem „Gewicht“ $g = \text{const.}$ — Wenn die Teilsysteme quantentheoretischer Natur sind, gibt es für sie von vornherein eine physikalisch ausgezeichnete Reihe diskreter Energiewerte E_i (s. Quantentheorie), welchen man je einen der „Zustände“ Z_i zuordnet; die entsprechenden „Zellen“ im Phasenraum können dann eine gewisse quantenhafte Maximalgröße nicht überschreiten (s. Quantenstatistik). Die Gewichtsfunktion ist in diesem Falle unstetig, nämlich Null für alle von den Energiestufen E_i verschiedenen Energiewerte, jedoch endlich für diese letzteren (s. Quantengewichte).

Näheres s. Smekal, Statistische und molekulare Theorie der Wärme, in Geiger-Scheel Handb. d. Phys., Bd. IX, Berlin 1926.

Statistische Mechanik, die Anwendung statistischer Methoden auf mechanische Systeme von sehr

zahlreichen Freiheitsgraden oder auf Gesamtheiten von sehr zahlreichen mechanischen Einzelsystemen. Die statistische Mechanik ist hervorgegangen aus den Bemühungen, für warme Körper mechanische Modelle aufzufinden. Der genaue Mechanismus solcher Modelle ist für die makroskopische Wahrnehmung als verborgen anzusehen, beobachtbar sind nur zeitliche und zeitlich-räumliche Mittelwerte über gewisse an sich veränderliche Modelleigenschaften. Damit die makroskopisch beobachtbaren Mittelwerte mit den makroskopisch-thermodynamischen Zustandsgrößen eines warmen Körpers übereinstimmen können, dürfen sie nur von der Energie des Modelles E und gewissen an ihm vorkommenden, von außen willkürlich beeinflussbaren makroskopischen Parametern a (Volumen, elektrische Felder usw.) abhängen.

Beschränkt man sich zunächst auf die modellmäßige Wiedergabe reversibler thermischer Zustandsänderungen, so ist dies noch an einheitlichen mechanischen Systemen ausführbar, wobei die grundsätzliche Reversibilität aller mechanischen Systeme zustatten kommt. Die Forderung, daß die in Betracht kommenden Zeitmittelwerte, vor allem jene für den Ausdruck der „in der Richtung eines äußeren Parameters a wirkenden Kraft A “, von der Systemenergie allein abhängen, veranlaßt jedoch bereits sehr weitgehende Einschränkungen hinsichtlich der Allgemeinheit der hierzu geeigneten mechanischen Systeme. Ein mechanisches System von s Freiheitsgraden, in dessen Bewegungsgleichungen die Zeit explizite nicht vorkommt, besitzt außer dem Zeitintegral und der Energie noch $2s - 2$ willkürliche Integrationskonstanten, welche im allgemeinen sämtlich in die Zeitmittelwerte eingehen können. Systeme von einem Freiheitsgrade oder rein periodische Systeme von beliebig vielen Freiheitsgraden, bei welchen diese Schwierigkeit nicht auftritt, müssen wegen ihrer zu speziellen Beschaffenheit offensichtlich außer Betracht bleiben. Schon bei beliebigen bedingt periodischen Systemen (s. d.) aber gehen in die Zeitmittelwerte außer der Energie noch andere, aber nicht $2s - 2$, sondern nur $s - 1$ willkürliche Bewegungskonstanten ein. Dies hängt mit dem Umstande zusammen, daß die ganz im Endlichen verlaufenden Bahnkurven bedingt periodischer Systeme von s Freiheitsgraden im $2s$ -dimensionalen Phasenraum einen endlichen s -dimensionalen „Wiederkehrbereich“ überall dicht erfüllen; die über die ganzen unendlichen Bahnkurvenlängen erstreckten Zeitmittelwerte können daraufhin auch als s -dimensionale „Raum“mittelwerte über jene s -dimensionalen Wiederkehrbereiche dargestellt werden, deren Begrenzungen außer durch die Energie noch durch weitere $s - 1$ Bewegungskonstanten bestimmt sind. Nach dem Poincaré-Carathéodoryschen Wiederkehrsatz gibt es mehrdimensionale Wiederkehrbereiche im Phasenraum auch für ganz beliebige mechanische Systeme, deren Koordinaten q_k und Impulse p_k ($k = 1, 2, \dots, s$) für alle Zeiten zwischen endliche Grenzwerte eingeschlossen sind, und man kann vermuten, daß auch in diesen Fällen die Zeitmittelwerte durch Raummittelwerte über die Wiederkehrbereiche ersetzbar sind. Damit die Zeitmittelwerte von der Energie allein abhängen, müssen die Wiederkehrbereiche genau $(2s-1)$ -dimensional sein; bedeutet $E(q_k, p_k, a)$ die Energiefunktion eines solchen Systems und deutet man die durch die

Energiegleichung $E(q_k, p_k, a) = \text{const.}$ abgegrenzte Mannigfaltigkeit von zusammengehörigen q_k, p_k -Werten im $2s$ -dimensionalen q_k, p_k -Phasenraum als seine (geschlossene) Energiefläche, so müßte demnach jede Bahnkurve des Systems diese $(2s-1)$ -dimensionale (endliche) Energiefläche überall dicht erfüllen. Systeme dieser Art würden als quasi-ergodische Systeme (s. d.) zuerst hypothetisch eingeführt; später hat sich gezeigt, daß es zumindest mechanische Systeme gibt, deren Bahnkurven, von gewissen Besonderheiten abgesehen, wenigstens in ihrer Mehrzahl von quasi-ergodischem Charakter sind. Damit die über kurze, aber noch makroskopische Beobachtungsdauern gebildeten Zeitmittelwerte hinreichend genau mit den über den ganzen unendlichen Bewegungsablauf gebildeten Mittelwerten übereinstimmen, muß die quasiperiodische Wiederkehrbewegung der quasi-ergodischen Systeme noch so beschaffen sein, daß die Quasiperiodizität für die makroskopische Beobachtung unbeobachtbar schnell erfolgt, die durchschnittliche Wiederkehrzeit (Quasiperiode) also sehr kurz ist. — Quasi-ergodische Systeme dieser Art zeigen alle gewünschten Analogien mit warmen Körpern von ausschließlich reversibler Beeinflussbarkeit. Insbesondere entspricht die Systemenergie dann der inneren Energie, ferner erhält man als mechanisches Entropieanalogon eine von der Systemenergie allein abhängige adiabatische Invariante (s. d.) oder Parameterinvariante; diese ist jedoch erst dann eindeutig bestimmbar, wenn das mechanische Temperaturanalogon des Systems gefunden ist, was ohne Bezugnahme auf den irreversiblen Vorgang des Wärmeausgleiches zweier in wärmeleitender Berührung befindlicher Körper nicht geschehen kann.

Die prinzipielle Wiedergabe irreversibler Zustandsänderungen durch ein grundsätzlich reversibel konstituiertes Modell ist natürlich ausgeschlossen. Als einziger Ausweg kommt in Betracht, die makroskopische Irreversibilität vom Standpunkt des gesuchten verborgenen Mechanismus aus für eine, durch zu kurze Beobachtungszeiten entstehende, in der Natur der Sache begründete Täuschung zu erklären. Dies gelingt nur, wenn die durchschnittliche Wiederkehrzeit des mechanischen Systems in die Nähe irgendeines seiner früheren Zustände eine so ungeheuer große ist, daß für menschliche Beobachtung eine spontane Abweichung vom einmal erreichten makroskopischen Wärmegleichgewicht in einem so hohen Grade unwahrscheinlich wird, daß dies praktischer Sicherheit des Nichteintretens gleichkommt. In Anbetracht der bereits oben begründeten Forderung nach einer unbeobachtbar kurzen Quasiperiode ist diese Notwendigkeit nur mehr durch eine in gewisser Hinsicht sehr spezielle Wahl des mechanischen Systems zu erfüllen. Nimmt man an, daß das System sehr zahlreiche Freiheitsgrade besitzt und aus sehr zahlreichen — im einfachsten Falle — gleichartigen Teilsystemen besteht, so kommt eine unbeobachtbar große Quasiperiode durch die Vielzahl der Freiheitsgrade und Teilsysteme zustande, eine unbeobachtbar kleine Quasiperiode durch die gegenseitige häufige Vertretbarkeit der gleichartigen Teilsysteme. Offensichtlich trägt ein solches Modell bereits die wesentlichsten Züge einer Molekulartheorie.

Ausgesprochen statistische Momente sind im bisherigen nur hinsichtlich der systematischen Benutzung von Zeitmittelwerten aufgetreten. Besondere kombinatorische und statistische Hilfsmittel werden jedoch erforderlich, wenn man das zeitliche und räumliche Verhalten der zahlreichen Teilsysteme übersichtlich beschreiben und damit rechnerisch beherrschen will. Die hierbei benutzte Methodik liegt in verallgemeinerter Form auch der allgemeinen Statistik zugrunde, so daß auf die dort gegebene Übersicht verwiesen werden kann. — Man gewinnt damit die Möglichkeit, die in den unvollständigen Differentialausdruck für die reversibel „zugeführte Wärme“ eingehenden makroskopischen Zustandsgrößen durch die Eigenschaften der Teilsysteme statistisch auszudrücken. Unter den integrierenden Nennern dieses Differentialausdruckes findet sich ein einziger, welcher nebenher noch die Eigenschaften einer empirischen Temperaturgröße besitzt und daher als mechanisch-statistisches Temperaturanalogon anzusprechen ist. Bezeichnet $V(E, a)$ das von der oben erwähnten geschlossenen (2s-1)-dimensionalen „Energiefläche“ umgrenzte 2s-dimensionale „Phasenvolumen“, so ergibt sich für das Temperaturanalogon der Aus-

$$T = \frac{1}{k} \cdot V \left/ \frac{\partial V}{\partial E} \right., \text{ ferner für das Entropie-}$$

analogon $S = k \cdot \log V$, wobei k die Boltzmann-Plancksche Konstante bedeutet. Bezüglich des bei Wärmegleichgewicht eintretenden mittleren Verteilungszustandes der Teilsysteme s. Statistik und kanonische Verteilung. Für den Mittelwert der kinetischen Energie \bar{T} erhält man ganz allgemein $\bar{T} = s \cdot \frac{1}{2} kT$, den sog. „Gleichverteilungssatz der (mittleren) kinetischen Energie über die (s) Freiheitsgrade“ des quasiergodischen Gesamtsystems. Die Geltung dieses Gleichverteilungssatzes bewirkt, daß quasi-ergodische Modelle von Gasen und Festkörpern u. a. zu temperaturunabhängigen spezifischen Wärmen führen, was nur als Grenzesetz für hohe Temperaturen mit der Erfahrung übereinstimmt. Zu den gleichen Ergebnissen führt die kinetische Gastheorie (s. d.), welche hinsichtlich aller thermodynamisch-statistischen Fragen einfach als Spezialfall der statistischen Mechanik gelten kann.

Die wesentliche Ursache des nur auf hohe Temperaturen beschränkten Erfolges der statistischen Mechanik ist von der allgemeinen Statistik aufgedeckt worden; die mechanische Natur der Modelle bringt es zwangsläufig mit sich, daß im Phasenraum der Teilsysteme eine konstante, zumindest aber stetige Gewichtsfunktion vorhanden ist (s. Statistik), während die empirische Ermittlung der Gewichtsfunktion (s. Quantengewichte) unstetige, diskrete Gewichtsgößen geliefert hat, wie sie den allgemeinen Ansätzen der Quantenstatistik (s. d.) zugrundeliegen. Die Bedeutung allgemeinerer Gewichtsgößen als jener der statistischen Mechanik ist darin gelegen, daß sie z. B. bei Gasmolekülen den Einfluß ihres Feinbaues und der Ungleichwertigkeit ihrer Freiheitsgrade zu berücksichtigen gestatten, wogegen gerade durch die Annahme der quasi-ergodischen mechanischen Systeme ein völliges Verwischen aller derartigen Einflüsse herbeigeführt wird.

Näheres s. P. Hertz, Statistische Mechanik in Webergans Repertorium der Physik, Bd. I, 2, Leipzig 1916; Smekal, Statistische und molekulare Theorie der Wärme in Geiger-Scheel, Handb. d. Phys., Bd. IX, Berlin 1926.

Statistisches Gleichgewicht nennt man einen Gleichgewichtszustand, bei dem im Großen keine Veränderung stattfindet, während die Einzelteilchen ihre Lagen fortwährend wechseln. So befindet sich ein Gasgemisch im statistischen Gleichgewicht, weil in jedem Kubikzentimeter das Mischungsverhältnis ständig gleich bleibt; diese äußere Wirkung kommt aber nur dadurch zustande, daß ständig ebensoviele Einzelteilchen einer Gassorte den Kubikzentimeter verlassen wie erreichen. *Reichenbach.*

Statophon. Ein von Vogt, Engl und Massolle ausgebildetes elektrostatisches Telephon, das besonders für große Lautstärken bestimmt ist. Die aus einer sehr dünnen Glimmerplatte bestehende Membran von etwa 30—50 cm Durchmesser wird besonders gespannt und, damit sie keine störende Eigenfrequenz aufweist, in einzelne Schwingungsgebiete unterteilt. Diese Unterteilung erfolgt beispielsweise durch exzentrische Ringe und ungleichmäßig verteilte, radial angeordnete Verstärkungen. Die die feste Belegung darstellende Metallplatte wird zur Erzielung der günstigsten Luftdämpfung in zweckmäßiger Weise mit Löchern versehen. *E. Alberti.*

Näheres s. Mönch, Mikrophon und Telephon.

Stator s. Ständer.

Statoskop ist ein Instrument, welches dem Flugzeugführer ermöglicht, seinen Flug horizontal zu halten. Es ist ein als Nullinstrument benutztes Variometer (s. d.). Die übliche Ausführung besteht in einem gebogenen Rohr, welches einen Wassertropfen enthält. In einem Rohrschenkel gleicht sich der Luftdruck mit dem äußeren Druck durch eine weite Öffnung momentan aus, während auf der anderen Seite des Tropfens der Ausgleich durch eine enge Kapillare erst nach und nach erfolgen kann. Geringes Steigen oder Fallen des Flugzeugs verschiebt also den Tropfen aus seiner Mittellage. *L. Hopf.*

Status nascens s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Stau s. Pfeilerstau, Staukurve, Überfall.

Staubexplosion. Eine Staubexplosion ist eine Explosion (s. d.), bei der schwebender oder aufgewirbelter Staub mit einem staubtragenden Gasgemisch explosiv reagiert. Am häufigsten ereignet sich eine Explosion brennbaren Staubes in Luft. In der Atmosphäre eines inerten Gases kann man brennbaren Staub ohne Explosionsgefahr beliebig hoch erhitzen. Feste oder flüssige Explosivstoffe in Staubform können zwar auch in inertem bzw. ohne staubtragendes Gas zur Explosion gebracht werden, aber dann liegt nicht eigentlich eine Staubexplosion vor.

Für eine Staubexplosion kennzeichnend ist der Einfluß der Teilchengröße. Man kennt Staubeilchen aller Größenordnungen, vom Durchmesser weniger Millionstelmmillimeter an aufwärts. Feinverteilter Staub von z. B. 10^{-5} cm Teilchengröße kann als reversibles Kolloid angesehen werden, das durch Aufwirbeln elektrisch aufgeladen und in den Solzustand übergeführt wird (Aerosol). Die Aufladung kann beträchtlich sein und erhöht die Explosionsgefährlichkeit kolloidal verteilten Staubes (Staubgewitter). Die gasumspülte Oberfläche einer gegebenen Staubmenge wächst umgekehrt pro-

portional dem Teilchendurchmesser, und die Teilchenzahl selbst umgekehrt proportional seiner dritten Potenz. An der Oberfläche kann eine Gashaut von z. B. 10^{-7} cm Dicke adsorbiert werden, und die feinsten Staubteilchen bilden unter Umständen gleichsam eine feste Lösung mit dem Sauerstoff der Luft. Aus diesen Gründen nimmt bei gleicher Staubkonzentration (g/cbm) die Explosionsgefährlichkeit mit abnehmender Teilchengröße sehr stark zu.

Brennbarer Staub ist nicht in jeder Konzentration explosionsgefährlich, sondern nur zwischen einem unteren und oberen Grenzwert der Staubkonzentration. Eine Mindestmenge von Staub muß vorhanden sein, damit die bei der Verbrennung erzeugte Wärmemenge ausreicht, um das Nachbarvolumen auf Reaktionstemperatur zu bringen. Eine Höchstmenge ist ebenso durch den beschränkten Sauerstoffvorrat bedingt. Diese Explosionsgrenzen (s. d.) sind außer von Druck, Temperatur und Zündweise abhängig von Zusammensetzung und Teilchengröße.

Bei Zündung durch eine glühende Platinspirale von 1200°C fand man z. B. für die untere Explosionsgrenze einiger Staubarten in Luft:

Staubart	Grenzkonzentration G/cbm
Stärke	7,0
Aluminium	7,0
Zucker	10,3
Kohle	17,2

Die obere Explosionsgrenze für Zuckerstaub in Luft liegt für die Versuchstemperatur 420°C bei ca. 13500 g/cbm. Mit abnehmendem Sauerstoffgehalt in Stickstoff-Sauerstoff-Gemischen rücken die Grenzen aneinander, sie treffen sich für Zuckerstaub z. B. bei 9 Vol.% O_2 . Abgesetzter Staub befindet sich im allgemeinen oberhalb der oberen Explosionsgrenze. Trotzdem ist er gefährlich, weil jede ankommende Explosion ihn aufwirbeln kann und dadurch explosionsfähig machen.

Staubexplosion und Gasexplosion treten häufig in Kombination auf. Die Anwesenheit brennbaren Staubes, der selbst nicht einmal explosiv zu sein braucht, erniedrigt die untere Explosionsgrenze in Gemischen von brennbarem Gas mit Luft. So kann ein Gemisch von nur 2,5 Vol.% Methan durch Beimengen von nicht explosiblem Ruß explosiv werden (vgl. Schlagwetter). Umgekehrt sinkt die untere Explosionsgrenze eines brennbaren Staubes durch Zugabe eines brennbaren Gases, und bei Kohlenstaubexplosionen ist die Menge flüchtiger Bestandteile wesentlich. Bei Staubexplosionen, wenigstens bei organischen Stäuben, pflegt der Zündung eine Gasentwicklung bzw. eine Vergasung der Teilchen voranzugehen. Da überdies vom Gas zum Staub ein kontinuierlicher Übergang durch alle Zerteilungsgrade denkbar ist, so läßt sich eine scharfe Trennungslinie zur Gasexplosion nicht ziehen. Die explosive Wirkung auch reiner Staubexplosionen geht selbstverständlich stets auf die Spannkraft hoch erhitzter Gase zurück.

R. Wendlandt.

Näheres s. P. Beyersdorfer, Staubexplosionen, Verlag Th. Steinkopff, 1925.

Staubfälle. Mit den atmosphärischen Niederschlägen sind öfters Staubfälle verbunden, die jedoch auch für sich auftreten. Früher schrieb man diesen Staubfällen einen kosmischen Ursprung

zu doch ist es neuerdings in mehreren Fällen gelungen, den Ursprung des Staubes aus Wüsten (s. d.) nachzuweisen. Bei dem großen Staubfall im März 1901 z. B. wurden durch die Winde eines nordwärts fortschreitenden Luftdruckminimums gewaltige Mengen bräunlichen Staubes aus der algerischen Sahara entführt und in Nordafrika sowie Europa bis nach Dänemark hinein abgelagert. Die Gesamtmenge des allein in Europa zur Ablagerung gelangten Staubes betrug schätzungsweise 1800 Millionen Kilogramm, von denen etwa zwei Drittel südlich der Alpen fielen. Die Staubpartikelchen hatten in Norddeutschland einen Durchmesser von $4-9\ \mu$ und ein Gewicht von durchschnittlich $\frac{1}{3200000}$ mg.

Noch häufiger als nach Norden ist jedoch die Ausbreitung des Sahara-Staubes nach Westen, in das Gebiet der Kapverdischen Inseln, weshalb dieser Teil des Atlantischen Ozeans schon seit dem Altertum als das Dunkelmeer bezeichnet wird. Auch vulkanische Ausbrüche (s. Vulkanismus) schleudern feinen vulkanischen Staub bis in sehr große Höhen der Atmosphäre, so daß eine Ausbreitung desselben über die ganze Erde stattfinden kann. Die Staubfälle scheinen für die Sedimentbildung auf dem Meeresboden (s. Sedimentation) eine nicht unbedeutende Rolle zu spielen; auf dem Lande finden sich Staubablagerungen größten Stils in dem feinen lehmigen Boden Zentral- und Ostasiens, dem sog. Löß, dessen äolischer Ursprung aus der Art seiner Ablagerung gefolgert wird.

O. Baschin.

Staubfiguren s. Kundtsche Staubfiguren und Lichtenbergsche Staubfiguren.

Staubgewitter s. Gewitterelektrizität.

Staubzähler. Von J. Aitken erdsonnener Apparat, der den Gehalt einer Luftprobe an Stäubchen zu ermitteln gestattet, indem dieselben durch rasche Verdünnung feuchter Luft infolge der damit verbundenen Abkühlung unter den Taupunkt (s. d.) zu Kondensationskernen (s. d.) gemacht werden. Die auf eine geteilte Glasplatte niedergeschlagenen Wassertröpfchen werden unter dem Mikroskop gezählt (s. Atmosphäre). In geschlossenen Zimmern wurden bis zu 5,4 Millionen Stäubchen pro Kubikzentimeter ermittelt.

O. Baschin.

Stauchapparat, -messung, -tabelle s. Pulvergasdruck.

Staudruck. In einer Flüssigkeitsströmung bildet sich vor einem Hindernis eine Stauung aus, innerhalb deren sich die Strömung nach allen Seiten zerteilt. In der Mitte der Stauung, am „Staupunkt“ ist die Geschwindigkeit relativ zum Hindernis gleich Null. Ist w_0 die Strömungsgeschwindigkeit, p_0 der statische Druck in der ungestörten Flüssigkeit vom Raumgewicht ρ , so gilt nach der Bernoullischen Gleichung für den Druck p_1 im Staupunkt:

$$(1) \quad \frac{p_1}{\rho} + 0 = \frac{p_0}{\rho} + \frac{w_0^2}{2}$$

Folglich ist der Staudruck:

$$(2) \quad p_1 = p_0 + \rho \frac{w_0^2}{2}$$

Der Staudruck ist also die Summe aus statischem und dynamischem Flüssigkeitsdruck und wird daher oft auch als Gesamtdruck bezeichnet. Nach Gl. 2) kann man aus einer Messung des statischen

und des Staudruckes die Strömungsgeschwindigkeit berechnen; auf diesem Verfahren beruhen die Staudruckmesser (s. d.).

In Strömungen mit großen Reynoldsschen Zahlen sind alle Flüssigkeitskräfte dem Staudruck proportional, besonders werden alle in der Flugtechnik vorkommenden Luftkräfte auf die Staudruckeinheit bezogen. *S. Erk.*

Staudruckmesser. Der Staudruck einer Flüssigkeit kann gemessen werden, indem man ein Hindernis (Staurohr, Stauscheibe, Wehr) in die Strömung bringt und den im Staupunkt auftretenden Druck beobachtet. Mißt man gleichzeitig den statischen Druck in der ungestörten Strömung, so ergibt die Differenz der beiden Messungen den dynamischen Druck.

Man bezeichnet aber als Staudruckmesser auch Geräte, die den bei einer Beschleunigung der Strömung auftretenden Druckabfall (negativer Staudruck) messen (Düse, Venturidüse, Staurand). Sie haben den Vorteil, daß sie die mittlere Geschwindigkeit der Strömung anzeigen, während mit einem Staurohr zuerst die Geschwindigkeitsverteilung in einem Strömungsquerschnitt festgestellt werden muß. Dagegen muß man das Staurohr anwenden, wenn man die Geschwindigkeitsverteilung kennen lernen will. *S. Erk.*

Staukurve. Das Problem des stationären, ungleichförmigen Abflusses in offenen Gerinnen (s. d.) wird als Stauprobem, die Form des Wasserspiegels im lotrechten Längendurchschnitt des Gerinnes, etwa längs des Stromstriches (s. d.), als Stau- bzw. Senkungskurve bezeichnet. Das charakteristische Merkmal ist dabei nicht so sehr eine größer bzw. kleiner werdende Wassertiefe. Denn solange zwischen zwei Punkten die Differenz des örtlichen Spiegelgefälles ΔJ klein ist gegen $\frac{g t J}{v^2}$, mit $v =$

Geschwindigkeit, $t =$ Tiefe, kann noch von im wesentlichen gleichförmiger Bewegung gesprochen werden (s. v. Mises, Technische Hydromechanik). Vielmehr ist merkliche Verzögerung (Stau) oder Beschleunigung (Senkungskurve) entscheidend, wenn man längs des Gerinnes fortschreitet. Bei der analytischen Behandlung geht man davon aus, daß die Beschleunigung bzw. Verzögerung (über den Querschnitt gemittelt) $\gamma v \cdot \frac{d}{ds} \left(\frac{v^2}{2g} \right)$ zwischen zwei um ds auseinanderliegenden Stellen,

$$\left[v = \frac{\int v_1^3 \cdot dF}{v^3 \cdot F} > 1; v_1 = v_{\text{lokal}}; v = v_{\text{Mittel}} \right]$$

entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt (s. d.), von den Druck- und Schwerkraftwirkungen minus Bewegungswiderständen in Bewegungsrichtung herrührt; dabei treten infolge Stromfadenkrümmung in der Längendurchschnittsebene zentrifugale Beschleunigungen in Richtung von t auf, die die örtliche statische Höhe vergrößern. Die Bewegungswiderstände werden durch empirische Ansätze (s. Hydraulische Fließformeln) unter der Annahme eingeführt, daß die für gleichförmige Bewegung abgeleiteten Widerstandsformeln auch hier gültig seien. Auf eine (im Ansatz an sich theoretisch ausdrückbare) Änderung der Widerstandszahl mit der Entfernung längs der Stauzone, d. h. mit der Änderung des Abflußquerschnittes wird im allgemeinen keine Rücksicht genommen; ebenso wird angenommen, daß v , d. h. die Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt, und der

Einfluß der Fadenkrümmung sich längs des Gerinnes nicht wesentlich ändern. Auf diese Weise erhält man für $t(s)$ eine Differentialgleichung dritter Ordnung, die in speziellen Fällen und bei gewissen Vernachlässigungen streng gelöst werden kann und die vor allem die möglichen Spiegelformen (Staukurven und Senkungskurven) in Gerinnen mit stetiger Wandung zu diskutieren gestattet. Für praktische Rechnungen geht man unter Vernachlässigung des die strenge Rechendurchführung erschwerenden Gliedes infolge Stromfadenkrümmung, sowie vielfach auch von $\Delta \left(\frac{v^2}{2g} \right)$,

welches man durch nachträgliche Korrekturen berücksichtigt, entweder stückweise vor (Stücke s von 100, 200 m usw.) und setzt endliche Differenzen bzw. Mittelwerte an Stelle der Differentiale, oder man hilft sich mit numerischer oder graphischer Integration (erstes z. B. mit Rühlmanns und Tolkmitts Tabellen für Rechteck- und Parabelgerinne), insbesondere auch zur Bestimmung der Stauweite. Diese ist theoretisch unendlich groß, praktisch rechnet man sie bis zu einer Stelle, wo die Abweichung vom ungestörten, gleichförmigen Bewegungszustand „unmerklich“ (etwa 1—2 cm) wird; ein rohes Maß ist $l = 2 \cdot \frac{z}{J}$, wo z das Maß

des Höchststauens ist. Die Diskussion der möglichen Spiegelform ist verhältnismäßig einfach, wenn man sich auf kleine Abweichungen vom ungestörten, gleichförmigen Zustand [z. B. $t = t_0(1 + \eta)$; $F \cong F_0(1 + \eta)$; $v = v_0(1 - \eta)$. . . usw.], d. h. auf das Übergangsgebiet von gleichförmiger zu ungleichförmiger Bewegung beschränkt. Die Differentialgleichung für $t(s)$ nimmt für breites Gerinne dann die Form an: $\eta''' + m \eta' = n$. Entsprechend der Diskriminante dieser Gleichung ergibt sich ein kritischer Geschwindigkeitswert $v^2 \leq g \cdot R_0$ (angenähert) — wobei R_0 der hydraulische Radius (s. Profilradius) der ungestörten gleichförmigen Strömung ist — der den Charakter der drei Wurzeln der lösenden Gleichung bestimmt. Je nachdem $v \leq \sqrt{g R_0}$, d. h. der Schwallgeschwindigkeit (s. Hebungswellen) des Gerinnes ist, nennt man nach St. Venant das Gerinne einen Fluß oder einen Wildbach (vgl. Schießen und Strömen). Bei einem Wehr erfolgt oberhalb der Übergang in Fließrichtung von gleichförmigem zu ungleichförmigem Abfluß stets wellenförmig nach Kurve 1

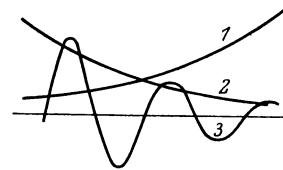


Fig. 1. Mögliche Kurvenformen. (Fig. 1); beim Wildbach tritt ein Wassersprung auf (s. d.); der Übergang in Fließrichtung von ungleichförmigem zu gleichförmigem Abfluß geschieht im Fluß unter abklingenden Wellen nach Kurve 3 (Fig. 1), im Wildbach nach Kurve 2 (Fig. 1). Der Exponentialcharakter der Staukurve geht aus diesen Überlegungen deutlich hervor.

Setzt man als Widerstandsgesetz $v = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \sqrt{R J}$ an (s. Hydraulische Fließformeln) und setzt λ im Staubereich entweder unverändert voraus oder für λ in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl ein reines Potenzgesetz, so dass in $v = \lambda_1 R^\mu J^\nu$:

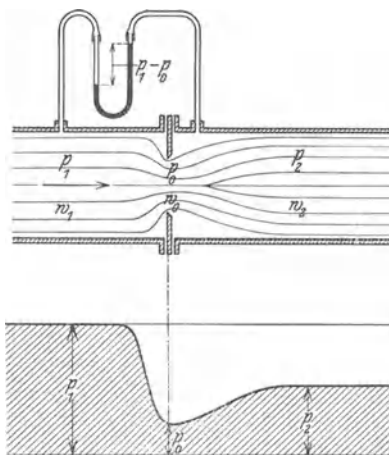
$\mu = 3\nu - 1$ wird, so erhält man im breiten Rechteckgerinne die mit obigem kritischen Wert identische Grenze für das Sohlengefälle i:

$$i < \lambda/2 \text{ oder } \frac{Q^2}{g} < t_0^3 \text{ (Fluß)}$$

und $i > \lambda/2 \text{ oder } \frac{Q^2}{g} > t_0^3 \text{ (Wildbach)}$ und

im wesentlichen folgende Spiegelbilder (Fig. 2, 3, 4), aus denen man erkennt, daß z. B. beim Wildbach der Stau nach oben hin nur eine beschränkte Reichweite hat ($1 \leq z/J$).

Es soll hier ausdrücklich betont werden — weil vielfach bei Schlußfolgerungen dagegen verstoßen wird — daß in unmittelbarer Nähe des Hindernisses (Wehr, Einengung usw.) bzw. einer Wandungsunstetigkeit die auftretende Spiegelform nicht aus der Diskussion der Differentialgleichung abgeleitet werden kann, wie aus den Voraussetzungen und den bei der Diskussion gemachten Vernachlässigungen folgt. Näheres auch unter Berücksichtigung der Spiegelform 3 (in Fig. 1), sowie der bei genauerer



Strömungs- und Druckverlauf bei einem Staurand.

der Verengung einer Strombahn entsteht, die Strömungsgeschwindigkeit und damit die Fördermenge zu ermitteln. Form und Einbau eines Staurandes, sowie den Druckverlauf in der Strömung zeigt die Figur.

Der Staurand hat vor Düse und Venturirohr den Vorteil einfacher Herstellung und geringer Baulänge. Jedoch ist wegen der starken Einschnürung des Strahls der engste Querschnitt der Strömung kleiner als die Öffnung des Staurandes. Seine „Durchflußzahl“ a , definiert durch die Gleichung

$$(1) \quad w_0 = a \sqrt{2g \frac{p_1 - p_0}{\rho}}$$

ist aus diesem Grunde stark von dem Öffnungsverhältnis

$$m = \frac{\text{Öffnung des Staurandes}}{\text{Rohrquerschnitt}}$$

abhängig. Für kleines Öffnungsverhältnis ($m = 0,1$ bis $0,2$) sinkt der Wert von a bis auf etwa $0,61$. Außerdem hängt a auch vom Wert der Reynolds-

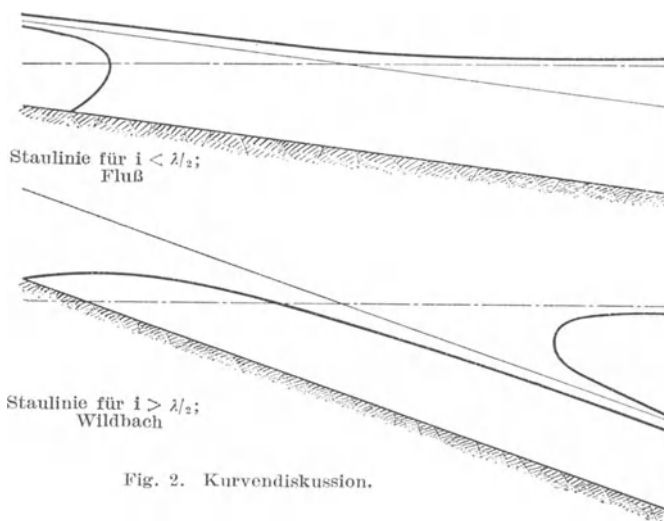


Fig. 2. Kurvendiskussion.

Diskussion zwischen „Wildbach“ und „Fluß“ liegenden „Aachen“ s. Eisner, Offene Gerinne, Hdb. der Experimentalphysik von Wien u. Harms,

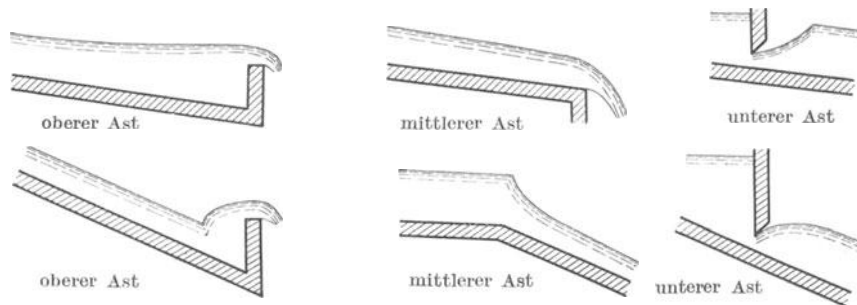


Fig. 3 und 4. Stau- und Senkungskurven in Fluß (oben) und Wildbach (unten)

Bd. IV, 2. Über Wassersprung beim Übergang vom Schießen zum Strömen s. Wassersprung, Eisner.

Staupunkt s. Spaltungspunkt (auch Staudruck).

Staurand. Der Staurand dient, wie Düse oder Venturidüse, dazu, aus dem Druckabfall, der in

schen Zahl der Strömung und nach neueren Versuchen anscheinend auch vom Rohrdurchmesser ab.

Da auch die Lage und Ausführung der Druckentnahmestellen von Einfluß auf die Größe von a sind, empfiehlt es sich, die in den „Regeln für

Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren“ (VDI-Verlag, Berlin 1926) angegebene Ausführungsform des Staurandes zu verwenden, da nur unter „ähnlichen“ Verhältnissen ausgeführte Messungen vergleichbar sind.

Bei Gasmessungen und größerem Druckabfall muß man an Stelle der Gl. 1) die genauere Formel der adiabatischen Strömung anwenden (vgl. Düse):

$$w_0 = a \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa-1} \left(1 - \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}$$

Der durch den Staurand verursachte Druckverlust (s. d.) ist kleiner als bei der Düse.

S. Erk.

Näheres s. R. Witte, Techn. Mech. u. Thermodyn. I, 34, 1930.

Staurohr. Mißt man in einer strömenden Flüssigkeit den Staudruck (Gesamtdruck) p_g und gleichzeitig den statischen Druck p_s , so ist der gemessene Druckunterschied dem dynamischen Druck p_d und damit der Strömungsgeschwindigkeit proportional.

Mit dem Staurohr (Pitotrohr) kann man beide Druckmessungen gleichzeitig und in derselben Stromlinie ausführen. An der Vorderseite (vgl. Fig.) wird der Gesamtdruck, an den seitlichen Anbohrungen der statische Druck gemessen. Legt man die beiden Anschlüsse des Staurohres an ein Differentialmanometer (U-Rohr, Mikromanometer), so ergibt der abgelesene Druckunterschied unmittelbar den dynamischen Druck. Hieraus kann man die Strömungsgeschwindigkeit w berechnen nach der Gleichung

$$(1) \quad w = \beta \cdot \sqrt{2g \frac{p_d}{\rho}}$$

worin ρ die Dichte der strömenden Flüssigkeit ist. Der Wert der „Staurohrzahl“ β hängt von der Form und dem Einbau des verwendeten Gerätes ab. Er ist für das in der Figur dargestellte, nach Prandtl konstruierte Rohr mit großer Annäherung gleich 1, wenn das Rohr um nicht mehr als 15° von der Richtung der Stromlinien abweicht. Das Prandtl'sche Staurohr ist daher besonders geeignet zur Messung wirbelnder (turbulenter) Strömung. Anders geformte Rohre, die empfindlicher gegen Richtungsänderungen sind, können zur Feststellung des Stromlinienverlaufes verwendet werden.

Der Wert von β muß für jede Staurohrform empirisch bestimmt werden; für geometrisch ähnliche Geräte ist er mit großer Annäherung gleich.

S. Erk.

Näheres s. H. Kumbruch, Messung strömender Luft mittels Staugeräten. Forsch. Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens, 240, VDI-Verlag, Berlin 1921.

Stauscheibe. Zur Bestimmung der Geschwindigkeit w einer strömenden Flüssigkeit wurde von Krell nach Versuchen von Recknagel die doppelte Stauscheibe in die Gasmeßtechnik eingeführt. Ist p_g der Staudruck (Gesamtdruck), p_s der statische Druck der Strömung, ρ die Dichte der strömenden Flüssigkeit, so gilt

$$(1) \quad w = \beta \cdot \sqrt{2g \frac{p_g - p_s}{\rho}}$$

Da die in den Anbohrungen der Vorder- bzw. Rückseite der Scheibe (vgl. Figur) gemessenen Drucke infolge Wirbelbildung nicht genau mit dem Staudruck bzw. statischen Druck der Strömung übereinstimmen, weicht der Beiwert β der Krellschen

Scheibe beträchtlich von 1 ab. Er beträgt 1,38, nach den Untersuchungen von Kumbruch 1,44, je nach der Dicke der Scheibe.

Die Verwendung einer Stauscheibe setzt einen so großen Strömungsquerschnitt voraus, daß durch die Scheibe die Strömung nicht wesentlich beeinflusst wird. Ferner werden die Messungen mit der Stauscheibe sehr empfindlich gestört, wenn die Stromlinien nicht genau senkrecht auf die Scheibe treffen.

Deshalb verwendet man heute überwiegend Staurohre (s. d.), die außerdem den Vorteil haben, daß ihr Beiwert sehr nahe bei 1 liegt. *S. Erk.* Näheres s. Kumbruch, s. b. Staurohr.

Stauschwall s. Hebungswelle.

Stefan-Boltzmannsche Konstante. Der zur Zeit wahrscheinliche Wert im St.-B.-Gesetz beträgt in absoluten Einheiten

$$= 5,77 \cdot 10^{-12} \text{ watt cm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$$

$$= 5,77 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$$

Gerlach.

Näheres s. Gerlach, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 1918. Ztschr. f. Physik 2, 1920; ferner Landolt-Börnstein 1923, S. 804 sowie Ergänzungsband I 1927, S. 320, II 1930, S. 513.

Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz s. Strahlungsgesetze. Die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers ist proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur. Die Strahlung eines Körpers der Temperatur T_1 gegen einen anderen der Temperatur T_2 ist $S = \sigma (T_2^4 - T_1^4)$. Der absolute Wert der Stefan-Boltzmannschen Konstanten ist mit einer Sicherheit von $\pm 1/2\%$ bekannt:

$$\sigma = 5,77 \cdot 10^{-12} \text{ watt cm}^{-2} \text{ abs. grad}^{-4}$$

Gerlach.

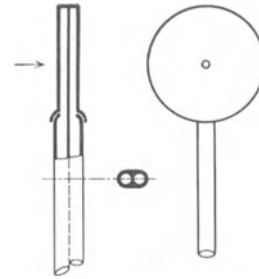
Stehende Lichtwellen. Läßt man Licht senkrecht auf einen guten Metallspiegel fallen, so interferieren die einfallenden und die reflektierten Wellen und ergeben, wie Wiener zuerst nachweisen konnte, ein System stehender Lichtwellen. Die Knoten und Bäuche dieser Schwingungen konnten in einer sehr dünnen photographischen Schicht nachgewiesen werden, die mit der Spiegelebene einen sehr kleinen Winkel bildete und deshalb abwechselnd Knoten und Bäuche der Schwingung durchsetzte. Die photographische Wirkung ist in den Knoten und Bäuchen der Schwingung verschieden und es ergeben sich deshalb aequidistante Ebenen stärkerer und schwächerer Schwärzung, die im schrägen Durchschnitt als helle und dunkle Linien erscheinen.

Die stehenden Lichtschwingungen sind von Lippmann zur Herstellung von Photographien in natürlichen Farben benutzt worden. Da die Erscheinung nicht vollständig einwandfrei erklärt ist, soll hier nur darauf hingewiesen werden.

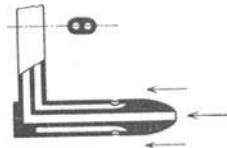
L. Grebe.

Näheres s. Drué, Lehrb. d. Optik, 3. Aufl. Leipzig 1912. **Stehfeldmaschine** s. Einphasige Wechselstrom-Kommutatormotoren.

Steigfähigkeit eines Flugzeugs. Für diese ist charakteristisch die Steiggeschwindigkeit bei bestimmter Luftdichte; sowohl die Flügelkraft als auch die Schraubenkräfte und die Leistung des Motors hängen nur von der Luftdichte, nicht von der Höhe oder vom Luftdruck ab. Um die Steig-



Stauscheibe.



Staurohr nach Prandtl.

fähigkeit eines Flugzeugs zu werten, muß man daher die Aufzeichnung eines Barographen, welcher nur den Luftdruck in der Flughöhe in Abhängigkeit von der Zeit gibt, auf die Dichte umrechnen und durch Differenzieren von der Zeit zur Geschwindigkeit übergehen. Um die anschauliche Größe der Steigzeiten zwischen zwei Höhenstufen der Wertung zugrunde legen zu können und trotzdem bei der Wertung von Zufälligkeiten der Dichteverteilung in der Atmosphäre unabhängig zu sein, führt man eine normale Dichteverteilung in der Atmosphäre ein und kann, wenn man gleichzeitig mit dem Luftdruck auch die Temperatur in den verschiedenen Höhen mißt, aus jedem Barogramm das Normalbarogramm errechnen, welches den Anstieg des betreffenden Flugzeugs unter ganz gleichen Verhältnissen in der normalen Atmosphäre darstellt. Außer durch die Steigzeiten kann die Steigfähigkeit eines Flugzeugs auch einfach durch die Gipfelhöhe charakterisiert werden, welche das Flugzeug nicht überschreiten kann. Diese Grenze ist dem Flugzeug auch durch die Abnahme der Luftdichte mit der Flughöhe gezogen.

L. Hopf.

Steighöhe s. Kapillarität.

Steigung einer Luftschraube (s. auch Treibschraube). Denkt man sich die flügelartigen Profile einer Luftschraube durch ebene, reibungslose Flächenelemente ersetzt, so tritt dann keine Auftriebs- und somit auch keine Vortriebskraft auf,

wenn der durch den Fortschrittsgrad $\lambda = \frac{v}{r\omega}$ (s. Fig.)

bestimmte Anstellwinkel (d. i. der Winkel zwischen Fläche und resultierender Geschwindigkeit) gleich



Steigung einer Luftschraube.

Null ist. Wenn die Schraube in diesem Fall eine Umdrehung macht, so schreitet sie so viel in der Luft vorwärts, als eine feste Schraube mit diesem Einstellungswinkel κ als Steigungswinkel in der Schraubenmutter. Man nennt dann $2\pi r \operatorname{tg} \kappa$ die Steigung des Schraubenelements. Die Steigung kann von Element zu Element verschieden sein; in der Regel ist die Verschiedenheit nicht groß. Bei flügelartigen Schraubenprofilen tritt an Stelle von κ der Winkel, bei welchem der Auftrieb Null wird. Die „effektive Steigung“ der ganzen Luftschraube ist dann durch den Fortschrittsgrad

$\lambda_0 = \frac{v}{R\omega}$ gegeben, bei welchem der Schubwert ψ

(s. d.) gleich Null wird, also durch $2\pi R \lambda_0$, wenn noch R den Schraubenradius bedeutet. Die Steigung wird gegenüber den geometrischen Verhältnissen durch die „induzierte“ Zusatzgeschwindigkeit verändert (s. Tragflügeltheorie).

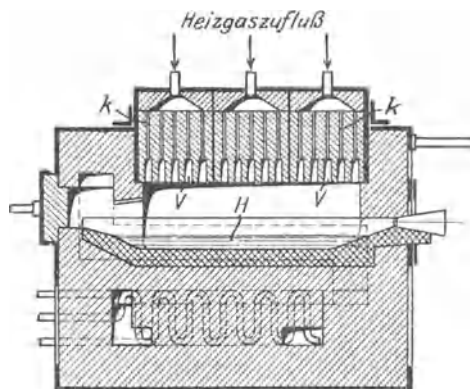
L. Hopf.

Steilheit s. Charakteristik.

Steinmetzcher Koeffizient s. Hysterese.

Steinstrahlöfen. Eine von der Firma Krupp entwickelte neue Ofenart, die in der flammenlosen Verbrennung dem in Artikel Schnabelscher Tiegelöfen beschriebenen Heizprinzip ähnelt, in der Art der Wärmeübertragung zum Heizgut (durch Strahlung anstatt Leitung) jedoch abweicht. Das Kon-

struktionsprinzip der Steinstrahlöfen ist aus dem Vertikalschnitt der Figur ersichtlich. Die Verbrennung vollzieht sich hier am Ende feiner Kanäle, an die sich Erweiterungen, die sog. „Verbrennungspfeifen“ v , anschließen, die zunächst die Heiz-



Steinstrahlöfen.

wirkung erfahren und ihrerseits dann durch Ausstrahlung das entfernt liegende Heizgut H erwärmen, welches auf diese Weise vor direkter Flammeneinwirkung geschützt bleibt. Bei vollkommener Mischung und ausreichender Gasgeschwindigkeit kann die Luft zwecks Temperatursteigerung vor ihrer Mischung mit Gas durch Abhitze erheblich vorgewärmt werden, ohne daß eine Vorentzündung erfolgt, da bei der vorliegenden Anordnung Wasserstoff-Luftgemische erst bei 750° , Benzoldampf-Luftgemische sich erst bei 590° entzünden.

Carl Müller.

Stellarastronomie s. Fixsternastronomie.

Stellarstatistik heißt der Teil der Fixsternastronomie (s. d.), der sich die Aufgabe stellt, den Bau des Fixsternsystems zu erforschen.

Für die Lösung der stellarstatistischen Probleme werden durch astronomische Beobachtungen die folgenden Angaben geliefert: die Örter der Sterne am Himmel (d. h. die Richtungen, in denen sie gesehen werden), ihre scheinbaren Helligkeiten und ihre Spektren, ferner die Bewegungen der Sterne auf der scheinbaren Himmelskugel (Eigenbewegungen in Bogensekunden pro Jahrhundert), die Bewegungen in der Blickrichtung (Radialgeschwindigkeiten in Kilometern pro Sekunde) und schließlich die Zahl der Sterne zwischen beliebigen Grenzen der scheinbaren Helligkeit bis zu einer Grenzhelligkeit, über die hinaus unsere optischen Hilfsmittel nicht reichen.

Die Untersuchung der Verteilung der Sterne im Raume läuft auf die Bestimmung ihrer Entfernung hinaus. Wäre zu jeder Richtung, in der ein Stern beobachtet wird, auch dessen Entfernung bekannt, so wäre ein vollständiges Modell des Sternsystems konstruierbar. Durch direkte Messung der periodischen Bewegung, die jeder Stern als Projektion der Bewegung der Erde um die Sonne ausführt, können, da die Größe dieser scheinbaren Bewegung mit der Entfernung abnimmt, nur Entfernungen bis zu etwa 50 Sternweiten gemessen werden (trigonometrische Parallaxen). Eine Basis von dauernd zunehmender Länge ist der gerade Weg, den das Sonnensystem im Raume zurücklegt (20 km/sec.), dessen Projektion auf die scheinbare Himmelskugel

sich als nach einem festen Punkt am Himmel, dem Zielpunkt (Apex) der Sonnenbewegung, gerichtete Komponente der Eigenbewegungen der Sterne wiederfindet. Bei gegebener Grenzleistung der Meßinstrumente, die sich nur noch langsam verbessert, hängt die Reichweite dieser Methode (säkulare Parallaxen) von dem Zeitraum ab, während dessen hinreichend genaue Sternörter gemessen worden sind; sie nimmt also fortlaufend zu und beträgt zur Zeit etwa 300 Sternweiten (1 Sternweite = $30,7 \cdot 10^{12}$ km). Die säkulare Parallaxe bestimmt exakt die durchschnittliche Entfernung einer hinreichend großen Zahl von Sternen, bei einem einzelnen Stern kann die parallaktische Komponente durch die Spezialbewegung des Sterns vergrößert oder verkleinert sein. Die jährlichen und die säkularen Parallaxen dienen zur Eichung für alle Methoden der Entfernungsmessung, die auf der Bestimmung der absoluten Helligkeit (Helligkeit in einer Normalentfernung, Leuchtkraft) beruhen. Ist die absolute Helligkeit eines Sterns bekannt, so ist seine scheinbare Helligkeit ein Maß seiner Entfernung. Die absolute Helligkeit kann aus dem Intensitätsverhältnis mancher Linien im Spektrum, bei veränderlichen Sternen des δ Cephei-Typus aus der Länge ihrer Periode bestimmt werden, für die Zukunft sind weitere physikalische Kennzeichen der absoluten Helligkeit zu erwarten. Die Genauigkeit der spektroskopischen Parallaxen hängt nicht von der Entfernung ab, ihre Reichweite ist nur durch die optischen Mittel begrenzt.

Innerhalb des engeren Sternsystems bieten sich scheinbare Helligkeit und Größe der Eigenbewegung als Mittel dar, über den Bereich der säkularen Parallaxen hinauszugehen. Hätten alle Sterne dieselbe absolute Helligkeit, so wäre die scheinbare Helligkeit ein Maß der Entfernung; hätten alle Sterne räumliche Bewegungen von gleicher Größe, so wäre im Mittel einer größeren Zahl von Sternen die Entfernung durch die Eigenbewegung bestimmt. Beide Voraussetzungen treffen nicht vollkommen zu, wohl aber zeigen die absoluten Helligkeiten wie die räumlichen Bewegungen eine starke Häufung um bestimmbare Werte, so daß sie gemeinsam als statistisches Entfernungsmaß brauchbar sind. Werden im Bereiche der bekannten Entfernungen die Koeffizienten einer Gleichung von der Art:

$$\log \pi = A + Bm + C \cdot \log \mu$$

(π Parallaxe = reziproker Wert der Entfernung, m scheinbare Helligkeit, μ Eigenbewegung an der Sphäre) bestimmt, so kann sie umgekehrt außerhalb dieses Bereiches zur Bestimmung von π dienen, wenn die Eigenbewegungen der Sterne einer bestimmten Helligkeit bekannt sind. Dieses Verfahren (Kapteynsche Methode) führt zur Kenntnis der Leuchtfunktion $\Phi(M)$ (prozentuale Verteilung der Sterne auf gleiche Intervalle der absoluten Helligkeit) und der Sterndichte $\Delta(\rho)$ (Zahl der Sterne in der Kubiksternweite) als Funktion der Entfernung ρ innerhalb des von den benutzten Sternen eingenommenen Gebietes. Nimmt man an, daß die so bestimmte Funktion $\Phi(M)$ auch in den ferneren Teilen des Sternsystems gültig ist, so kann durch Zählung aller Sterne bis zu stufenweise fortschreitenden Grenzen der scheinbaren Helligkeit der Bereich der Entfernungsbestimmungen weiter ausgedehnt werden.

Es zeigt sich, daß die Sterndichte nach außen abnimmt. In Richtungen, die in der Ebene der Milchstraße liegen, erfolgt die Abnahme langsamer

als in der dazu senkrechten Richtung. Die Flächen gleicher Dichte sind nahezu Rotationsellipsoide, deren kurze Achse Rotationsachse ist und die Pole der Milchstraße verbindet. Die Fläche $\Delta = \Delta_0/100$ (Δ_0 zentrale Dichte) ist in der galaktischen Ebene 8000, in der Richtung der galaktischen Pole 1200 Sternweiten vom Zentrum entfernt. Die Sonne steht wahrscheinlich etwas nördlich von der galaktischen Ebene in weniger als 1000 Sternweiten Entfernung vom Zentrum. Die wirklichen Verhältnisse im Sternsystem weichen an vielen Stellen sehr wesentlich von diesem schematischen Modell, das für die erste Behandlung des Problems gewählt werden mußte, ab. Die Annäherung der Darstellung an die Wirklichkeit wird erst mit Hilfe eines umfangreichen Beobachtungsmaterials möglich sein.

Die Bewegungen der Sterne sind aus den als Änderungen des Ortes an der Sphäre gemessenen Eigenbewegungen und den spektroskopisch bestimmten linearen Geschwindigkeiten im Visionsradius zu erschließen. Die Eigenbewegungen liegen in allen beliebigen Richtungen an der Sphäre. Bildet man jedoch in hinreichend großen Flächen des Himmels Mittelwerte, so haben die resultierenden größten Kreise verschiedener Arealen (nahezu) einen gemeinsamen Schnittpunkt. Die in dieser Richtung liegende Komponente der Eigenbewegungen ist die Projektion der räumlichen Bewegung des Sonnensystems auf die scheinbare Himmelskugel (parallaktische Bewegung), der rückwärtige Schnittpunkt ist der Zielpunkt (Apex) der Sonnenbewegung. Der Apex liegt für die helleren Sterne in der Gegend des Sternbildes Leyer. Seine Koordinaten (besonders die Deklination) ergeben sich verschieden je nach der Helligkeit und dem Spektraltypus der Sterne, aus deren Eigenbewegungen seine Lage abgeleitet wird. Dadurch ist ein Anzeichen gegeben, daß innerhalb des Sternsystems Gruppen in relativer Bewegung vorhanden sind. Eine entsprechende Behandlung der Radialgeschwindigkeiten führt ebenfalls zu einer Bestimmung des Apex der Sonnenbewegung und ergibt außerdem die lineare Geschwindigkeit des Sonnensystems in dieser Richtung (20 km/sec.). Die zur parallaktischen Bewegung senkrechten Komponenten der Eigenbewegungen zeigen keine rein zufällige Verteilung. Durch eine anders orientierte Zusammenfassung der Eigenbewegungen hat sich ergeben, daß bei aller Unordnung zwei Zielpunkte bevorzugt werden, deren bei der Ableitung der Sonnenbewegung automatisch gebildetes Mittel der Apex ist. Die Bewegung beider Sternströme erfolgt parallel zur galaktischen Ebene, ihre relative Geschwindigkeit beträgt 40 km/sec. Ein Versuch Kapteyns, unsere Kenntnisse über die Anordnung und die Bewegungen der Sterne im lokalen Fixsternsystem zusammenzufassen, behandelt die Sterne des Systems wie Moleküle eines Gases, das seiner eigenen Schwere unterworfen ist und um eine Achse (die kurze Achse des Systems) rotiert; die ungeordneten Spezialbewegungen der Sterne entsprechen der Wärmebewegung des Gases. Für größere Entfernungen von der Rotationsachse ergibt sich eine konstante mittlere Rotationsgeschwindigkeit von 20 km/sec. Nimmt man an, daß Sterne in beiden Richtungen umlaufen, so werden an jeder Stelle des Systems, die weit genug von der Rotationsachse entfernt ist, zwei Sternströme mit einer Relativgeschwindigkeit von 40 km/sec. beobachtet. Diese Konsequenz entspricht vollauf der

Erfahrung, setzt aber voraus, daß die Sonne weit genug vom Zentrum des Systems entfernt ist.

Die räumliche Bewegung ergibt sich in jedem Falle als Resultante aus Eigenbewegung und Radialgeschwindigkeit, wenn die Entfernung bekannt und dadurch die Verwandlung der Winkelbewegung in lineares Maß möglich ist. Einen Mittelwert kann man aus den Radialgeschwindigkeiten ableiten; er beträgt etwa 13 km/sec. Sterne mit mehr als 70 km/sec. Geschwindigkeit sind selten und scheinen eine systemfremde Gruppe zu bilden.

Es ist schon heute nicht mehr möglich, die Sterne als völlig gleichartige Individuen zu behandeln: ihre physikalische Verschiedenheit macht sich auch in allen stellarstatistischen Beziehungen bemerkbar (s. Spektralklassen der Sterne). Die Eigenbewegungen zeigen sich am größten für die Spektralklasse F. Das ist z. T. eine Folge der geringeren Entfernung dieser Sterne; aber wie die Radialgeschwindigkeiten zeigen, ist auch die absolute Geschwindigkeit der Sterne vom Spektraltypus abhängig, sie steigt von 7 km/sec. in Klasse B bis 17 km/sec. in M an. Die Verteilung der Sterne im Raume ist sicher nicht dieselbe für alle Spektraltypen, und auch die Richtung der Bewegungen ist nicht davon unabhängig. Deutliche Anzeichen hierfür sind vorhanden, doch wird erst das vollkommene Material der nächsten Zukunft erlauben, die Untersuchungen, die bisher nur für das Gemisch aller Sterne möglich waren, mit derselben Sicherheit für jeden Spektraltypus durchzuführen.

Das durch die geschilderten Methoden erforschte Fixsternsystem umfaßt nicht alle für uns sichtbaren Fixsterne. Es ist, wie aus seinen Gesetzmäßigkeiten hervorgeht, ein in sich geschlossenes System, doch reichen unsere optischen Mittel aus, noch weit über die Grenzen dieses Systems hinauszudringen. In der galaktischen Ebene ist es von einem Gürtel von Sternwolken umgeben, die uns als leuchtendes Band (Milchstraße) erscheinen. Die nächsten dieser Wolken sind unserem System eng benachbart; wie weit in den Raum hinein sie sich erstrecken, ist noch nicht erforscht, dagegen ist mit Hilfe der kugelförmigen Sternhaufen (s. Sternhaufen) erkannt worden, daß die physikalische Bedeutung der galaktischen Ebene noch in Entfernungen von 60000 Sternweiten merklich ist (s. Universum).

W. Kruse.
Näheres s. K o b o l d, Stellarstatistik (Sonderausgabe aus der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften).

Stendebach-Geschosse s. Geschosse.

Stereokomparator. Der Stereokomparator (s. Stereoskop) findet in der Astronomie Anwendung bei der Vergleichung von photographischen Aufnahmen, die von demselben Feld des Himmels zu verschiedenen Zeiten gemacht sind. Werden zwei solche Platten so justiert, daß alle normalen Sterne des Feldes zur Deckung kommen, so treten Objekte, die in der Zwischenzeit ihren Ort oder ihre Helligkeit geändert haben, aus der allgemeinen Bildebene heraus (scheinbarer stereoskopischer Effekt). Eine Abart des Stereokomparators ist der Blinkkomparator. Die Platten werden bei dieser Anordnung nicht gleichzeitig mit zwei Okularen, sondern abwechselnd mit einem Okular betrachtet. Auch hierbei fallen Objekte von veränderter Lage oder Helligkeit auf.

W. Kruse.

Stereoskop ist eine Einrichtung, um zwei greifbare Perspektiven (Halbbilder) den Augen so darzubieten, daß die eine nur dem rechten, die andere nur dem linken Auge sichtbar wird. Sind die beiden Perspektiven verschieden, so kann sich bei richtiger Ausführung durch die Verschmelzung der beiden Halbbilder ein überraschend deutlicher räumlicher Eindruck des dargestellten Gegenstandes ergeben. Auf diese Weise kann man mit photographischen Aufnahmen den Eindruck wiederholen, den man bei beidäugigem Sehen mit unbewaffneten Augen erhält. Führt man bei der Betrachtung der Aufnahmen eine Vergrößerung der Gesichtswinkel ein, so kann sich eine Wiederholung der Wirkung gewöhnlicher Doppelfernrohre ergeben. Diese Analogie zwischen der Wirkung photographischer Aufnahmen im Stereoskop zu der beidäugiger Instrumente zu subjektivem Gebrauch wird sich im Verlauf dieser Übersicht noch öfter hervorheben lassen.

Ordnet man die einzelnen Halbbilder ohne weiteres je dem anderen Auge zu, das linke dem rechten und das rechte dem linken, so ergibt sich der gleich im Anfang von Ch. Wheatstone bemerkte pseudoskopische Eindruck, wobei im Raumbilde die ursprüngliche Tiefenfolge im Raum verkehrt wird, derart, daß die einzelnen Teile im Bildraum dem Beobachter um so näher sind, je weiter sie im Dingraum von den Eintrittspupillen des Aufnahmeapparates entfernt waren. Das Instrument zu subjektiver Beobachtung, das bei geeigneten körperlichen Objekten ohne weiteres pseudoskopische Eindrücke liefert, das Pseudoskop, wurde erst später, 1851, auf Grund von entsprechenden mit dem Stereoskop gemachten Erfahrungen entwickelt.

Hält man, um auf den Hauptgegenstand zurückzukommen, zunächst an zwei räumlich ganz getrennten Halbbildern fest, so können die dafür bestimmten Stereoskope nach den hauptsächlichsten, für ihren Bau verwandten optischen Bestandteilen in Spiegel- und in Linsenstereoskope geschieden werden. Von den letzterwähnten ist das zwei prismatische Linsen enthaltende Brewstersche Stereoskop namentlich durch ungewisse weite Verbreitung, nicht so sehr aber durch fehlerlose Anlage bevorzugt. Stellt man unter Berücksichtigung der Augendrehung für die Betrachtungslinsen ein Stereoskop her, das sich auch in einwandfreier Weise an den Augenabstand verschiedener Beobachter anpassen läßt (wie beim Zeißschen Doppelveranten), so kann die Naturtreue des Eindrucks in der Wiedergabe der Formen sehr weit gehen.

Die hauptsächlichste Quelle für die Halbbilder — sie werden beide gern auf einem gemeinsamen Träger zu einem Stereogramm vereinigt — ist die photographische Zwillingskammer mit parallelen Achsen, die älteren durch Zeichenverfahren oder mit Hilfe der Teilmaschine entworfenen Stereogramme — am häufigsten verwickelte Kurven oder stereometrische Skelette darstellend — treten an Zahl weit zurück. — Für den Unterricht in der Erdkunde und in der Kunstgeschichte (für Bau- und Bildwerke) sollte das Stereoskop noch viel weiter verbreitet sein. — Beschickt man es mit einem Druck und einem Nachdruck, mit einem Geldschein und seiner Nachahmung, so äußern sich dem geübten Beobachter sehr kleine Verschiedenheiten in der Breite als räumliche Unterschiede in

dem dann nicht mehr flach erscheinenden Raumbild (das Dovesche Nachprüfverfahren). — Diese Eigentümlichkeit wurde auch benutzt, um bei zwei zu verschiedenen Zeitpunkten, aber mit demselben Fernrohr gemachten Sternaufnahmen zu entscheiden, ob in der Zwischenzeit einzelne Sterne ihren Ort verändert hätten. Sie würden dann gegenüber der Ebene der ruhenden eine deutliche Verschiebung zeigen, d. h. hervor- oder zurücktreten. Eine solche Vergleichung wird noch genauer, wenn man, wie oben bereits kurz berührt, bei der Betrachtung der beiden Halbbilder noch eine Lupen- oder Mikroskopvergrößerung einführt (Harmersche Vergleichung, Pulfrichs Stereokomparator). Mit solchen Einrichtungen von passender Vergrößerung hat man vorteilhaft auf Paaren von Sternaufnahmen kleine Planeten ermitteln können. Es darf aber nicht verkannt werden, daß es zur Ermöglichung dieser Leistung notwendig war, einen großen räumlichen Abstand zwischen den beiden Orten des Aufnahmeobjektivs einzuführen.

Solche Aufnahmen mit einem bis auf 1 m und mehr erweiterten Objektivabstand zur Steigerung der räumlichen Wirkung irdischer Objekte hatte man schon früh in den 50er Jahren ausgeführt, ohne daß damals dafür in den beidäugigen Instrumenten zu subjektivem Gebrauch etwas Entsprechendes bestand. Dieses wurde 1857 von H. Helmholtz im Telestereoskop geschaffen, einer Einrichtung, die in ihrer einfachsten Ausführung als eine simple Verbindung zweier Paare paralleler Spiegel, den beiden Eintrittspupillen einen sehr großen räumlichen Abstand verlieh. Schon bei der ersten Veröffentlichung hatte Helmholtz übrigens in diese einfache Form auch ein Fernrohr eingebaut und beide Verwirklichungen unter dem Namen des Telestereoskops eingeführt. Die ausgiebige Verwendung solcher Doppelfernrohre mit erweitertem Objektivabstande blieb zu jener Zeit aus, wo man in der Herstellung von Doppelfernrohren die Bahn des Üblichen nicht verließ. Indessen wurde sie von 1893 ab in weitestem Maße aufgenommen, als E. Abbe bei seiner Wiederfindung der Porroschen durch Prismen verwirklichten Bildumkehrung grundsätzlich Fernrohrformen (den Prismenfeldstecher und das Scherenfernrohr) schuf, die er selbst gelegentlich als eine Verwirklichung des Helmholtzschen Telestereoskops bezeichnete.

Ein weiterer Ausbau der stereoskopischen Ideen wurde dadurch ermöglicht, daß man dem durch die Verschmelzung der beiden perspektivischen Halbbilder geschaffenen, körperlich ausgedehnten Raumbild einen zweiten, ebenfalls nach der Tiefe erstreckten Meßraum zuordnete. Das geschieht am einfachsten dadurch, daß man nach A. Rolletts Vorschlag von 1861 in jedem Auge ein Halbbild einer in die Tiefe ausgedehnten Reihe dünner Marken bekannten Abstandes gleichzeitig mit dem perspektivisch ausgeführten Halbbild des auszumessenden Gegenstandes zuführt. Dann kennt man die Entfernung der mit den Marken zusammenfallenden Gegenstandspunkte unmittelbar und kann die dazwischen liegenden durch Schätzung ermitteln. Für die Ausmessung von Stereogrammen schwer zugänglicher Gebiete von geographischer oder militärischer Wichtigkeit kann eine solche Einrichtung von großem Werte sein. In neuerer Zeit hat sich namentlich C. Pulfrich mit dem Ausbau solcher Stereokomparatoren erfolgreich beschäftigt. Sie stehen zu den stereoskopischen

Entfernungsmessern in demselben Verhältnis, wie die mit Stereogrammen aus Zwillingaufnahmen mit weitem Abstände der Aufnahmezentren beschickten Stereoskope zu den oben behandelten Telestereoskopen und Doppelfernrohren mit erweitertem Objektivabstande.

In neuerer Zeit — seit 1896 — hat man auch die mit Röntgenschen Strahlen entworfenen Schattenbilder zur Erzeugung von Stereogrammen herangezogen und damit namentlich auf medizinischem Gebiete Erfolge (etwa zu genauer Lagenbestimmung von Fremdkörpern oder krankhaften Veränderungen) erzielt.

Sieht man von der räumlichen Trennung der beiden Halbbilder ab, so hat man die aller verschiedensten Mittel anderer Art dafür verwandt, um die Bilder den beiden Augen je gesondert darzubieten. Hier seien davon angeführt die Trennung durch verschiedene Farbe, verschiedene Beobachtungszeit, verschiedenen Strahlengang und verschiedenen Polarisationszustand der beiden Halbbilder. Doch hat keines dieser häufig mit großer Hingabe und großem Scharfsinn ausgearbeiteten Verfahren eine der räumlichen Trennung auch nur annähernd entsprechende Verbreitung gefunden. Nicht selten wurden solche neuen Vorführungsarten auch nur entwickelt, um einer ganzen Menge von Zuschauern auf einmal stereoskopische Schirmbilder zeigen zu können. Eines unbestrittenen Erfolges kann sich jedoch kaum eine dieser Möglichkeiten rühmen.

Geht man etwas näher auf die Geschichte des Stereoskops ein, so ist die erste stereoskopische Zeichnung (allerdings eines sehr einfachen Gegenstandes) 1738 von R. Smith veröffentlicht worden, anscheinend ohne daß der gelehrte Verfasser die Bedeutung seines Vorschlags erkannte. Genau 100 Jahre später begründete Ch. Wheatstone (seine kurze Kundgebung der Grundgedanken bereits im Jahre 1833 war eben durchaus unbeachtet geblieben) in seinem ersten großen Vortrage die Lehre vom Stereoskop mittels seines fehlerfreien Spiegelinstruments und ergänzte sie 1851 durch einen zweiten meisterhaften Vortrag. Das Brewstersche Prismenstereoskop wurde 1850/51 auf den Markt gebracht, hatte bei der großen Menge zunächst einen Riesenerfolg und war der Anlaß, daß sein Erfinder seinen Vorgänger Wheatstone in unerhörter Weise angriff und dessen Verdienst herabzuziehen suchte. Der Reiz der Neuheit schwand ziemlich rasch, und schon um die Mitte der 60er Jahre begann, durch den Vertrieb von Schundwaren beflügelt, ein schneller Niedergang der Stereoskopie, von dem sie sich erst 25 Jahre später ein wenig erholen sollte. Immerhin fehlt zu unserer Zeit noch viel, daß dieses schöne Verfahren der Wiedergabe räumlicher Gebilde namentlich beim Unterricht die ihm gebührende Beachtung fände.

v. Rohr.

Näheres s. M. v. Rohr, Die binokularen Instrumente, 2. Aufl. Berlin, Julius Springer, 1920.

Stereoskopbilder. Zwei ebene Stereoskopbilder können bekanntlich die Vorstellung eines räumlichen Gebildes vermitteln. Überträgt man die Gesetze der richtigen Betrachtung eines einfachen photographischen Bildes (s. Abschnitt: Perspektive photographischer Bilder) auf die beidäugige Betrachtung zweier Stereoskopbilder, so ergibt sich folgendes:

Bei der Aufnahme müssen die Objektive einer Stereo-Kammer um den Abstand der beiden Augendrehpunkte voneinander entfernt sein, d. h. im Mittel 60 mm. Die Breite eines Stereobildes darf daher 6 cm nicht übersteigen. Da man infolgedessen nur verhältnismäßig kleine Formate des Einzelbildes verwenden kann, so wird man in der Regel für Stereo-Aufnahmen auch nur Linsen kleiner Brennweite benutzen, um einen einigermaßen großen Gesichtsfeldwinkel zu erhalten. Wie bei

der einäugigen Betrachtung eines photographischen Bildes ist es für die Betrachtung zweier Stereobilder notwendig, die beiden Augendrehpunkte von ihrem zugehörigen stereoskopischen Halbbild in die richtige Entfernung zu bringen, die in den häufigsten Fällen gleich der Brennweite der beiden Aufnahmelinsen sein wird. Um die Stereobilder scharf und ohne Anstrengung betrachten zu können, muß man sich also für jedes Auge einer Verantlinse bedienen, d. h. des Doppel-Veranten (C. Zeiß). Die Verantlinse soll ungefähr die gleiche Brennweite wie die Aufnahmeobjektive haben und ist frei von Astigmatismus und Verzeichnung für den Augendrehpunkt als Hauptstrahlkreuzungspunkt. Durch die Benutzung des Doppel-Veranten wird erreicht, daß dem Beobachter ein plastisches, perspektivisch richtiges Bild vermittelt wird. *W. Merté.*

Stereoskopische Methode von Pulfrich s. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen.

Sternbedeckung nennt man die vorübergehende Verdeckung eines Fixsterns durch den Mond. Da der Mond keine Atmosphäre besitzt, erfolgt das Verschwinden (und ebenso das Wiederauftauchen) der Sterne plötzlich und kann daher mit großer Genauigkeit beobachtet werden. Die Bedeckung von Sternen, deren Orte gut bekannt sind, bildet eine mit einfachen Beobachtungsmitteln durchführbare Kontrolle der Mondbewegung. Seltener als Bedeckungen durch den Mond sind Bedeckungen von Fixsternen durch Planeten oder deren Trabanten und gegenseitige Verdeckungen von Planeten. *W. Kruse.*

Sterngröße s. Helligkeit der Sterne.

Sternhaufen heißen im allgemeinen Sinne alle auffälligen Anhäufungen von Sternen beliebiger Größe, die sich dem Auge oder der photographischen Platte zeigen. Nicht immer läßt eine solche Häufung auf eine physikalische Zusammengehörigkeit der Sterne schließen, in vielen Fällen (offener Sternhaufen) wird der optische Eindruck durch Sterne hervorgerufen, die in der Blickrichtung durch große Entfernungen voneinander getrennt sind. Wo eine Entscheidung hierüber möglich ist, bezeichnet man als Sternhaufen nur diejenigen Gruppen, die sich durch räumliche Nachbarschaft oder gemeinsame Bewegung ihrer Mitglieder als physische Gruppen erweisen, dehnt diese Bezeichnung aber auf solche physischen (Bewegungs-) Gruppen aus, die uns am Himmel infolge ihrer Nähe nicht als Sternhaufen erscheinen.

Nach ihrer Form lassen sich drei Klassen von Sternhaufen unterscheiden: kugelförmige, offene und spiralige. Es sind nahezu 100 kugelförmige und mehr als 300 offene Haufen bekannt, die Zahl der Kugelhaufen scheint durch die Verbesserung der optischen Hilfsmittel nicht mehr wesentlich zuzunehmen; die Zahl der Spiralen wird auf viele Tausende geschätzt.

Das charakteristische Merkmal der *kugelförmigen Haufen* ist die kugelsymmetrische Anordnung der Sterne. Die Sterndichte nimmt von außen nach innen stark zu, in der Mitte ist bei den meisten Haufen auch mit den stärksten optischen Mitteln an eine Auflösung nicht zu denken. Das kreisrund oder schwach elliptisch begrenzte Gebiet, das optisch als Haufen wirkt, kann einen Durchmesser von 1' bis 30' haben (entsprechend größerer oder kleinerer Entfernung; der wirkliche Durchmesser beträgt etwa 500 Lichtjahre). Die starke Konzentration um die Mitte des Haufens ist nicht nur

ein optischer Effekt. Im Haufen Messier 3 z. B. sind in demselben Raume, den in der Umgebung der Sonne die 20 nächsten Fixsterne einnehmen, mindestens 15000 vorhanden. Die Gesamtzahl der zählbaren Sterne beträgt in diesem Haufen 20000, dieselbe Zahl beherbergt schätzungsweise der aufgelöste innere Teil des Haufens. Unseren Zählungen sind bisher nur die Sterne großer Leuchtkraft (Riesen) zugänglich, noch viel größer ist anscheinend die Zahl der schwach leuchtenden Sterne (Zwerge), die bei sehr wenigen Haufen individuell sichtbar werden, bei allen anderen sich nur als grauer Untergrund auf den Platten ankündigen.

Zwischen kugelförmigen und offenen Haufen besteht kein scharfer Gegensatz. Es gibt Kugelhaufen, die sich bis zur Mitte auszählen lassen, auch keinen unauflösbaren Untergrund zeigen, jedoch noch annähernd kreisförmig begrenzt sind. Andererseits können sich sehr zerstreute Sternhaufen, deren Mitglieder über große Flächen des Himmels verteilt sind (wie z. B. die Hyaden), nach der Erkenntnis ihrer wahren räumlichen Verhältnisse als kugelförmig erweisen. Der größere Teil der *offenen Haufen* besitzt jedoch keine Kugelsymmetrie, die Sterne sind in ihnen mehr oder weniger unregelmäßig verteilt und häufen sich nicht um die Mitte; die Gesamtzahl der Sterne beträgt nicht mehr als einige Hunderte. Viele (besonders kleinere) offene Haufen sind zufällige Häufungen der normalen Feldsterne unseres Systems, wie sich aus der Gleichheit physikalischer Merkmale (z. B. Verteilung von Farbe oder Spektrum) in ihnen und in ihrer Umgebung ergibt. Andere aber weisen sich durch solche Merkmale oder, wenn sie uns nahe genug sind, durch ihre einheitliche Bewegung als geschlossene Gruppen aus. Im Raumgebiet solcher physikalischen Gruppen können sich auch normale Feldsterne befinden, die an der Gruppenbewegung nicht beteiligt sind, ohne daß (infolge der großen Abstände innerhalb der Gruppe) gegenseitige Störungen auftreten. In dem Falle, daß wir uns selbst auf einem Feldstern innerhalb einer physischen Gruppe befinden, haben wir nicht mehr die Möglichkeit, die Gruppe als optischen Sternhaufen zu sehen, weil ihre Mitglieder über den ganzen Himmel verstreut erscheinen. Ein solcher Fall liegt für uns in der Ursa major-Gruppe vor, zu der außer 5 der helleren Sterne des großen Bären unter anderen auch Sirius gehört.

Die kugelförmigen Sternhaufen fehlen an den Polen der Milchstraße, nehmen zur Milchstraße hin an Zahl allmählich zu und sind am häufigsten in etwa 10° Abstand auf beiden Seiten der Milchstraße. Zwischen diesen beiden Kreisen (innerhalb der Milchstraße) fehlen sie aber gänzlich. Die offenen Haufen hingegen sind in diesem Streifen am häufigsten. Durch diese Anordnung erweisen sich die Sternhaufen (im besonderen auch die kugelförmigen) als zum Milchstraßensystem gehörig. Durch Vermittlung der in den Sternhaufen auftretenden veränderlichen Sterne ist man zur Kenntnis ihrer Entfernungen und Dimensionen gekommen (s. Veränderliche Sterne, δ Cephei-Typus). Der Durchmesser der Kugelhaufen beträgt übereinstimmend etwa 500 Lichtjahre, die nächsten Kugelhaufen sind 20000, die fernsten 220000 Lichtjahre von uns entfernt. Über die offenen Haufen lassen sich nur in speziellen Fällen solche Angaben machen, in diesen Fällen haben sich wesentlich kleinere Entfernungen ergeben. Die kugelförmigen Haufen

liegen in einem flachen Raume, dessen größter Durchmesser (in der Milchstraße) etwa 200000 Lichtjahre beträgt; die Sonne befindet sich am Rande dieses Gebietes (1 Lichtjahr = 10 Billionen Kilometer).

Die *Spiralnebel* sind zu den Sternhaufen zu zählen. Sie sind Gebilde von charakteristischer Struktur, die aber je nach Lage und Entfernung einen sehr verschiedenartigen Anblick bieten können. In den Fällen, wo wir senkrecht auf die Ebene einer Spirale blicken, zeigt sie einen heller leuchtenden, verwaschenen runden Kern, aus dem an zwei gegenüberliegenden Stellen die beiden ebenfalls gleichmäßig leuchtenden oder auch granulierten und mit Knoten durchsetzten Spiralarme entspringen, die sich in einer oder mehreren Windungen um den Kern herumlegen. Spiralen sind am Himmel unter allen Winkeln gegen die Blickrichtung sichtbar. In der Richtung ihrer Ebene erscheinen sie als dünne Spindeln mit hellem Knoten in der Mitte, manchmal in der Längsrichtung von einem scharfen dunklen Strich (der wohl von einer dunklen, absorbierenden Windung herrührt) durchzogen. Nach spektrographischen Messungen bei seitlich gesehenen Spiralen befinden sich die Spiralnebel in Rotation. Die Radialgeschwindigkeiten der Spiralnebel sind sehr groß. Während Sterne im allgemeinen Geschwindigkeiten unter 40, selten über 100 km/sec. haben, ergeben sich bei den Spiralnebeln Radialgeschwindigkeiten von mehreren hundert, in manchen Fällen von mehr als 1000 km/sec. Erst in allerneuester Zeit ist es gelungen, Teile einiger der größten (und wohl auch nächsten) Spiralen in einzelne Sterne aufzulösen. Da sich darunter auch veränderliche Sterne vom δ Cepheitypus gefunden haben, so ist wie bei den Kugelhaufen eine Bestimmung der Entfernung möglich geworden. Schon für den Andromeda-Nebel (den offenbar nächsten der Spiralnebel) ergibt sich eine Entfernung von 800000 Lichtjahren, so daß die Spiralnebel als selbständige Sternsysteme außerhalb des Systems unserer Milchstraße anzusehen sind.

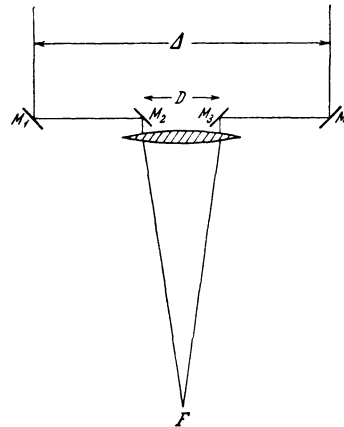
W. Kruse.

Näheres s. Newcomb-Engelmann, Populäre Astronomie.

Sterninterferometer nach Michelson dient dazu, kleine Winkelabstände am Himmel, Sterndurchmesser oder sehr enge Doppelsterndistanzen zu messen. Die Größe der Beugungsfigur im Fernrohr ergibt bekanntlich eine untere Grenze für die Trennbarkeit von Objekten. Ist das zu untersuchende Objekt in seinen Winkeldimensionen kleiner als das Zentralbild der Beugungsfigur, so kann man keine Einzelheiten mehr daran erkennen.

Blendet man das Objektiv bis auf zwei kleine, einander gegenüberliegende Öffnungen ab, so werden im Fokus durch die zwei interferierenden Strahlenbündel Interferenzstreifen erzeugt. Jedes Element einer nicht punktförmigen Lichtquelle erzeugt sein eigenes Interferenzsystem. Ein Doppeltstern AB gibt zwei Interferenzbilder. Bei geeigneter Stellung der beiden Öffnungen vor dem Objektiv fallen die hellen Streifen des Sternes A mit den dunklen Streifen des Sternes B zusammen und löschen so, wenigstens bei gleicher Helligkeit die Beugungsfigur vollständig aus. Aus der gegenseitigen Stellung der beiden Öffnungen lassen sich rechnerisch Positionswinkel und Distanz des Doppeltsterns leicht ermitteln. Bei Durchmessern ist die Rechnung etwas komplizierter. Das Meßbereich

läßt sich noch erheblich vergrößern, wenn man (s. Figur) vor dem Objektiv einen Balken mit vier Fangspiegeln anbringt, die dann zwei Licht-



Strahlengang im astronomischen Interferometer.

strahlen aus dem erheblich vergrößerten Abstand Δ zur Interferenz bringen. Mit einem derartigen Instrument von 6 m Basis wurden auf dem Mount Wilson Fixsterndurchmesser bis zu 0,027 gemessen. Ein größeres Instrument mit 15 m Basis geht seiner Vollendung entgegen. *Bottlinger.*

Sternkataloge sind Verzeichnisse von Sternen mit Angabe ihrer Koordinaten, Rektaszension und Deklination und meistens noch ihrer Größe (Helligkeit). Die Sterne sind durchweg nach Rektaszension geordnet. Man unterscheidet grundsätzlich zwei Arten von Katalogen. Die einen enthalten nur rohe Koordinaten und dienen zur Aufsuchung oder Identifizierung der Sterne. Hierher gehört die Bonner Durchmusterung von Argelander und Schönfeld, von + 90 bis - 23 Deklination, die nahezu eine halbe Million Sterne enthält und deren südliche Fortsetzung, die Cordoba-Durchmusterung und die Cape Photographic-Durchmusterung sind. (Das Wort Durchmusterung ist international geworden.) Die eigentlichen Sternkataloge enthalten genaue an Meridiankreisen gewonnene Positionen. Es gibt an 200 solcher Kataloge. Das größte derartige Unternehmen ist der Katalog der Astronomischen Gesellschaft. Der ganze Himmel wurde in Zonen von mehreren Grad Deklination Breite eingeteilt und über die Sternwarten der ganzen Erde zur Beobachtung verteilt. Er enthält alle Sterne bis zur neunten Größe. Der nördliche Teil mit etwa 140000 Positionen ist seit etwa 25 Jahren restlos vollendet, vom Südhimmel fehlt noch einiges. Eine Neubeobachtung, und zwar auf photographischem Wege ist zur Bestimmung der Eigenbewegungen in Vorbereitung.

Von diesen Katalogen, die nur das Resultat einer auf kurzen Zeitraum zusammengedrängten Beobachtungsreihe enthalten, sind die zusammenfassenden zu unterscheiden. Hier werden aus allen verfügbaren und über verschiedene Epochen verteilten Beobachtungen Normalörter und Eigenbewegungen abgeleitet. Augenblicklich ist der Preliminary General Catalogue von L. Boss, der 1910 erschien, das letzte vollendete Werk.

Endlich streben die Fundamentalkataloge, die noch weniger Sterne enthalten, die größte Genauigkeit an. Hierzu müssen auch absolute Beob-

achtungen in Rektaszension und Deklination gemacht werden, indem man durch Tagbeobachtungen die helleren Sterne an die Sonne anschließt.

Die von der preußischen Akademie herausgegebene „Geschichte des Fixsternhimmels“ bildet eine Zusammenstellung aller Katalogbeobachtungen für die einzelnen Sterne.

Sternmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Sternphotometrie s. Photometrie der Gestirne.

Sternpunkt, -spannung s. Mehrphasen-Wechselstromsysteme.

Sternpunktserdung bei Drehstromleitungen. Der Sternpunkt des Generators oder Transformators der Hochspannungsleitung wird direkt oder über einen Widerstand geerdet (s. Erdung). Dadurch wird die Spannung des Drehstromnetzes gegen Erde eindeutig festgehalten und es können keine Schwankungen beim Schalten, beim intermittierenden Erdschluß usw. in Erscheinung treten. Man kann also die Isolation geerdeter Drehstromleitungen herabsetzen, bzw. hat man bei gleicher Isolation eine erhöhte Sicherheit. Allerdings ist dabei zu beachten, daß bei geerdetem Sternpunkt jeder Erdschluß zum Kurzschluß wird und eine erhöhte Störungsgefahr für die in der Nähe der Drehstromleitung verlaufenden Fernmeldeleitungen vorhanden ist.

K. Pohlhausen.

Näheres s. R. Rüdenberg, Sternpunktserdung bei Hochspannungsanlagen, einige grundsätzliche Betrachtungen. Elektr. Ztschr. 1926, Heft 11 u. 12.

Sternschaltung s. Mehrphasen-Wechselstromsysteme.

Sternschnuppen s. Meteore.

Sternspektrographen. Der Sternspektrograph unterscheidet sich im Prinzip in nichts von den im Laboratorium verwendeten Spektrographen. Die Befestigung am Fernrohr erfordert eine stabilere Konstruktion. Um bei längeren Aufnahmen die optischen Teile des Spektrographen auf konstanter Temperatur zu halten, sind diese von einer selbstregulierenden elektrischen Heizeinrichtung umgeben. Vor dem Spalt ist ein Blenden- oder ein Prismensystem angebracht, um über und unter dem Sternspektrum ein irdisches Linienspektrum als Vergleichsspektrum auf die Platte zu bringen, damit die Wellenlängen der Linien des Sternspektrums bzw. ihre Verschiebungen infolge der Radialgeschwindigkeit des Sternes bestimmt werden können. Im Gebrauch befinden sich Ein-, Zwei- und Dreiprismenspektrographen. Der Dreiprismenspektrograph beansprucht infolge der Ablenkung des Lichtes um nahezu 180° den kleinsten Raum. Kollimator und Kamera liegen nebeneinander und können in einem Schutzgehäuse vereinigt werden. Diese Konstruktion bietet Vorteile in bezug auf Temperaturkonstanz und Stabilität. Man ist deshalb dazu übergegangen, diese Konstruktion auch dann zu verwenden, wenn nur ein oder zwei Prismen benutzt werden. Das aus dem ersten bzw. zweiten Prisma austretende Licht wird dann mittels eines Planspiegels in das Kameraobjektiv geworfen. Mit jedem Spaltspektrographen sind jedoch bedeutende Lichtverluste verbunden, da die Spaltbreite, um scharfe Linien zu erzeugen, kleiner gewählt werden muß als der Durchmesser des Beugungsscheibchens ist. Das genaue Halten des Sternes auf dem Spalt geschieht mittels eines kleinen Hilfsfernrohres, in dem das von den polierten Spaltbacken reflektierte Bild des Sternes von einer

dunklen Linie, dem Spalt, durchzogen erscheinen muß.

Der spaltlose Spektrograph kommt nur bei lichtschwachen Objekten (z. B. Gasnebeln von geringer Ausdehnung und schwachen Sternen) zur Anwendung. Das Spektrum besteht hier bei nicht punktförmigen Objekten nicht aus Linien, sondern aus einer Anzahl von Bildern des betreffenden Objektes.

Zu Untersuchungen im äußersten Ultraviolett, das die Atmosphäre noch durchläßt, bedient man sich des *Quarzspektrographen*, dessen optische Teile aus Quarz bzw. Quarz und Flußspat bestehen. Er kann nur in Verbindung mit Reflektoren angewandt werden, da die Objektive der Refraktoren für das äußerste Ultraviolett undurchsichtig sind.

Für Durchmusterungszwecke, wo man möglichst viele Sternspektren auf einmal erhalten will, versagen die oben beschriebenen Spektrographen. Man hat hierfür die sog. *Prismenkamera* konstruiert. Diese besteht aus einem photographischen Fernrohr, vor dessen Objektiv man ein Prisma von der gleichen Größe befestigt. Neuerdings verwendet man Objektivprismen, die aus zwei gegeneinander drehbaren Prismen bestehen, so daß der brechende Winkel innerhalb gewisser Grenzen beliebig geändert werden kann.

Bei allen Aufnahmen von Sternspektren ist es erforderlich, das Sternbild eine kurze Strecke längs des Spaltes bzw. parallel zur brechenden Kante zu bewegen, damit die Spektren die zur Ausmessung erforderliche Breite erhalten.

Pavel.

Sternspektrum s. Spektralklassen.

Sternströme s. Stellarstatistik.

Sternsystem s. Universum.

Sterntag s. Zeit.

Sternweite. (Astronomische Längeneinheit, auch parsec (s. d.) genannt). Ein Stern hat von der Erde die Sternweite 1, wenn der Durchmesser der Erdbahn von dem Stern gesehen, einen Winkel von einer Bogensekunde beträgt. Eine Sternweite = 206 265 Erdbahn-Halbmesser = $3\frac{1}{4}$ Lichtjahre = 31 Billionen km.

Gerlach.

Sternzeit s. Zeit.

Stethoskop nennt man das von Ärzten benutzte Instrument, das zum Abhören von Tönen und Geräuschen dient, die im Innern des menschlichen Körpers entstehen. Es besteht aus einer zylindrischen Kapsel von sehr geringer Höhe, deren Boden von einer dünnen elastischen Platte aus Hartgummi oder dgl. gebildet wird, während die Gegenseite durch eine feste Wand verschlossen ist, die nur eine kleine Öffnung zum Einführen des Hörschlauches besitzt. Der Abstand der elastischen Platte von der gegenüberliegenden festen Wand muß sehr gering sein, damit schon kleine Bewegungen der Platte verhältnismäßig große Druckänderungen im Innern der Kapsel erzeugen. Beim Gebrauch wird die elastische Platte unter mäßigem Druck an die abzuhörende Körperstelle angelegt.

Das Instrument ist in seinem Bau in erster Linie darauf eingerichtet, den Körperschall möglichst günstig aufzunehmen, indem eine verhältnismäßig große elastische Platte unter geeignetem Druck unmittelbar (oder durch Vermittlung eines Hartgummistabes) auf den Körper aufgelegt wird. In zweiter Linie soll es durch die Form der Luftkammer die aufgenommenen Schwingungen dem Ohre als möglichst starke Druckschwankungen zu-

führen. Bei richtiger Handhabung und großer Übung im Hören (wegen der Änderung der „natürlichen“ Klangfarbe) kann das Stethoskop dem bloßen Ohr, das an die betreffende Körperstelle angelegt wird, auch in rein akustischer Beziehung überlegen sein. Neuerdings sind (mit elektroakustischen Apparaten und Methoden) namentlich von F. Trendelenburg Versuche in Angriff genommen worden, durch die das Abhören der Geräusche des menschlichen Körpers grundsätzlich auf ein höheres Niveau gehoben werden soll.

E. Waetzmann.

Steuerspannung. Eine bei Elektronenröhren aus den verschiedenen Spannungen sich ergebende Rechengröße, die für die Stärke des Emissionsstromes I_e gemäß dem Langmuirschen Gesetz:

$$I_e = K E_{st}^{3/2}$$

maßgebend ist. Denkt man sich eine Elektronenröhre mit ein oder mehreren Gittern und einer Anode ersetzt durch eine Röhre mit nur einer Anode, die an Stelle des ersten Gitters (von der Kathode aus gerechnet) liegt, so ist die Spannung, welche man zwischen Anode und Kathode der Ersatzröhre legen muß, um den gleichen Emissionsstrom zu erhalten, gleich der Steuerspannung. Bei einer Dreielektrodenröhre mit der Gitterspannung E_g , der Anodenspannung E_a und dem Durchgriff D ist z. B. die Steuerspannung:

$$E_{st} = E_g + DE_a.$$

Bei Doppelgitterröhren ist analog, wenn E_{g1} , E_{g2} und E_a die Spannungen der beiden Gitter und der Anode sind, und D_2 den Durchgriff der Anode durch das zweite Gitter, D_1 den Durchgriff des zweiten durch das erste Gitter bedeuten:

$$E_{st} = E_{g1} + D_1 E_{g2} + D_1 D_2 E_a.$$

E. Alberti.

Näheres s. Barkhausen, Elektronenröhren Bd. 1.

Steuerung des Flugzeugs. Ein Flugzeug muß durch die Steuerung um drei Achsen gedreht werden. Die Steuerung nach oben und nach der Seite geschieht in der Regel mit Hilfe von kleinen Tragflügeln, welche in großer Entfernung vom Schwerpunkt angebracht sind und durch Bewegung der Steuerhebel in ihrer Stellung zur Flugrichtung verändert werden können. Die Steuerung um die ungefähr in der Flugrichtung liegende Rumpfachse des Flugzeugs, die sog. Quersteuerung, wird dadurch bewerkstelligt, daß man dem einen Flügel durch Verwindung oder durch Ausschlagen von Klappen (sog. Querrudern) höhere Auftriebskräfte gibt wie dem anderen Flügel. Solche Quersteuerung muß mit der Seitensteuerung stets Hand in Hand gehen, damit das Flugzeug sich richtig in eine Kurve hineinlegt und nicht nur nach der Seite abrutscht.

L. Hopf.

Stia-Zähler s. Elektrizitätszähler; Voltmeter, Quecksilbervoltmeter.

Stickstoff s. Aktiver Stickstoff.

Stickstoffthermometer s. Temperaturskalen.

Stiel (beim Flugzeug). Stiele sind die Versteifungsstreben zwischen den Flügeln eines Doppeldeckers. Sie sind mit Rücksicht auf den Widerstand profilförmig ausgebildet.

L. Hopf.

Stillmaschine s. Verbrennungskraftmaschine.

Stimmbänder s. Stimmorgan.

Stimmgabel dient als Normalinstrument für Tonhöhen. Die theoretische Untersuchung ihrer Schwingungen (s. auch Stabschwingungen) ist sehr schwierig. In erster Annäherung kann jede Zinke

als ein fest-freier Stab angesehen werden. Jedoch sind in Wirklichkeit infolge der Biegung, der Belastung durch den Stiel usw. die Verhältnisse äußerst verwickelt.

Die Hauptschwingung pflegt in der Weise zu erfolgen, daß sich an den Enden der beiden Zinken in der Nähe des Stieles je ein Knoten ausbildet; Asymmetrien der Gestalt, Massenverteilung usw. lassen aber den einen der beiden Knoten leicht verschwinden und auch im Stiel (zu seinen Schwingungen in der Längsrichtung) Transversalschwingungen entstehen. Die relativen Schwingungszahlen (Grundschiwingung gleich Eins gesetzt) wichtigerer Partialtöne sind etwa 1—6,2—12,2—18,3—23,5—35—58. Jedoch sind das sehr rohe Angaben, die oft nicht einmal der Größenordnung nach zutreffen. Auch die Art und der Ort des Anschlagens machen sehr viel aus.

Ferner können infolge analoger Ursachen, wie sie Helmholtz für die Entstehung der Kombinationstöne (s. d.) annimmt, in der von der Stimmgabel erregten Luftmasse auch die harmonischen Obertöne des Gabeltones entstehen (s. Asymmetrietöne).

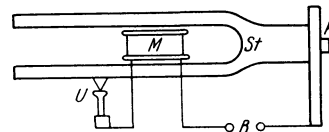
Da die beiden Zinken gegeneinander schwingen, können sich die von ihnen erzeugten Wellen an bestimmten Stellen des Raumes durch Interferenz (s. d.) vernichten. Entsprechend verschwindet der Ton einer vor das Ohr gehaltenen Gabel bei einer ganzen Umdrehung um ihre Längsachse viermal.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. A. Kielhauser, Die Stimmgabel. Leipzig 1907.

Stimmgabelunterbrecher. Zur Erzeugung dauernder, gleichmäßiger Töne dient der Stimmgabelunterbrecher, der namentlich von Helmholtz und W. Koenig ausgebildet wurde. Die Wirkungsweise des Apparates, der aus einer Stimmgabel besteht, die durch einen Elektromagneten in ihrer Eigenschwingung erregt wird, geht aus der Figur hervor.

Der von einer Gleichstromquelle B gespeiste Elektromagnet M befindet sich zwischen den Zinken



Stimmgabelunterbrecher.

der Stimmgabel St . Ist der Kontakt an der Unterbrecherstelle U geschlossen, so fließt der Strom z. B. von K über die leitende Stimmgabel und den Kontakt U zur Batterie zurück und die Zinken werden durch die elektromagnetische Wirkung gegeneinander bewegt. Dadurch wird der Kontakt U geöffnet, so daß die Zinken zurückschwingen. In dieser Weise wird die Gabel zur Schwingung gebracht. Ihre Frequenz kann durch kleine Laufgewichte fein verstellt werden.

Der heute viel benutzte Saitenunterbrecher beruht auf demselben Prinzip.

R. Jaeger.

Stimmlippen s. Stimmorgan.

Stimmorgan. Das Organ der Klangbildung beim Sprechen und Singen ist der Kehlkopf, der das obere Ende der Luftröhre bildet. Seine knorpeligen Grundbestandteile (Fig. 1) sind der Ringknorpel R oder Grundknorpel, der etwa die Gestalt eines

Siegelringes hat, dessen Platte nach hinten liegt, die beiden Gießbeckenknorpel G (Pyramidenknorpelchen) oder auch nach ihrer Funktion Stellknorpel genannt und der Schildknorpel oder Spannknochen S. Von den Gießbeckenknorpeln sitzt je einer rechts und links in je einer Gelenkfläche auf der hinteren Seite des Ringknorpels auf, während der Schildknorpel ebenfalls rechts und links an der Platte des Ringknorpels ansetzend, sich nach vorn herumzieht und als ein nach vorn gewölbter Schild beim männlichen Geschlechte in Gestalt des „Adamsapfels“ hervortritt. Die Knorpel können mit Hilfe von Muskeln und Bändern in mannigfaltiger Weise bewegt werden. Zu den Knorpeln, Muskeln und Bändern kommt noch eine große Masse von Weichteilen; die Innenfläche des Kehlkopfes ist tapetenartig mit Schleimhaut überzogen. Die zylindrische Luftröhre wird nach oben hin immer enger, bis zuletzt nur ein von vorn nach hinten gerichteter Spalt, die Stimmritze, übrig bleibt. Ihre Ränder werden von den Stimmbändern gebildet, die etwa die Form dreikantiger Balken haben, die mit einer Fläche an der Seitenwand befestigt sind, und treffender Stimmlippen genannt werden. In ihre Substanz ist ein Muskel eingebettet, durch dessen Kontraktionen Form und Elastizität der Stimmlippen geändert werden. Bei Erschlaffung des Muskels sind die Stimmlippen dünn, während bei Kontraktion eine kräftige Rundung eintritt. Hinten sind die

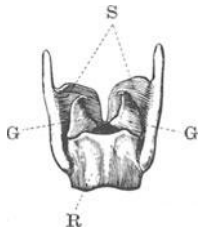


Fig. 1. Knorpelgerüst d. Kehlkopfes von hinten gesehen.

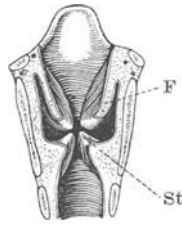


Fig. 2. Frontalschnitt des Kehlkopfes.

beiden Stimmlippen an je einem der beiden Gießbeckenknorpel angewachsen, während sie vorn an der Innenfläche des Schildknorpels zusammenstoßen. Wird dieser bei feststehenden Gießbeckenknorpeln um seine von rechts nach links gehende Drehachse nach vorn heruntergebogen, so werden dadurch die Stimmlippen stärker gespannt, und erst recht, wenn gleichzeitig die Gießbeckenknorpel nach hinten geneigt werden. Werden diese zusammengeschoben, so wird dadurch die Stimmritze geschlossen, was beim Einblasen der Stimmlippen geschehen soll (guter „Einsatz“). Über den (wahren) Stimmbändern St befindet sich eine sackartige Tasche, die nach oben hin durch den Schleimhautrand der sog. falschen Stimmbänder F begrenzt wird (Fig. 2). Sie sind weiter nichts als Schleimhautfalten, die zum Anfeuchten der klangbildenden (wahren) Stimmbänder dienen. Oberhalb der Stelle, an der die Stimmlippen mit ihren vorderen Enden an dem Schildknorpel zusammenstoßen, setzt der Stiel des löffelartig gestalteten Kehlkopfknorpels an, der bei Schluckbewegungen den oberen Eingang des Kehlkopfes abschließt.

Der Kehlkopf bzw. die Stimmlippen werden angeblasen durch den von der Lunge gelieferten

Luftstrom. Das Ein- und Ausatmen geschieht durch Vergrößerung und Verkleinerung des Brusthohlraumes, und zwar in erster Linie durch das Zwerchfell (Zwerchfell- oder Bauchatmung) und durch die Rippenbewegung (Rippen-, Flanken- oder Brustatmung). Gewöhnlich werden Brust- und Bauchatmung gleichzeitig benutzt. Die sog. Schlüsselbein- oder Schulteratmung besteht darin, daß beim Einatmen Schultern und Schulterblätter in die Höhe gezogen, beim Ausatmen wieder gesenkt werden.

Geräuschloses Ein- und Ausatmen geschieht bei weit geöffneter Stimmritze; beim Hauchen und Flüstern ist sie verengt. Strömt, wie beim Hauchlaut H, die Luft durch eine von vornherein etwas geöffnete Stimmritze, so ist der Einsatz unbestimmt. Bei bestimmtem Einsatz (scharfer Intonierung) hat die Klangbildung bei geschlossener Stimmritze zu beginnen. Also soll der Sänger und Redner nach jedem Einatmen, bevor er mit der Klangbildung beginnt, den Atem einen kurzen Moment anhalten. Unter welchen Bedingungen die eine oder andere Atmungsart zu betonen ist, das gehört zu den schwierigen Fragen der Gesangs- und Redetechnik und ist schwer in feste Regeln zu fassen.

Zu dem Atmungsapparat und dem eigentlichen klangbildenden Teil des Stimmorganes, dem Kehlkopf mit den Stimmlippen, treten als dritter Teil des Stimmorganes die Mund-, Rachen- und Nasenhöhle als Resonanzräume hinzu. Sie entsprechen dem Ansatzrohr der Zungenpfeifen. So ist das gesamte Stimmorgan einer Zungenpfeife vergleichbar (s. Zungen und Zungeninstrumente). Die Stimmlippen werden als membranöse Zungen von dem aus der Lunge kommenden Luftstrom angeblasen, und aus der Fülle der von den Stimmlippen gebildeten Partialtöne werden einige durch die angeschlossenen Resonanzräume mehr oder weniger verstärkt. Jeder der bei der Klanggebung mitwirkenden Teile kann innerhalb weiter Grenzen variiert werden, so daß eine große Mannigfaltigkeit in Stärke, Höhe und Farbe erzielt werden kann.

Falscher Gebrauch der Resonanzhöhlen bringt einen unschönen Klang hervor, der entsprechend als näselt, gaumig usw. bezeichnet wird. Kleinere Mundöffnung ergibt unter sonst gleichen Bedingungen tiefere Eigentöne des Mundhohlraumes als größere Öffnung (s. Luftresonatoren). Noch tiefere Eigentöne entstehen bei völlig geschlossenem Munde, wobei der Luftstrom durch die Nasenlöcher entweicht. Weichere Innenwände dämpfen hohe Eigentöne stärker ab als härtere. Also wird der Klang obertonhaltiger und damit heller, wenn die Weichteile nach Möglichkeit von der Mitwirkung ausgeschlossen oder straffer gespannt werden (s. Vokale).

Die menschliche Stimme hat durchschnittlich einen Umfang von rund zwei Oktaven. Singt ein ungeübter Sänger mit dem tiefsten Tone beginnend die Tonleiter bis zu den höchsten erreichbaren Tönen hinauf, so hört man, daß zunächst für einen gewissen Bereich des Intervalles der Charakter des Stimmklanges ungefähr der gleiche ist, daß aber dann an einer bestimmten Stelle der Skala eine Änderung erfolgt und der Stimmklang nun ein anderer geworden ist. Die Stimme ist in ein anderes Register übergegangen. Es gehört mit zu der Kunst des Singens, den Übergang von einem in das andere Register unmerklich zu machen

und nach Möglichkeit einen Ausgleich des Klanges über den ganzen Stimmumfang hin zu erzielen. Man unterscheidet hauptsächlich Brustregister (Brusttöne) und Falsettregister (Falsett-, Kopftöne).

Bei den tiefsten Tönen sind die Stimmklappen in ihrer ganzen Länge ein wenig voneinander entfernt, sind verhältnismäßig wenig gespannt und schwingen in ihrer ganzen Länge und Breite. Mit wachsender Tonhöhe werden sie stärker gespannt und näher zusammengestellt; außerdem wächst die Stärke des Anblasestromes. Soll die gleiche Note einmal leise und einmal laut gesungen werden, so muß entsprechend der Erhöhung der Schwingungszahl der Stimmklappen durch die Verstärkung des Anblasestromes ihre Spannung verringert werden. Beim Übergang zur Kopfstimme schließt sich das hintere Ende der Stimmritze so fest, daß nur noch der vordere Teil schwingen kann. Der ganze Kehlkopf steigt beim Singen mit wachsender Tonhöhe immer mehr nach aufwärts, wodurch die Resonanzräume wesentlich geändert werden.

Der durchschnittliche Umfang der menschlichen Singstimme, wie er etwa im Chorgesang benützt wird, beträgt für Baß F bis e_1 , für Tenor c bis a_1 , für Alt f bis e_2 und für Sopran c_1 bis a_2 . Siehe auch Flüstersprache, Konsonanten und Vokale.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. Gutzmann, Physiologie der Stimme und Sprache. Braunschweig 1929.

Stimmplatten. Von Melde konstruierte Stahlplatten von wenigen Zentimetern Länge und von verhältnismäßig großer Dicke, die sehr hohe Eigentöne besitzen sollen, wie sie mit Stimmgabeln schwer erreichbar sind. Ihre praktische Bedeutung ist gering.

E. Waetzmann.

Stimmumfang s. Stimmorgan.

Stimmung, musikalische s. Tonleiter.

Stirlingsche Formel ist eine Näherungsformel für die Berechnung der Fakultäten, d. h. der Produkte $n! = n(n-1)(n-2) \dots 2 \cdot 1$. Sie lautet

$$n! = n^n e^{-n} \sqrt{2\pi n}.$$

Schon von $n = 10$ ab sinkt der Fehler gegen den wahren Wert auf 0,8% und wird dann immer kleiner. Die Formel wird in der Kombinatorik und Wahrscheinlichkeitsrechnung viel benutzt.

Reichenbach.

Stirnkühler wird jeder Kühler im Flugzeug genannt, der vom Flugwind entgegen der Flugrichtung durchströmt wird. Ein Stirnkühler hat ziemlich großen schädlichen Widerstand; denn nur bei starker Durchspülung mit Luft führt er die genügende Wärme an die Luft ab. Er kann entweder vor dem Motor im Rumpf (Rumpfkühler) oder außerhalb desselben, z. B. unter oder über den Flügeln oder zwischen den Traggestellstreben angeordnet sein. Je nach der Anordnung beeinflusst der Kühler auch den Auftrieb der Flügel.

L. Hopf.

Stocksches Thermometer. Als Stocksches (oder Tensions- oder Spannungs-) Thermometer bezeichnet man ein von Stock und Nielsen angegebene Instrument, das zur Messung tiefer Temperaturen vielfach mit Vorteil verwendbar ist. Das Prinzip des Thermometers besteht darin, daß der Sättigungs-Dampfdruck flüssigen Sauerstoffs, der sich in der Nähe seines normalen Siedepunktes um mehr als 60 mm/Grad ändert, an einem Quecksilbermanometer beobachtet wird (vgl. das über das Gasthermometer im Artikel Temperaturskalen Ge-

sagte). Die Skale des Manometers ist nicht in Millimeter Quecksilber, sondern in Grade (—183 bis —200°) eingeteilt, die der wahren Temperatur entsprechen, wenn der Quecksilbermeniskus im offenen Schenkel des Manometers durch eine einfache Vorrichtung jedesmal auf eine dem wechselnden Barometerstande entsprechende Höhe eingestellt wird. — Statt mit Sauerstoff kann man das Stocksche Thermometer mit anderen Gasen oder Flüssigkeiten füllen, die einen höheren oder niedrigeren Dampfdruck haben als Sauerstoff; man erhält dann andere Meßbereiche.

Scheel.

Näheres s. Stock und Nielsen, Chemische Berichte 39, 2066—2069, 1906. Henning u. Stock, Ztschr. f. Phys. 4, 226, 1921.

Stöchiometrie ist die Lehre von den Gewichtsverhältnissen, in denen sich die chemischen Elemente miteinander verbinden. Das Grundgesetz der Stöchiometrie sagt aus, daß dies nur in bestimmten Verhältnissen und in ganzzahligen Vielfachen davon geschehen kann. Die Entdeckung dieses Gesetzes gab den Anlaß zur Entstehung der modernen chemischen Atomtheorie Daltons (1805). Nach dieser Auffassung müssen die chemisch äquivalenten Mengen der Elemente in demselben oder in einem durch einen einfachen Faktor veränderten Verhältnis wie die Gewichte der Atome stehen. Demgemäß laufen auch die meisten praktisch ausgeführten Atomgewichtsbestimmungen auf die Bestimmung des Äquivalentgewichtes des Elementes in einer bestimmten Verbindung hinaus.

Die gesamte chemische Gewichts- und Maßanalyse setzt die strenge Gültigkeit des stöchiometrischen Grundgesetzes sowie des Prinzips von der Erhaltung der Masse voraus. Grundsätzlich kommt allerdings auf Grund der Entdeckung Atons, daß die Mehrzahl der Elemente Gemische von Isotopen sind, den stöchiometrischen Verhältnissen nur die Bedeutung eines konstanten Mittelwertes zu. Es sind eben die natürlichen Elemente auf der Erde und anscheinend sogar auch im Kosmos immer aus Isotopengemischen im gleichen konstanten Verhältnis zusammengesetzt, so daß das in den stöchiometrischen Beziehungen zum Ausdruck gelangende Atomgewicht als ein konstanter Mittelwert der wahren Atomgewichte der Isotopen erscheint. Experimentell ist bisher nur ein einziger, jedoch für die analytische Praxis unwichtiger Fall bekannt, in dem das stöchiometrische Grundgesetz an natürlich vorkommendem Material durchbrochen ist: in Bleisalzen tritt ein innerhalb enger Grenzen sich stetig verändernder Bleigehalt auf, wenn diese Salze aus mehr oder weniger reinen Uran oder Thormineralien gewonnen sind, was in dem verschiedenen Atomgewicht des aus Thorium oder aus Uran durch radioaktiven Zerfall entstandenen Bleies seinen Grund hat, so daß ein Gemisch von Thor- und Uranblei ein stetig wechselndes mittleres Atomgewicht zeigen kann. Bei Verbindungen von künstlich voneinander getrennten Isotopen liegt immer eine Abweichung gegen das stöchiometrische Grundgesetz vor.

Günther.

Stöpsel. Stöpsel dienen zum Ein- und Ausschalten von Widerstands-, Kapazitäts- oder Induktivitätssätzen, zum Kurzschließen von Meßinstrumenten usw. (vgl. Stöpselrheostat). Da es sich in den meisten Fällen, in denen Stöpsel verwendet werden, um Anordnungen für Meßzwecke handelt, muß der Kontakt zwischen Stöpsel und

Passung möglichst innig sein. Stöpsel sind nur am isolierten Griff anzufassen. Der Konus muß gegen Verletzungen möglichst geschont, vor allem auch vor Quecksilber geschützt werden. Zur Reinigung werden Stöpsel mit einem petroleumgetränkten Leinwandläppchen abgerieben. Schmiergelpapier ist zu vermeiden. Das Einsetzen der Stöpsel geschieht mit leichter Drehung. Wird ein Apparat mit Stöpseln nicht mehr benutzt, so sind die Stöpsel zu lockern. Bei richtiger Behandlung bleibt der Widerstand eines Stöpsels unter $\frac{1}{10000}$ bis $\frac{1}{20000}$ Ohm. *R. Jaeger.*

Stöpselrheostat. Widerstandssatz, der meist nach Art der Gewichtssätze gestaffelt ist. Die Enden zweier benachbarter Widerstände sind je zu einem Kontaktklotz aus Messing geführt, das sich auf dem Hartgummideckel des die Widerstände umschließenden Kastens befindet. Je zwei benachbarte Metallklötze können durch einen Stöpsel kurz geschlossen werden, wodurch der zwischen ihnen befindliche Widerstand überbrückt und daher ausgeschaltet wird. Die Metallklötze sind vielfach noch mit Stöpsellöchern versehen, in die besondere „Abzweigstöpsel“ eingesteckt werden können, um von den Widerständen des Rheostaten zu anderen Stromkreisen abzweigen zu können. Die Stöpselverbindungen dürfen nur einen sehr kleinen Widerstand haben, der aber unter Umständen bei genaueren Messungen berücksichtigt werden muß. Die Stöpsel und Stöpsellöcher müssen daher stets metallisch blank gehalten werden; zweckmäßig ist ein öfteres Abreiben derselben mittels eines mit Petroleum befeuchteten Lappens.

Bei den sog. „Dekadenwiderständen“ sind zehn gleich große Widerstände in der oben angegebenen Weise hintereinander verbunden (s. auch Kurbelrheostat). *W. Jaeger.*

Störungen, atmosphärische. Man versteht darunter die zahlreichen, unregelmäßigen Geräusche, die beim drahtlosen Verkehr im Fernhörer auftreten und den Empfang von Zeichen, Musik und Sprache stören. Sie hören sich an, wie ein Brodeln, Zischen oder Knacken. Besonders häufig und stark sind sie in den Tropen und in unseren Breiten im Sommer, hauptsächlich in der Nähe von Gebirgen. Neben der Abhängigkeit von der Jahreszeit besteht auch eine Abhängigkeit von der Tageszeit, am geringsten sind die Störungen in den frühen Morgenstunden, am stärksten kurz vor Sonnenuntergang. Mit abnehmender Wellenlänge des Empfangssystems nehmen auch die Störungen beträchtlich ab. Ihre Entstehung verdanken sie plötzlichen Zustandsänderungen des elektrischen Feldes der Atmosphäre oder des magnetischen Feldes der Erde. Auf welche näheren Ursachen diese zurückzuführen sind, hat sich nur in wenigen Fällen feststellen lassen. Sicher ist das Auftreten von Störungen bei nahen Gewittern, wahrscheinlich auch bei fernen Gewittern, besonders in tropischen Gegenden. Durch eingehende, gleichzeitige, graphische Aufnahmen an verschiedenen Stellen der Erde (Strelitz, Gräfelfing bei München und Riverhead auf Long Island) hat man festgestellt, daß ein sehr großer Teil der Störungen Entfernungen bis zu 6400 km überbrücken, vielleicht sogar die ganze Erde.

Den atmosphärischen Störungen ähnlich sind auch die Störungen durch statische Aufladungen der Antenne bei Niederschlägen elektrisch geladener Teilchen, z. B. Regen, Hagel und Schnee. Ein

wirksames Mittel zur Befreiung von den atmosphärischen Störungen hat man bisher noch nicht gefunden.

E. Alberti.

Näheres s. Bäumlcr, Jahrbuch der drahtl. Telegr. 19, 102, 1922; 20, 456, 1922; 22, 2, 1923.

Störungen, magnetische. 1. Unter „örtlichen“ magnetischen Störungen versteht man die Unterschiede der magnetischen Elemente auf der Erde gegen ein irgend wie bestimmtes normales Feld. Man unterscheidet weiterstreckte, sog. „regionale“ Störungen und enger umschriebene „lokale“. Beide haben ihren Sitz in der Erdrinde, erstere in tieferen unbekanntem Schichten, letztere in höheren geologisch bekannten (s. Erdmagnetismus, Gesteinsmagnetismus, Gebirgsmagnetismus und Anomalie des Erdm.).

2. Beträchtliche Abweichungen im Verlauf der zeitlichen Variationen. Sie werden verursacht von dem Zusammenspiel der elektrischen Strahlung der Sonne (s. d.) und dem erdmagnetischen Feld. Von den normalen Variationen (s. Variationen des Erdm.) unterscheiden sie sich durch die Schnelligkeit, Größe und Aktivität (s. d.) des Vorgangs. Veranlaßt werden sie durch besondere Tätigkeitsherde auf der Sonne (nur ausnahmsweise läßt sich der Sonnenherd nicht feststellen). Es gibt Störungen, welche einem Sonnenherd zukommen, der in den oberen Schichten der Sonne sich befindet (27tägige Wiederholung) und solche, welche einem bestimmten Tätigkeitsgebiet in den tieferen (festen?) Lagen der Sonne entsprechen, der seit der Entdeckung dieser 30tägigen Periode seinen Ort auf der Sonne nicht geändert hat; doch fällt nicht auf jeden Vorübergang dieses Punktes eine Störung.

Viele Störungen beginnen mit einem plötzlichen Ausbruch, namentlich die zu dem 30tägigen Zyklus gehörenden. Auf eine kurz dauernde Abnahme der Intensität folgt dann ein rascher Anstieg, der dann langsam abklingt; doch können sich neue Ausbrüche und neue Schwankungen wiederholen. Schließlich tritt langsam Ruhe ein. Meist ist dann die Horizontalintensität schwächer wie vor der Störung, die vertikale stärker. Man nennt das die „Nachstörung“ (s. d.).

Der Störungsausbruch tritt ein, wenn der vom Sonnenherd ausgehende Elektronenschwarm das magnetische Feld der Erde erreicht und betrifft dann die ganze Erde. Bewegen sich die Korpuskeln der Hauptsache nach innerhalb des magnetischen Äquators (s. d.), so verstärken und schwächen sie den Ringstrom (s. d.), wir nennen die Störung dann eine „äquatorielle“. Wandern sie wesentlich längs der Kraftlinien in der Zone der Polarlichter ein, so entstehen die „polaren“ Störungen. Letztere sind meist mit Polarlichtern (s. d.) verbunden. In unseren Breiten überschreiten die großen Störungen meist 1000 γ . Sie sind immer auch von Störungen der Erdströme begleitet. Eine etwa 2 Tage dauernde Störung entspricht einem Energieaufwand von 10^{24} Erg, der wie bei den täglichen Variationen (s. d.) aus der Energie der Erddrehung und der Schwingungen der von der Elektronenstrahlung betroffenen hohen Luftschichten entnommen wird. *Nippoldt.*

Näheres s. Angenheister, Handb. d. Phys., Kap. 5, Berlin 1926 und Bartels, Lehrb. d. Geophysik Abschn. X. Berlin 1926.

Störungsfreiheit. Die Eigenschaft eines Empfängers für drahtlose Telegraphie, eine bestimmte, einstellbare Welle zu empfangen, ohne durch ihr benachbarte Sendewellen gestört zu werden. Der

Abstand zwischen der Empfangswelle und der nächst liegenden Welle, die gerade noch nicht störend in die Erscheinung tritt, ist ein Maß für die Güte des Empfangssystems (s. auch Abstimm-schärfe).

A. Esau.

Störungsquantelung s. Quantenbedingungen.

Störungstheorie. Wenn man es mit n Körpern zu tun hat, die sich gegenseitig nach dem Newtonschen Gesetz anziehen, so ist ihre Bewegung für alle folgenden Zeiten eindeutig bestimmt, wenn ihre Anfangslagen und Anfangsgeschwindigkeiten gegeben sind. Da nämlich die Beschleunigungen der Körper durch das Newtonsche Gesetz bei bekannter Lage und Geschwindigkeit der Körper gleichfalls bekannt sind, kann Richtung und Größe ihrer Geschwindigkeiten auch für ein folgendes Zeitelement unmittelbar konstruiert werden, und durch eine unendliche Folge solcher Elementarkonstruktionen ergeben sich die Bahnen der Körper. So einfach sich also die Aufgabe der Ermittlung der Bahnen der Körper im Prinzip gestaltet, so schwierig ist es, ein praktisch brauchbares Berechnungsverfahren, ein analytischen Ausdruck für die Bahn der Körper anzugeben, der gestattet, das Resultat dieser gedachten Elementarkonstruktionen mit einemmal zu übersehen, d. h. die Bewegungsgleichungen zu integrieren. In dieser Allgemeinheit ist das Problem ungelöst.

In dem Falle, daß nur 2 Körper vorhanden sind, gelingt die Integration der Bewegungsgleichungen jedoch leicht und ist schon von Newton selbst ausgeführt worden. Das Resultat ist bekanntlich, daß die beiden Körper Kegelschnitte beschreiben, deren einer Brennpunkt mit dem Schwerpunkt der beiden Körper zusammenfällt, und deren Radiusvektoren (Verbindungslinien der Körper mit ihrem Schwerpunkt) in gleichen Zeiten gleiche Flächengrößen überstreichen (1. und 2. Keplersches Gesetz). Sind die Kegelschnitte speziell Ellipsen, so ist ferner die Umlaufzeit mit der großen Halbachse der Ellipse durch das 3. Keplersche Gesetz verknüpft, welches besagt, daß der Quotient aus der 3. Potenz dieser Halbachse und der 2. Potenz der Umlaufzeit von den Anfangsbedingungen unabhängig ist und nur von den Massen der Körper abhängt. Eine solche Keplerellipse und die Bewegung eines Körpers auf ihr ist durch 6 unabhängige Größen bestimmt, welche Bahnelemente genannt werden. Große Halbachse a und Exzentrizität ε bestimmen die Gestalt der Keplerellipse. Ferner nennt man die Schnittlinie der Ebene der Keplerellipse mit einer raumfesten Bezugsebene die Knotenlinie, den Durchstoßpunkt der Ellipse selbst auf dieser Ebene den Knoten. Die Lage der Bahnebene ist dann bestimmt durch ihre Neigung i gegen die Bezugsebene und durch den Winkel Ω , den die Knotenlinie mit einer festen Geraden in der Bezugsebene einschließt; dieser Winkel wird die Knotenlänge genannt. Die Lage der Ellipse in ihrer Bahnebene wird weiterhin bestimmt durch die Lage des Perihels, das ist desjenigen Bahnpunktes, der dem Schwerpunkt am nächsten liegt. Die Lage des Perihels ist charakterisiert durch den Winkel, den der Radiusvektor im Perihel mit der Knotenlinie einschließt. Als fünftes Bahnelement wird aber nach dem Brauch der Astronomen nicht dieser Winkel selbst, sondern die Summe dieses Winkels und der Knotenlänge eingeführt. Diese Summe wird die Länge des Perihels genannt und mit ω bezeichnet. Hierdurch

ist die Gestalt und Lage der Bahn vollständig bestimmt. Für die Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Bewegung ist aber noch ein 6. Bahnelement nötig und dieses ist gegeben durch den Zeitpunkt, in dem der Planet einmal das Perihel passiert hat, die sog. mittlere Länge der Epoche τ . Wir haben also die 6 Bahnelemente

$a, \varepsilon, i, \Omega, \omega, \tau$.

Diese hängen eindeutig ab von den Anfangslagen und -geschwindigkeiten, die ja auch durch Angabe von 6 Größen (3 Ortkoordinaten und 3 Geschwindigkeitskomponenten) vollständig beschrieben werden. Und umgekehrt sind auch Anfangslagen und -geschwindigkeiten (d. h. die Werte dieser Größen im Zeitpunkt $t = 0$) aus den 6 Bahnelementen eindeutig berechenbar.

In der Astronomie hat man es nun vielfach mit Systemen zu tun, wo die Masse eines Körpers, wie z. B. im Planetensystem die Masse der Sonne, die der anderen Körper des Systems weit überwiegt, oder auch mit der Einwirkung eines Körpers auf ein System, dessen Entfernung groß ist gegenüber den Dimensionen des Systems, wie z. B. bei der Einwirkung der Sonne auf die Satellitensysteme der Planeten und speziell auf die Bewegung des Erdmondes relativ zur Erde. In diesen Fällen sind die Kräfte des Zentralkörpers groß gegenüber den Kräften, welche die anderen Körper untereinander ausüben, resp. gegenüber den Kräften des entfernten störenden Körpers, welche die Relativbewegung der Körper des Systems angreifen. Man kann hier die Bewegung durch die Lösung des Zweikörperproblems (Keplerellipse) noch gut approximieren und die letzteren Kräfte als „störende Kräfte“ auffassen. Die Abweichungen der Bahnen von denjenigen des Zweikörperproblems, welche diese störenden Kräfte hervorrufen, zu berechnen, dies ist nun die Aufgabe der sog. Störungstheorie.

Diese Aufgabe kann in zweierlei Weise angegriffen werden. Erstens kann man fragen nach den Abweichungen der Ortskoordinaten der Körper von denjenigen Werten, die angenommen würden, wenn bei denselben Anfangsbedingungen der Bewegung nur die Kräfte des Zentralkörpers wirksam wären (Methode der Variation der Koordinaten). Man kann aber auch die Bewegung auf eine andere Weise beschreiben: man denke sich in einem bestimmten Augenblick die Störungskräfte verschwinden. Dann würden die Massen des Systems mit den momentanen Lagen und Geschwindigkeiten als Anfangswerten in Keplerellipsen weiterlaufen. So kann man einer ganz beliebigen Bewegung der Körper in jedem Augenblick eine bestimmte Keplerbewegung zuordnen. Diese heißt die oskulierende Bewegung — oskulierend, weil sie mit der wirklichen Bewegung in dem betreffenden Augenblick nicht nur die Lagen, sondern auch die Geschwindigkeiten gemeinsam hat — und ihre Bahnelemente die oskulierenden Bahnelemente. Sind für jeden Zeitpunkt diese Bahnelemente bekannt, so ist die Bewegung der Körper vollständig beschrieben. Man kann also die Aufgabe der Störungstheorie auch dahin formulieren, die so definierten Bahnelemente als Funktion der Zeit zu ermitteln (Methode der Variation der Elemente). Es ist klar, daß sich bei kleinen störenden Kräften diese Bahnelemente in Zeiten der Größenordnung eines Umlaufs der gestörten Körper nur wenig verändern werden, und daß diese Bahnelemente deshalb

in diesem Fall eine unmittelbare anschauliche Bedeutung haben. Auch ist es leicht, die Änderungsgeschwindigkeiten (ersten Differentialquotienten nach der Zeit) der Bahnelemente anzugeben, die bestimmte störende Kräfte hervorbringen.

Wir können nun den Sinn der Methode der Störungstheorie in folgender Weise charakterisieren. Die störenden Kräfte hängen sowohl von den unbekanntem Bahnelementen wie von der Zeit ab. Man kann jedoch in erster Näherung in den Ausdrücken der störenden Kräfte für die Bahnelemente die konstanten Anfangswerte einsetzen. Das heißt, man ersetzt die wirklichen Störungskräfte in erster Näherung durch diejenigen, die in den ursprünglichen Keplerellipsen auf die Körper wirken würden. Dann sind die störenden Kräfte bekannte Funktionen der Zeit, und die Änderungen der Bahnelemente, die sie hervorrufen, sind leicht zu ermitteln. In zweiter Näherung setzt man nun diese neuen Werte für die Bahnelemente in den Ausdruck für die störenden Kräfte und berechnet die Bahnelemente aufs neue usw. Man sieht, daß man auf diese Weise für die Bahnelemente als Funktion der Zeit eine Reihenentwicklung nach Potenzen der störenden Kräfte, also im Fall des Planetensystems eine Reihenentwicklung nach Potenzen der Planetenmassen erhält. Das hier beschriebene Verfahren stammt von Laplace.

Überlegen wir nun, welches das Ergebnis einer solchen Rechnung sein wird. Die Ortskoordinaten eines Planeten bei seiner Bewegung auf der Keplerellipse sind periodische Funktionen der Zeit und können deshalb durch Fouriersche Reihen dargestellt werden, welche harmonische Schwingungen

der Grundfrequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ($T =$ Umlaufzeit) und

die zugehörigen Oberschwingungen mit den Frequenzen $\tau\omega$ enthalten, wenn τ alle ganzen Zahlen durchläuft. Der Abstand zweier auf Keplerellipsen laufenden Planeten, der für die störenden Kräfte bestimmend ist, läßt sich deshalb ebenfalls durch eine Fourier-Reihe darstellen. Diese enthält aber nicht nur die Frequenzen $\tau_1\omega_1$ und $\tau_2\omega_2$ der Bewegung jedes Planeten, sondern auch alle Kombinationsschwingungen $\tau_1\omega_1$ und $\tau_2\omega_2$, worin τ_1 und τ_2 unabhängig voneinander alle positiven und negativen ganzen Zahlen durchlaufen. Dieselbe Abhängigkeit von der Zeit haben deshalb auch die störenden Kräfte. Für die gestörten Bahnelemente werden sich deshalb nach dem angegebenen Verfahren in erster Näherung ebenfalls solche Reihen ergeben. Die Amplituden der hinzutretenden Kombinationsschwingungen sind dabei den störenden Kräften proportional.

Ein Term der Reihe ist jedoch von gänzlich anderer Art. Die harmonischen Reihen, welche die störenden Kräfte als Funktion der Zeit darstellen, enthalten nämlich auch ein konstantes, von der Zeit unabhängiges Glied. Die Bedeutung dieses Gliedes ist die, daß es den zeitlichen Mittelwert der störenden Kräfte erstreckt über alle möglichen Bewegungsphasen der beiden Planeten darstellt. Die folgenden Glieder sind nämlich, da sie ja harmonische Schwingungen wiedergeben, ebensooft positiv wie negativ, wenn die Planeten ihre Bewegungsphasen durchlaufen. Dieses konstante Glied ist ausschlaggebend für den Anblick, den die gestörte Bewegung bei Verwendung eines großen Zeitmaßstabes bietet, sobald man über die

kleinen Oszillationen der Bahnelemente in Zeiten der Größenordnung eines Planetenjahres hinwegsieht. Man nennt diese über die Umlaufphasen der Planeten gemittelten Störungen säkulare. Bei dem oben beschriebenen Rechnungsverfahren, wo für die Bahnelemente die ungestörten konstanten Werte eingesetzt werden, sind die säkularen Teile der Störungskräfte konstant und ergeben deshalb in erster Näherung ein lineares Anwachsen der Bahnelemente mit der Zeit, das sich den erwähnten Oszillationen überlagert. Die folgenden Näherungen ergeben dann für die säkularen Störungen eine Potenzreihe nach der Zeit, derart, daß der Koeffizient der p ten Potenz der Zeit zugleich der p ten Potenz der störenden Massen proportional ist. Als ein sehr bemerkenswertes Ergebnis fand Laplace, daß die großen Halbachsen der Planeten keine säkularen Störungen zeigen, sondern nur die übrigen Bahnelemente. Er schloß daraus auf die Stabilität des Planetensystems, d. h. daß sich die Entfernungen der Planeten von der Sonne und voneinander stets innerhalb ähnlicher Grenzen halten werden wie bei der jetzigen Bewegung im Planetensystem. Dieser Schluß ist indessen nicht stichhaltig, worauf wir weiter unten noch zu sprechen kommen werden. Man darf das Ergebnis vielmehr nur so auffassen, daß die größten Ursachen keine Instabilität des Planetensystems bewirken.

Die Darstellung der säkularen Störungen durch eine Potenzreihe nach der Zeit ist nicht geeignet, ihren wahren Verlauf für sehr große Zeiträume hervortreten zu lassen. Dieser ergibt sich erst aus einer Verfeinerung der Theorie, die von Lagrange herrührt. Lagrange betrachtete die säkularen Störungen gesondert, behielt also zunächst nur diejenigen Glieder im Ausdruck für die störenden Kräfte bei, die bei der Mittelbildung über die Bewegungsphasen übrig bleiben, und infolgedessen die Zeit nicht explizite enthalten. Er setzte jedoch nicht in erster Näherung für die Bahnelemente ihre ungestörten Werte. Die Differentialgleichungen für die säkularen Änderungen der Bahnelemente werden dann im allgemeinen Fall sehr verwickelt. In unserem Sonnensystem bewegen sich jedoch die Planeten nahezu in derselben Ebene und mit Ellipsen von sehr kleiner Exzentrizität. Diesen Umstand kann man nun bei der Berechnung der säkularen Störungen ausnützen und als zweiten Gesichtspunkt der Approximation eine Entwicklung nach Potenzen der Exzentrizitäten ε und der Neigungen i einführen. In erster Näherung werden dann die Differentialgleichungen der säkularen Störungen linear und lassen sich leicht integrieren. Das Resultat ist, daß die säkularen Störungen der Bahnelemente (die großen Halbachsen a ausgenommen, s. oben) sich zusammensetzen lassen aus einer Anzahl von harmonischen Schwingungen, deren Amplituden zwar bei verschwindenden Störungskräften endlich bleiben, deren Frequenzen aber den störenden Kräften (im Fall des Planetensystems also den Planetenmassen) proportional sind. Die zugehörigen Perioden, die demgemäß den Planetenmassen umgekehrt proportional sind, sind sehr groß und liegen zwischen 50000 und 2000000 Jahren.

Dieses Verhalten der säkularen, d. h. über die ursprünglichen Perioden gemittelten Störungen ist typisch auch für viel allgemeinere Fälle von schwach gestörten mechanischen Systemen, die nicht not-

wendig mit Newtonschen Kräften etwas zu tun haben, falls nur die ungestörte Bewegung durch harmonische Reihen dargestellt werden kann: Wenn die säkularen Störungen überhaupt harmonisch sind, haben sie Frequenzen, die den störenden Kräften proportional sind. Die weiteren Näherungen erhält man nun dadurch, daß man in dem Ausdruck für die störenden Kräfte die Bahnelemente statt durch konstante Größen durch die aus der Integration der säkularen Störungen gewonnenen Funktionen ersetzt. Auf diese Weise verschwinden in den schließlich erhaltenen Ausdrücken für die Bahnelemente die linear mit der Zeit anwachsenden Terme vollständig und die Bahnelemente werden zur Gänze durch harmonische Reihen als Funktion der Zeit dargestellt.

Diese Reihen müssen noch modifiziert werden in dem Fall, daß gewisse Perioden in der ungestörten Bewegung zusammenfallen oder in einem kommensurablen Verhältnis stehen. Es erhält dann nämlich die entsprechende Kombinationsschwingung im Ausdruck für die störenden Kräfte eine sehr kleine Frequenz $\tau_1\omega_1 - \tau_2\omega_2$, also eine sehr lange Periode. Wenn wir aber bei der Integration die Amplitude der Schwingung als konstant betrachtet haben, so liegt darin die Voraussetzung, daß die Bahnelemente während der Zeit, in der die Schwingung vollführt wird, sich nur wenig ändern; und dies wird offenbar nicht mehr erfüllt sein, wenn die Periode sehr lang wird. Die betreffenden Glieder in der Reihenentwicklung werden oft kritische Glieder genannt. Die in diesem Fall der Kommensurabilität zu erwartenden Bewegungen sind durch die Arbeiten von zahlreichen Astronomen, besonders von Gylden, am Ende des letzten Jahrhunderts ermittelt worden. Das Resultat dieser Untersuchungen kann folgendermaßen beschrieben werden. Es seien l_1 und l_2 die Drehungswinkel der beiden Körper und $w = \tau_1 l_1 - \tau_2 l_2$ (τ_1, τ_2 ganze Zahlen) der kritische Winkel, der bei strenger Kommensurabilität der Perioden zeitlich konstant sein würde. Wären keine Störungen vorhanden, so würde w linear mit der Zeit anwachsen, wenn die Kommensurabilitätsrelation zwischen den Perioden nicht ganz exakt erfüllt wäre. Die Störungen bewirken nun, daß w in diesem Fall um einen Gleichgewichtswert schwingt; gleichzeitig mit w schwingen im Fall der Planeten auch die großen Halbachsen. Man spricht dann von einer Libration. Dem konstanten Gleichgewichtswert von w entspricht die exakt gültige Kommensurabilitätsrelation und eine bestimmte Einstellung der Bewegungsphasen. Wenn man weiter Bahnen betrachtet, bei denen die Kommensurabilitätsrelation weniger und weniger genau erfüllt ist, so wachsen die Amplituden von w immer mehr an, indem sich w wie der Ausschlagwinkel eines Pendels verhält. Schließlich wird ein Augenblick kommen, wo der Winkel w völlig von 0 bis 2π umlaufen wird wie ein Pendel, das genügend Schwung hat, um vollständige Umdrehungen um eine horizontale Achse zu vollführen. Endlich wird die Änderung von w mit der Zeit sich immer mehr einer linearen annähern. Solche Librationsfälle kommen in unserem Sonnensystem besonders häufig in den Satellitensystemen der Planeten vor. Auch das Zusammenfallen der Umlaufperiode des Mondes um die Erde mit der Periode der Rotation des Mondes gibt Anlaß zu einer derartigen Libration, und zwar infolge der Gravitationskräfte der Erde, die wegen der Ab-

weichung der Gestalt des Mondes von einer Kugel die Rotation des Mondes beeinflussen.

Da auch im Librationsfall eine Darstellung der Bewegung durch harmonische Reihen möglich ist, konnte man hoffen, nach dieser Korrektur der Ergebnisse der Laplace-Lagrangeschen Methode überhaupt eine streng konvergente Darstellung der Bewegung unter dem Einfluß der wechselseitigen Störungen durch solche harmonische Reihen zu erhalten. An der Ausarbeitung der mathematischen Methoden zur Aufstellung solcher Reihen haben zahlreiche Astronomen mitgearbeitet und sie sind schließlich von Poincaré auf eine sehr elegante Form gebracht worden. Es hat sich auch zeigen lassen, daß der durch nicht ganz vollkommene Näherung verursachte Fehler dieser Reihendarstellung im Fall der Planetenbewegung für einen Zeitraum von 1000 Jahren noch unterhalb der astronomischen Meßgenauigkeit liegt und daß die Stabilität des Planetensystems für Zeiträume von der Größenordnung von 1 Million Jahren gesichert ist.

Ganz anders liegt es aber mit der prinzipiellen Frage, ob eine derartige Darstellung durch harmonische Reihen für beliebig große Zeiten mit beliebig guter Annäherung möglich ist. Die Frage scheint zunächst nur mathematisches Interesse zu haben, weil wir ja nicht wissen können, ob bei beliebig langen Zeiträumen nicht an sich sehr kleine Kräfte schon einen merklichen Einfluß auf die Bewegung haben, die bei der Berechnung der Bewegung nicht in Betracht gezogen wurden (z. B. Abweichung der Gestalt der Himmelskörper von der Kugel, Strahlungsdruck usw.). Die Frage hat jedoch auch ein physikalisches Interesse, weil in Atomen mit mehr als einem Elektron in gewisser Hinsicht analoge Verhältnisse vorhanden sind wie diejenigen, welche die Störungsrechnung der Astronomen voraussetzt (s. unten); hier sind aber die entsprechenden Zeiträume viel kürzer, weil erstens die gemachten Zeitangaben ja nur im Verhältnis zur Umlaufzeit der Körper zu verstehen sind und zweitens hier die störenden Kräfte relativ viel größer sind. Wie Poincaré gezeigt hat, ist nun die Antwort auf die Frage negativ, eine Darstellung durch harmonische Reihen für beliebig große Zeiten ist unmöglich (wenigstens wenn man zugleich an der Entwicklung nach Potenzen der störenden Kräfte festhält); wir wissen deshalb auch nicht sicher, ob nicht nach sehr langen Zeiten (z. B. Billionen Jahren) die Planeten unseres Sonnensystems infolge der Newtonschen Gravitationskräfte ihre Lage gegenüber der heutigen gänzlich ändern, ob sich einer oder andere der Planeten dann ins Unendliche entfernen oder in die Sonne stürzen wird. Der Grund für dieses beim ersten Anblick so überraschende Ergebnis ist dieser. Wenn zwei beliebige Umlauffrequenzen ω_1, ω_2 gegeben sind, so wird es unter den Werten der Frequenzen $\tau_1\omega_1 - \tau_2\omega_2$ der Kombinationsschwingungen stets beliebig kleine geben, wenn die ganzen Zahlen τ_1 und τ_2 hinreichend groß gewählt werden, und die entsprechenden Perioden werden also sehr lang. Bei diesen „höheren Kommensurabilitäten“ dürfen dann aus ganz analogen Gründen wie im früher besprochenen Librationsfall die Amplituden der Schwingungen im Ausdruck für die störenden Kräfte bei der Integration nicht mehr als konstant angesehen werden. Da man es aber hier prinzipiell zugleich mit sehr vielen derartigen

Kommensurabilitätsrelationen (sogar mit unendlich vielen) zu tun hat, ist die Bewegung dann nicht mehr von einer so einfachen Art wie eine Libration, sondern hat im allgemeinen einen durchaus aperiodischen Charakter. Im Planetensystem nehmen jedoch die Amplituden der Kombinationsschwingungen im Ausdruck für die störenden Kräfte für wachsende Werte der ganzen Zahlen τ rasch ab, so daß diese störenden Glieder sich erst nach äußerst langen Zeiten bemerkbar machen können.

Es gibt jedoch spezielle Lösungen, die eine exakte Darstellung durch harmonische Reihen für unendlich lange Zeiten gestatten, und es gibt sogar in beliebiger Nähe von beliebig vorgegebenen Anfangswerten von Lagen und Geschwindigkeiten der Körper stets solche, die zu einer derartigen Lösung führen. Bei diesen speziellen Lösungen kehrt infolge einer exakt erfüllten Kommensurabilität der Umlaufperioden aller gestörten Körper eine bestimmte relative Konstellation dieser Körper (d. h. ihre relativen Lagen und ihre Geschwindigkeiten) periodisch wieder, so daß nach dieser Periode (die im allgemeinen sehr groß wird) sich die ganze Bewegung genau wiederholt. Die Existenz dieser periodischen Lösungen wurde von Poincaré streng bewiesen. Diejenigen Werte der Anfangslagen und -geschwindigkeiten, die zu solchen Lösungen führen, sind dabei unter der Gesamtheit aller möglichen Werte dieser Größen so verteilt wie die Punkte mit rationalen Koordinatenwerten im Kontinuum.

Es sollen nun noch die Anwendungen der Störungstheorie auf Probleme des Atombaus kurz berührt werden. Nach dem Bild, das wir uns heute von den Atomen machen, bestehen diese aus einem positiv geladenen Kern, um den sich negative Elektronen bewegen. Die Masse des Kerns überwiegt dabei bei weitem die der Elektronen und die Dimensionen beider Arten von Teilchen sind verschwindend gegenüber ihren Abständen. Die Kräfte, die diese Teilchen aufeinander ausüben, sind durch das Coulombsche Gesetz bestimmt, welches ja — abgesehen davon, daß die Kräfte zwischen den Elektronen abstoßende und nicht wie bei den Planeten anziehende sind — dem Newtonschen Gravitationsgesetz ganz analog ist. Man hat deshalb oft die Atome als ein Planetensystem bezeichnet. Es besteht jedoch zwischen diesen und jenem der fundamentale Unterschied, daß die Atome nur in ganz bestimmten stationären Zuständen vorkommen, die aus der kontinuierlichen Mannigfaltigkeit der denkbaren Bewegungsmöglichkeiten auszusondern sind, und durch ganze Zahlen, die Quantenzahlen, klassifiziert werden können (s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell).

Trotz dieses Unterschiedes haben sich die astronomischen Methoden der Störungsberechnung auch in der Atomphysik als überaus fruchtbar erwiesen. Sie lassen sich nämlich auf das Problem anwenden, die stationären Zustände und die Werte der Energie in diesen Zuständen bei Vorhandensein von kleinen störenden Kräften (z. B. äußeren elektrischen oder magnetischen Feldern) zu ermitteln, wenn dieselben bei Abwesenheit dieser störenden Kräfte bekannt sind. Der Grund für die Brauchbarkeit der Störungstheorie bei Atomproblemen ist der, daß die Regeln zur Festlegung der stationären Zustände aufs innigste mit den Periodizitätseigenschaften der allgemeinen Lösung der mechanischen Bewegungsgleichungen zusammenhängen, und eben diese

Periodizitätseigenschaften sich auch bei den Rechnungen der Astronomen in den Vordergrund gedrängt haben. So ist in dem einfachen Fall, daß diese allgemeine Lösung eine Darstellung durch harmonische Reihen gestattet, die Anzahl der Quantenzahlen, welche die stationären Zustände charakterisieren, einfach gleich der Anzahl der voneinander unabhängigen Grundfrequenzen der in dieser Darstellung vorkommenden Schwingungszahlen. Die Einwirkung eines äußeren Kraftfeldes auf das Atom hat nun im allgemeinen säkulare Störungen der Bewegung im Atom und damit nach dem früher Gesagten das Auftreten von neuen Frequenzen zur Folge, die den störenden Kräften proportional sind. Diese säkularen Störungen bedingen folglich auch das Hinzukommen von neuen Quantenzahlen in der Klassifizierung der stationären Zustände des gestörten Atoms und erweisen sich somit für deren Festlegung als maßgebend. Durch derartige Betrachtungen ist es Bohr, dem wir überhaupt die Einführung der Methoden der Störungstheorie in die Atomphysik verdanken, gelungen, die Theorie der Einwirkung von äußeren Kraftfeldern auf das vom Wasserstoffatom emittierte Spektrum auf eine besonders übersichtliche und einfache Form zu bringen.

Im Wasserstoffatom hat man es dabei mit dem einfachen Fall des Zweikörperproblems zu tun, da hier nur ein einziges sich um den Kern bewegendes Elektron vorhanden ist. Man konnte nun hoffen, auch bei dem Problem der Festlegung der stationären Zustände von Atomen mit mehr als einem Elektron durch Anwendung von störungstheoretischen Methoden zum Ziel zu kommen, zumal ja die Wechselwirkung der Elektronen in diesen Atomen der Wechselwirkung der Planeten im Sonnensystem in vielfacher Hinsicht analog ist, und die Berechnung der letzteren gerade das eigentliche Anwendungsgebiet der Störungstheorie darstellt. Nach den neuesten Ergebnissen kann jedoch die Störungstheorie allein keine Lösung dieses zentralen Problems der Atomphysik bringen. Wir müssen vielmehr annehmen, daß die Gültigkeit der klassischen Theorie in den Atomen eine begrenzte ist. Die Gleichungen der Mechanik erweisen sich für die Berechnung der stationären Zustände der Atome als nicht ausreichend, vielmehr tritt hier eine neue Wellenmechanik in Kraft. *W. Pauli jr.*

Stöße nennt man die Maxima der Schwebungen (s. d.). *E. Waetzmann.*

Stokessche Formel s. Stokes'sches Gesetz.

Stokessche Gleichungen der Hydrodynamik s. Navier-Stokessche Gleichungen.

Stokessche Mitführungshypothese s. Optik bewegter Körper.

Stokessche Regel s. Fluoreszenz.

Stokesscher Satz. Ein in der Elektrostatik häufig zu Umformungen benutzter mathematischer Hilfsatz, der zur Umwandlung von Flächen- in Linienintegrale dient und umgekehrt. *R. Jaeger.*

Stokessches Gesetz. Das Stokes'sche Gesetz für den Widerstand bei der Bewegung von Kugeln in zähen Flüssigkeiten sagt aus: Der Widerstand einer Kugel in einem unendlich ausgedehnten zähen Medium ist, bei einem Kugelhalbmesser a , einer Geschwindigkeit U und einer Zähigkeit μ :

$$W = 6 \pi \mu a U.$$

Die Formel ist abgeleitet für den Grenzfall von gegenüber den Zähigkeitskräften verschwindenden

Trägheitskräften, also für sehr kleine Reynoldsche Zahlen

$$R = \frac{U a \rho}{\mu}$$

(d. h. entweder sehr kleine Geschwindigkeiten bzw. Kugeldurchmesser oder große Zähigkeiten) und stimmt, wie vielfach bestätigt ist, für $R < 0,1$ befriedigend (Abweichung rund 1%) mit den Versuchen überein. Stokes hat indessen schon selbst auf eine Unstimmigkeit in seinen Überlegungen und Ergebnissen hingewiesen, die später Oseen aufgeklärt hat. Die Vernachlässigung der Trägheitsglieder in der Differentialgleichung ist auch bei kleiner Reynoldsscher Zahl in Gebieten weitab von der Kugel nicht mehr zulässig. Oseen hat durch Hinzunehmen gewisser Trägheitsglieder zur Differentialgleichung, sog. „halbquadratischer Glieder“, einen Korrekturfaktor zum Stokesschen Gesetz bestimmt, wodurch dieses übergeht in

$$W = 6 \pi \mu a U \left(1 + \frac{3}{8} R \right).$$

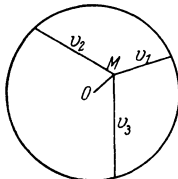
Das korrigierte Gesetz stimmt bis zu Reynoldsschen Zahlen $R = 1$ befriedigend mit den Versuchen überein. Eine exakte Lösung der Oseenschen Gleichungen, die mit den Versuchen bis $R_{2a} \approx 4$ einigermaßen übereinstimmt, gab kürzlich Goldstein. Für Fallbewegungen im nicht unendlich ausgedehnten Medium sind von Ladenburg für das Stokessche und von Faxén für das Oseensche Gesetz weitere Korrekturen angegeben worden. Näheres s. Spezialliteratur z. B. Ladenburg, Ann. d. Phys. 23, S. 477, 1907; Faxén, Diss. Upsala 1921 und Arkiv f. Mat. Astr. och Fysik; Liebster, Ann. d. Phys. 1927, Bd. 82, S. 541; Oseen, Hydrodynamik. Der heutige Stand des ganzen Problems findet sich bei Eisner, Das Widerstandsproblem, III. Intern. Kongress f. Techn. Mechanik, Stockholm 1930 dargelegt. Ist der Kugeldurchmesser so klein, daß er von der Größenordnung der freien Weglänge der einzelnen Moleküle ist, dann versagen die berechneten Formeln, da die Überlegungen der Mechanik der Kontinua dann nicht mehr richtig sind.

Eisner — O. Schrenk.

Stoßtöne nennt man Töne, die z. B. auf Trompeten hervorgebracht werden, während die Öffnung des Schallbechers zwecks Vertiefung der Eigentöne des Trompetenrohres durch die hineingehaltene Hand usw. teilweise „verstopft“ ist (s. Zungeninstrumente).

E. Waetzmann.

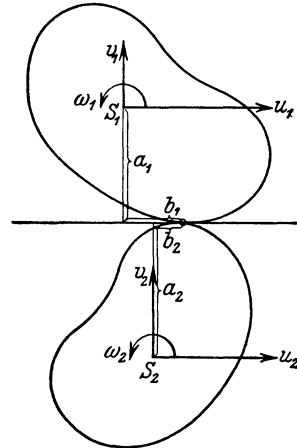
Stoppdreieck. Wenn man die Fluggeschwindigkeit eines Flugzeuges vom Boden aus genau feststellen will, bestimmt man die Zeit, die ein Flugzeug zum Durchfliegen von drei Strecken braucht, die zusammen das „Stoppdreieck“ bilden. Durch diese dreifache Messung kann der Einfluß der Windgeschwindigkeit eliminiert werden. Die Geschwindigkeiten gegen den Boden v_1, v_2, v_3 , die sich aus den ermittelten Zeiten ergeben, sind nämlich gleich der vektoriellen Summe von Windgeschwindigkeit und Flugzeuggeschwindigkeit gegen Luft. Trägt man diese ermittelten Geschwindigkeiten in ihren Richtungen von einem Punkt M aus auf, so ist durch ihre Endpunkte ein Kreis



Konstruktion der Fluggeschwindigkeit aus dem Stoppdreieck.

festgelegt, dessen Radius gleich der Größe der Fluggeschwindigkeit des Flugzeuges ist. Der Abstand des Punktes M vom Mittelpunkt O dieses Kreises gibt Größe und Richtung der Windgeschwindigkeit. L. Hopf.

Stoß zweier fester Körper nennt man die mechanischen Vorgänge bei ihrem plötzlichen Zusammentreffen. Eine genaue Theorie des Stoßes, welche auf die Elastizitäts- und Plastizitätslehre aufgebaut sein müßte, ist bis heute nicht in befriedigender Form entwickelt. Man begnügt sich vielmehr meistens mit der Berechnung gewisser idealisierter Grenzfälle, zwischen welchen dann die wirklichen Fälle vermittels Erfahrungskoeffizienten eingeschoben werden. Insofern der als Stoß bezeichnete Vorgang von kurzer Dauer und mit verhältnismäßig großen Stoßkräften verbunden ist, so pflegt man überdies alle sonstigen äußeren Kräfte als klein und während der Stoßdauer wenig wirksam ganz zu vernachlässigen. Des weiteren hat man sich bisher hauptsächlich mit dem ebenen Stoße befaßt, d. h. einem solchen, bei dem erstens die gemeinsame Berührungsebene beider Körper am Stoßbeginn senkrecht steht zu der durch den Berührungspunkt und die Schwerpunkte der beiden Körper gelegten Ebene, und bei dem zweitens unmittelbar vor dem Stoße (und mithin auch unmittelbar nach ihm) die Geschwindigkeitsvektoren aller Teile der Körper parallel der zuletzt genannten Ebene zeigen.



Ebenener Stoß.

1. Allgemeine Fälle. Der Stoß besteht aus zwei Abschnitten: erstens der *Kompressionsperiode*, während welcher vermöge gegenseitiger Deformation der Körper ihre Schwerpunkte sich nähern; zweitens der *Restitutionsperiode*, während welcher sie sich wieder voneinander entfernen. Wenn die Restitutionsperiode fehlt, so heißt der Stoß *unelastisch*; wenn während der Restitutionsperiode die ganze Deformation zurückgeht und während des ganzen Stoßes auch keine mechanische Energie in Wärme verwandelt wird, so heißt der Stoß *elastisch*; dazwischen liegt der tatsächliche Fall des *halbbelastischen* Stoßes. Beim elastischen Stoß muß man die Berührungsstellen überdies als vollkommen glatt voraussetzen, wenn überhaupt Veranlassung für ein Gleiten beider Körper aneinander vorliegt. Beim unelastischen Stoß werden wir die beiden Grenzfälle zu unterscheiden haben, daß die Berührungsstellen entweder vollkommen glatt oder vollkommen rau sind; im letzteren Falle wird ein etwa vorhandenes Gleiten der Körper aneinander so rasch vernichtet, daß es nach dem Stoße sicher verschwunden ist.

Indem wir uns auf den ebenen Stoß beschränken (der nichtebene ist formal mit den gleichen Methoden zu erledigen, die Rechnungen werden freilich außerordentlich verwickelt), so bezeichnen wir

mit einem Zeiger 1 alle Größen, die sich auf den ersten, mit einem Zeiger 2 alle, die sich auf den zweiten Körper beziehen, und nennen m die Körpermasse, k den Trägheitsarm (s. Trägheitsmomente) bezüglich des Schwerpunkts S , u und v die Geschwindigkeitskomponenten des Schwerpunkts parallel zur Berührungsebene und senkrecht dazu, ω die Winkelgeschwindigkeit einer etwaigen Drehung (positiv in dem Drehsinne, der die positive u -Richtung auf kürzestem Wege in die positive v -Richtung überführt), a das Lot vom Schwerpunkt auf die Berührungsebene (positiv für jeden Körper, soweit es auf seiner Seite der Berührungsebene liegt), b den Abstand des Fußpunkts des Lotes vom Berührungspunkt (positiv, falls die Richtung vom Fußpunkt nach dem Berührungspunkt die positive u -Richtung ist). Die positive v -Richtung wählen wir vom Berührungspunkt nach der Seite des ersten Körpers. Durch einen oberen Strich sollen die Größen vor, durch zwei obere Striche nach dem Stoß gekennzeichnet sein. Während des Stoßes ändern sich a und b nur unwesentlich; man rechnet mit geeigneten Mittelwerten.

a) Unelastischer Stoß vollkommen rauher Körper. Die Lösung wird geliefert von den Impulssätzen (s. d.). Da keine äußeren Kräfte vorhanden sind, so verschwinden die Komponenten des gesamten Impulszuwachses:

$$(1) \quad m_1(u_1'' - u_1') + m_2(u_2'' - u_2') = 0,$$

$$(2) \quad m_1(v_1'' - v_1') + m_2(v_2'' - v_2') = 0.$$

Sodann ist für jeden Körper der Zuwachs des Impulsmomentes gleich dem Moment des ihm vom anderen Körper mitgeteilten Impulszuwachses (bezogen auf die Schwerpunkte):

$$(3) \quad k_1^2(\omega_1'' - \omega_1') = a_1(u_1'' - u_1') + b_1(v_1'' - v_1'),$$

$$(4) \quad k_2^2(\omega_2'' - \omega_2') = -a_2(u_2'' - u_2') + b_2(v_2'' - v_2').$$

Endlich ist nach dem Stoß infolge der vollkommenen Rauigkeit keine relative Gleitgeschwindigkeit vorhanden, infolge des Fehlens der Restitution keine relative Kompressionsgeschwindigkeit:

$$(5) \quad u_1'' + a_1 \omega_1'' = u_2'' - a_2 \omega_2'',$$

$$(6) \quad v_1'' + b_1 \omega_1'' = v_2'' + b_2 \omega_2''.$$

Die sechs Gleichungen reichen zur Lösung gerade aus, beispielsweise um aus den gestrichenen Anfangsgrößen die doppelt gestrichenen Endgrößen zu berechnen.

b) Unelastischer Stoß vollkommen glatter Körper. Hier ist in tangentialer Richtung keine Impulsübertragung zwischen den beiden Körpern möglich und auch die Gleitgeschwindigkeiten ändern sich nicht. Demgemäß wird hier die Gleichung (5) ungültig; dafür aber spaltet sich (1) in die zwei Gleichungen

$$(1a) \quad u_1'' = u_1', \quad u_2'' = u_2'.$$

Die übrigen Gleichungen bleiben bestehen [teilweise gemäß (1a) vereinfacht].

c) Elastischer Stoß (vollkommen glatter Körper). Neben den Gleichungen 1a) gelten hier die Gleichungen (2), (3) und (4) [die letzteren wieder vereinfacht gemäß (1a)]. An Stelle der ungültig gewordenen Gleichungen (5) und (6) tritt der Satz von der Erhaltung der Bewegungsenergie [s. Energie (mechanische)]:

$$(7) \quad m_1(u_1'^2 + v_1'^2 + k_1^2 \omega_1'^2) + m_2(u_2'^2 + v_2'^2 + k_2^2 \omega_2'^2) = m_1(u_1''^2 + v_1''^2 + k_1^2 \omega_1''^2) + m_2(u_2''^2 + v_2''^2 + k_2^2 \omega_2''^2).$$

d) Halbelastischer Stoß. Bezeichnet man mit N und R die normale und tangentiale Kompo-

nente der Kraft, die der zweite Körper während des Stoßes auf den ersten ausübt (positiv wie u und v), so lauten mit den Abkürzungen

$$(8) \quad \mathbf{N} = \int_0^t \mathbf{N} dt, \quad \mathbf{R} = \int_0^t \mathbf{R} dt$$

die Impulssätze, integriert vom Stoßbeginn $t=0$ bis zu der Zeit t innerhalb der Stoßdauer

$$(9) \quad \begin{cases} m_1(u_1 - u_1') = \mathbf{R}, \\ m_1(v_1 - v_1') = \mathbf{N}, \\ m_1 k_1^2(\omega_1 - \omega_1') = a_1 \mathbf{R} + b_1 \mathbf{N}, \\ m_2(u_2 - u_2') = -\mathbf{R}, \\ m_2(v_2 - v_2') = -\mathbf{N}, \\ m_2 k_2^2(\omega_2 - \omega_2') = a_2 \mathbf{R} - b_2 \mathbf{N}. \end{cases}$$

Die relative Gleitgeschwindigkeit des Berührungspunktes zur Zeit t ist

$$(10) \quad U = (u_1 + a_1 \omega_1) - (u_2 - a_2 \omega_2),$$

die relative Kompressionsgeschwindigkeit

$$(11) \quad V = (v_1 + b_1 \omega_1) - (v_2 + b_2 \omega_2).$$

In diesen Gleichungen, zusammen mit der durch die Reibungsgesetze geregelten Beziehung zwischen R , N und U

$$(12) \quad R = f(N, U),$$

ist die Lösung des Problems enthalten. Man verfährt dabei zweckmäßig folgendermaßen. Entnimmt man den Gleichungen (9) die Werte von $u_1, v_1, \omega_1, u_2, v_2, \omega_2$ und setzt sie in (10) und (11) ein, so kommt

$$(10a) \quad U = A_0 - A_1 \mathbf{N} - A_2 \mathbf{R},$$

$$(11a) \quad V = B_0 - B_1 \mathbf{N} - B_2 \mathbf{R},$$

wobei die A_i, B_i einfach auszurechnende Funktionen der gegebenen Stoßparameter $m_i, k_i, a_i, b_i, u_i', v_i', \omega_i'$ sind. Wir unterscheiden jetzt zwei Fälle:

a) Glatte Körper: $\mathbf{R} = 0$. Die Kompressionsperiode dauert so lange, bis $V = 0$ geworden ist. Am Ende dieser Periode ist der Kompressionsimpuls zufolge (11a)

$$\mathbf{N}_c = \frac{B_0}{B_1}.$$

Man nimmt nun an, daß beim halbelastischen Stoß der Restitutionsimpuls \mathbf{N}_r nur einen Bruchteil des Kompressionsimpulses erreicht (so daß also die Deformation nicht ganz zurückgeht) und setzt mit einem empirischen Faktor ϵ , dem sog. *Stoß- oder Restitutionskoeffizienten*,

$$(13) \quad \mathbf{N}_r = \epsilon \mathbf{N}_c, \quad (0 \leq \epsilon \leq 1)$$

so daß der Gesamtimpuls am Ende des Stoßes

$$(14) \quad \mathbf{N}'' = \mathbf{N}_c + \mathbf{N}_r = (1 + \epsilon) \frac{B_0}{B_1}$$

geworden ist (für den unelastischen Körper ist $\epsilon = 0$, für den elastischen $\epsilon = 1$). Geht man mit diesem Wert von \mathbf{N} in die Gleichungen (9), so folgt unmittelbar der Bewegungszustand $u_1'', v_1'', \omega_1'', u_2'', v_2'', \omega_2''$ nach dem Stoße.

β) Halbrauhe Körper: $\mathbf{R} \neq 0$. Hier hat man drei Fälle für das Reibungsgesetz (12) zu unterscheiden. Solange wirkliches Gleiten stattfindet, wie möglicherweise zu Beginn des Stoßes, wird man mit dem Reibungskoeffizienten μ

$$(15) \quad R = \pm \mu N$$

setzen dürfen und hat dann auch

$$(15a) \quad \mathbf{R} = \pm \mu \mathbf{N},$$

wo das Vorzeichen vom Vorzeichen von U abhängt. Man führt diesen Wert von \mathbf{R} in (10a) und (11a) ein und sieht zu, wie U und V mit wachsendem \mathbf{N} sich verhalten; wird U überhaupt nicht Null, so

gilt das Gesetz (15) für den ganzen Stoß, und die Lösung ist dann im wesentlichen die gleiche wie unter a): Berechnen von \mathbf{N}_c aus (11a) mit $V=0$, dann Einführen von $\mathbf{N}'' = (1 + \varepsilon) \mathbf{N}_c$ sowie $\mathbf{R}'' = \pm \mu (1 + \varepsilon) \mathbf{N}_c$ in die Gleichungen (9). Wird dagegen $U=0$ während des Stoßes (d. h. mit einem kleineren Wert von \mathbf{N} als \mathbf{N}''), so sind von diesem Augenblick an je nach den Umständen statt (15) andere Gesetze zu verwenden: nämlich wenn die Reibung stark genug ist, fürderhin Gleiten zu verhindern, das mit $U=0$ aus (10a) folgende Gesetz

$$(15b) \mathbf{R} = \frac{A_0 - A_1 \mathbf{N}}{A_2}, \left(\text{falls } \left| \frac{A_0 - A_1 \mathbf{N}}{A_2 \mathbf{N}} \right| \leq \mu \right)$$

hingegen, wenn die Reibung zu schwach ist, um neues Gleiten im anderen Sinne zu verhüten, das Gesetz

$$(15c) \mathbf{R} = \mp \mu \mathbf{N}, \left(\text{falls } \left| \frac{A_0 - A_1 \mathbf{N}}{A_2 \mathbf{N}} \right| > \mu \right).$$

Die weitere Lösung erfolgt dann wie früher, und zwar am zweckmäßigsten nach einer von Routh entwickelten graphischen Methode. (In Wirklichkeit werden die Reibungsverhältnisse allerdings auch noch von den Deformationen und davon beeinflusst, daß der Koeffizient der Haftreibung von dem der Gleitreibung etwas abzuweichen pflegt.)

2. Besondere Fälle. Unter geeigneten kinematischen Vorbedingungen kann sich die Berechnung des Stoßes erheblich vereinfachen. Der Stoß heißt *zentral* oder *exzentrisch*, je nachdem die Verbindungsgerade der Schwerpunkte mit der Stoßnormalen (d. h. der gemeinsamen Normalen beider Oberflächen im Berührungspunkte) zusammenfällt oder nicht; der Stoß heißt *gerade*, wenn die Körper vor ihm keine Drehbewegung besitzen und sich relativ zueinander nur in der Stoßnormalen bewegen; andernfalls heißt er *schief*. Beim geraden Stoß spielt die Reibung in erster Annäherung keine Rolle.

a) Der zentrale gerade Stoß. Die Geschwindigkeiten nach dem Stoße sind, wenn man von einer etwaigen gemeinsamen Bewegung $u_1 = u_2$ absieht,

$$v_1'' = \frac{(m_1 - \varepsilon m_2) v_1' + (1 + \varepsilon) m_2 v_2'}{m_1 + m_2},$$

$$v_2'' = \frac{(m_2 - \varepsilon m_1) v_2' + (1 + \varepsilon) m_1 v_1'}{m_1 + m_2},$$

der Verlust an Bewegungsenergie

$$-\Delta T = \frac{1 - \varepsilon^2}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (v_1' - v_2')^2.$$

Ist der eine Körper eine feste Wand, so folgt mit

$$v_2' = 0, \lim_{m_2} \frac{m_1}{m_2} = 0$$

$$v_1'' = -\varepsilon v_1',$$

$$-\Delta T = \frac{1 - \varepsilon^2}{2} m_1 v_1'^2.$$

b) Der exzentrische gerade Stoß. Führt man mittels der Quotienten

$$\kappa_1 = \frac{k_1^2}{k_1^2 + b_1^2}, \quad \kappa_2 = \frac{k_2^2}{k_2^2 + b_2^2}$$

die reduzierten Massen

$$m_1' = \kappa_1 m_1, \quad m_2' = \kappa_2 m_2$$

sowie die Abkürzungen

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \kappa_1 - \kappa_1 - 1$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon \kappa_2 - \kappa_2 - 1$$

ein, so kommt als Lösung

$$u_1'' = u_2'' = u_1 = u_2,$$

$$v_1'' = \frac{(m_1' - \varepsilon_1 m_2') v_1' + (1 + \varepsilon) \kappa_1 m_2' v_2'}{m_1' + m_2'},$$

$$v_2'' = \frac{(m_2' - \varepsilon_2 m_1') v_2' + (1 + \varepsilon) \kappa_2 m_1' v_1'}{m_1' + m_2'},$$

$$\omega_1'' = \frac{b_1 (1 + \varepsilon) \kappa_1 m_2'}{k_1^2 (m_1' + m_2')} (v_2' - v_1'),$$

$$\omega_2'' = \frac{b_2 (1 + \varepsilon) \kappa_2 m_1'}{k_2^2 (m_1' + m_2')} (v_1' - v_2').$$

War vor dem Stoß der eine Körper (m_1) in Ruhe, so nennt man seinen *Stoßmittelpunkt* denjenigen Punkt in der Stoßebene, der auch unmittelbar nach dem Stoß noch in Ruhe verharrt. Er liegt auf der rückwärtigen Verlängerung des vom Schwerpunkt auf die Stoßnormale gefällten Lotes und zwar im Abstand k_1^2/b_1 vom Schwerpunkt. Geschieht der Stoß senkrecht zur Verbindungslinie des Treffpunkts und des Schwerpunkts, so ist der Stoßmittelpunkt S_1 der Schwingungsmittelpunkt (s. Pendel [math. Theorie] 2, c.) des Treffpunktes S_2 . Man nennt dann häufig (mit vertauschter Bezeichnung) den Treffpunkt S_2 auch den Stoßmittelpunkt in bezug auf S_1 . Die vom Pendel her bekannte Vertauschbarkeit beider Punkte gilt auch für den Stoß und ist ein besonderer Fall des Satzes von der Vertauschbarkeit der Stoßgeschwindigkeiten: Ein Stoß auf einen ruhenden Körper an einem Punkte S_1 mit der Richtung α_1 bringt in einem zweiten Punkte S_2 des Körpers eine Geschwindigkeit hervor, deren Komponente in einer Richtung α_2 ebenso groß ist, wie die Geschwindigkeitskomponente in der Richtung α_1 , die ein gleich starker Stoß im Punkte S_2 mit der Richtung α_2 im Punkte S_1 erzeugt.

R. Grammel.

Vgl. auch Impuls. Näheres über den Stoß sowie insbesondere die Übertragung auf nichtebene Stöße s. E. J. Routh, Die Dynamik der Systeme starrer Körper (deutsch von A. Schepp), Leipzig 1898, Bd. 1, § 168—198 und § 306—331. Ferner Geiger-Scheelsches Handb. d. Physik, Bd. V. Berlin 1927.

Stoß, ballistischer s. Ballistische Messung einer Elektrizitätsmenge.

Stoßdruck. 1. Siehe Reaktionsdruck.

2. Im Sinne impulsiver Druckwirkung auf eine Flüssigkeit, derzufolge die Flüssigkeit ihren Bewegungszustand plötzlich ändert, z. B. aus der Ruhe heraus instantan in Bewegung gesetzt wird (Initialströmung). Ein Stoß ist eine sehr große Kraft, die eine sehr kurze Zeit τ wirkt, so daß während dieser Zeit alle anderen Kräfte endlicher Größe vernachlässigt werden können. Die von außen wirkenden instantanen Stoßkräfte erzeugen im Flüssigkeitssinnern einen resultierenden, eben-

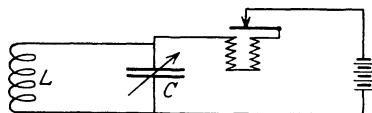
falls instantanen Stoßdruck p , wobei $\int_0^\tau p dt = \bar{p}$ endlich ist. In tropfbaren Flüssigkeiten ruft instantaner Druck einen Bewegungswechsel, z. B. Initialströmung (aus der Ruhe heraus) hervor. Aus der Impulsgleichung für ein Massenteilchen folgt in diesem Falle, daß $\frac{\bar{p}}{\gamma/g}$ die Rolle eines Geschwindigkeitspotentials hat, womit dieser Begriff eine anschauliche Deutung erfährt (Föttinger); Linien gleichen Stoßdrucks sind bei der Initialströmung Linien gleichen Geschwindigkeitspotentials (s. Äquipotentiallinien). Während der Zeit τ ist die Strömung nicht stationär, aber isomorph.

3. In etwas anderem Sinne s. Hydraulischer Widder.

Eisner.

Stoßerregung. Jedes Verfahren zur Erzeugung von Schwingungen, bei welchem ein Schwingungskreis in seiner Eigenschwingung durch eine nur kurze Zeit wirkende EMK erregt wird.

1. Stoßerregung bei Empfang. a) Erregung durch Summer. Wird der Strom in der Spule L durch den parallel zum Kondensator gelegten



Schaltungsschema der Stoßerregung.

Wagnerschen Hammer unterbrochen, so klingt das in L durch den Gleichstrom erregte Magnetfeld über C in der Eigenfrequenz des Kreises aus. Es genügt, wenn der Hammer hier Summer genannt, auch nur an einem Teil der Spule angeschlossen ist. Die Anordnung wird in der drahtlosen Technik zur Messung von Kapazitäten, Selbstinduktionen, Kopplungen und zur Kontrolle von Empfangskreisen benützt.

b) Erregung durch atmosphärische Störungen. Durch aperiodische, blitzartige Stöße werden die Empfangskreise in ihrer Eigenschwingung erregt; s. atmosphärische Störungen.

2. Stoßerregung durch Funken s. Löschfunken. *A. Meißner.*

Stoßheber s. Widder.

Stoßionisation. Die Erzeugung neuer Ionen beim Zusammenstoß von Ionen oder Elektronen mit neutralen Gasmolekülen. Die Gesetze der Stoßionisation durch Elektronen sind heute ziemlich bekannt (s. Elektronenstoß). Über die Stoßionisation der positiven und negativen Ionen weiß man noch fast nichts. Bekannt ist nur, daß sie sehr viel schwächer ist als die der Elektronen und in der Regel nur an den Elektroden, nicht aber im Innern des Gases eine Rolle spielt.

Güntherschulze.

Stoßtöne. Wird das Intervall zweier gleichzeitig angegebener (Primär-) Töne vom Einklange aus allmählich vergrößert, so entstehen Schwebungen (s. d.), deren Zahl pro Sekunde gleich der Differenz der Schwingungszahlen der Primärtöne ist. Von einer gewissen Größe des Intervalles an tritt ein neuer Ton auf, dessen Schwingungszahl gleich der Schwebungszahl ist. Nach R. König kommt dieser Ton dadurch zustande, daß das Ohr die Fähigkeit besitzt, die Maxima der Schwebungen genau so als Töne (Stoßtöne) zu empfinden wie Sinusschwingungen von der gleichen Frequenz. Der richtige Kern der Königschen Theorie ist der, daß die „Stoßtöne“ in einer engen Beziehung zu den Schwebungen stehen. Die Art, wie dieser Zusammenhang von König hergestellt wird, ist aber mit der Resonanztheorie des Hörens (s. d.) nicht vereinbar und abzulehnen. Helmholtz hat eine andere Theorie der in Frage stehenden Töne (s. Kombinationstöne) aufgestellt. Auf Grund neuerer Versuche (Waetzmann) lassen sich die Helmholtzschen und ein Teil der Königschen Vorstellungen zu einer umfassenderen Theorie verschmelzen.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Ztschr. f. Physik 1, 1920.

Stoßverlust s. Borda-Carnotscher Stoßverlust.

Stoßwelle. Verdichtungswellen von endlicher Schwingungsweite schreiten mit Schallgeschwindigkeit unter zunehmender Versteifung der Wellen-

front fort, bis eine Stoßwelle entstanden ist. Stoßwellen oder Verdichtungsstöße sind Verdichtungswellen mit endlichem Überdruck, deren Druckanstieg sehr steil verläuft. Für ein homogenes Ausbreitungsmedium mit verschwindend kleiner Reibung und Wärmeleitung wäre die Wellenfront der Stoßwelle eine Unstetigkeitsfläche (erster Ordnung).

Stoßwellen mit endlichem Drucksprung schreiten mit Überschallgeschwindigkeit fort. Derartige Wellen verursachen einen Knall (s. d.). Knallwellen, die sich schneller als Schallwellen fortpflanzen, hat Mach zuerst experimentell nachgewiesen. Man spricht daher auch von Machschen Wellen. Zu den Stoßwellen rechnet die Kopf- welle vor einem fliegenden Geschöß oder der Explosionsstoß, der von einem detonierenden Sprengstoff in die Umgebung läuft.

Druck- und Ausbreitungsgeschwindigkeit von Stoßwellen hat Vicille in Stahlrohren unmittelbar gemessen. Ebene Stoßwellen gehorchen den Gleichungen von Riemann und Hugoniot (s. Detonationsgleichungen). Druck und spez. Volumen sind durch die Hugoniot-Gleichung verbunden (nicht durch das „statische“ Adiabatengesetz $p \cdot v^\gamma = \text{const.}$ von Poisson). Man kann daher für jede Ausbreitungsgeschwindigkeit Temperatur und Druck der Stoßwellen zuverlässig berechnen und spricht deshalb von Stoßwellenkompression.

Stoßwellen in Luft von Atmosphärendruck bei 0°C.

p_2	T_2	Wellengeschw.	Nachströmungs- geschw.
Druck at:	absolut.	m/sec:	m/sec:
2	336	452	175
5	482	698	452
10	705	978	725
50	2260	2150	1795
100	3860	3020	2590

Stoßwellen von endlichem Drucksprung werden im allgemeinen von den hinter der Wellenfront im nachströmenden Medium entstehenden Verdünnungswellen eingeholt und geschwächt. Sie schreiten dann nicht mit konstanter sondern mit abfallender Geschwindigkeit fort, bis nur eine Schallwelle übrig bleibt. Von allen Stoßwellen gehorcht nur die Schallwelle der Stabilitätsgleichung von Jouguet. Die Schallwelle ist der einzige stabile und zugleich der langsamste Verdichtungsstoß (s. Detonationsgleichungen). *R. Wendlandt.* Näheres s. die Arbeiten von Vicille u. Hugoniot; ferner R. Becker, Ztschr. f. Physik, 8, 1922.

Stoßzahl der Molekeln s. Molekeln.

Stoßzahlansatz. Wenn man die Zahl der Zusammenstöße von Gasmolekülen berechnen will, geht man davon aus, daß in der Zeit Δt alle diejenigen Moleküle von gleicher Bewegungsrichtung und der Geschwindigkeit v ein gegebenes Molekül erreichen, deren Mittelpunkte in einem Zylinder von der Länge $v \cdot \Delta t$ und dem Querschnitt $\pi \varrho^2$ ($\varrho =$ doppelter Radius des Moleküls bzw. seiner Wirkungssphäre, weil beim Zusammenstoß die Mittelpunkte um ϱ voneinander entfernt sind) liegen. Man nimmt nun an, daß in diesem Zylindervolumen V ebensoviele Moleküle liegen wie in jedem

anderen Raumgebiet der Größe V (*Stoßzahlansatz*, Clausius, Boltzmann). Diese Annahme ist nur dann richtig, wenn die Moleküle keine Häufungen stellen sind, also die Moleküle „gut gemischt“ sind. Man nennt deshalb *molekulare Unordnung* die Voraussetzung des Stoßzahlansatzes. Genauer muß die Annahme so formuliert werden, daß durchschnittlich gleichviele Moleküle in gleichen Raumteilen V liegen. Dieser Stoßzahlansatz läßt sich wie alle speziellen Vorstellungen über den Zusammenstoß vermeiden, wenn man die *Ergodenhypothese* (s. d.) zugrunde legt. *Reichenbach*.

Strahl. Eine gegen die Umgebung allseitig diskontinuierlich abgegrenzte Flüssigkeitsbewegung ist ein Strahl (s. a. Diskontinuitätsflächen); bei zweidimensionaler Bewegung ist er durch zwei Diskontinuitätslinien, bei dreidimensionaler durch eine umschließende Diskontinuitätsfläche begrenzt. Die Bewegung eines Strahles im inhomogenen Medium (z. B. Wasser in Luft oder im Vakuum) unterscheidet sich von der im homogenen 1. durch hinzutretende Beschleunigungen (Erdschwere sowie g. F. Scheinkräfte), 2. durch eine etwas andere Weise der Strahlauflösung. Über die Auflösung eines Strahles im homogenen Medium ist im Abschnitt Diskontinuitätsfläche das wesentliche gesagt. Im inhomogenen Medium dagegen sind auch Kapillarkräfte mit beteiligt, und die Auflösung des Strahles besteht hier im wesentlichen im Zerfall in einzelne Tropfen.

Die Entstehung von Strahlen erfolgt beim Verlassen fester Wandungen, etwa in Austrittsöffnungen; das Aufhören der Gefäßwände bzw. die Ablösung (s. d.) von ihnen wirkt also wie eine zu starke Erweiterung mit entsprechenden Druckverhältnissen. Während nun in Wirklichkeit eine Mischung mit dem umgebenden Medium eintritt, betrachtet man als Strahl im idealisierten Falle eine Potentialbewegung, entstanden durch reine Umsetzung des an der Mündung vorhandenen Druckes in Geschwindigkeit (wobei die Flüssigkeitsreibung höchstens eine katalytische Wirkung bei der Ablösung ausübt). Demgemäß bestimmt sich die Geschwindigkeit in der Austrittsöffnung aus dem Bernoullischen Theorem (s. d.) zu

$$v = \sqrt{\frac{2g p}{\gamma}} = \sqrt{2g h}, \text{ bzw. } \sqrt{2g \left(h + \frac{p}{\gamma} \right)},$$

wenn p der Überdruck im Behälter an der Austrittsöffnung und h ($= \frac{p}{\gamma}$) in Flüssigkeiten mit freiem

Spiegel der Höhenunterschied zwischen Austrittsöffnung und freiem Spiegel im Gefäß ist; die zweite Formulierung heißt Toricellisches Theorem (s. d.). Über Strahlkontraktion und andere Erscheinungen, die eine Abweichung von diesem idealen Ausflußgesetz hervorrufen s. Ausfluß. Ein Sonderfall des Strahls ist der Überfall (s. d.).

Bei nicht kreisförmigen Flüssigkeitsstrahlen tritt bei der nach einer gewissen Zeit einsetzenden Strahlauflösung eine bemerkenswerte Formänderung auf, die noch nicht ganz aufgeklärt ist. Der in Fig. 1 etwa länglich rechteckig austretende Strahl vertauscht nach einer Übergangsstrecke die Richtung der langen Rechteckseite mit der der kurzen und umkehrt, und wechselt längs der Fallstrecke mitunter mehrfach zwischen beiden Lagen. Entsprechende Erscheinungen kann man für die verschiedensten Öffnungsprofile beobachten.

Von der rechnerischen Seite hat das Ausfluß- und Strahlproblem eine vielseitige Bearbeitung gefunden, die sich mit dem in Nähe der Öffnung befindlichen Teil des Strahles befaßt; es sind, wegen der Rechenschwierigkeiten, zunächst zweidimensionale Fälle unter Verwendung der konformen Abbildung durchgerechnet worden. Urheber dieser Rechenmethoden sind Helmholtz und Kirchhoff; ihre Arbeiten haben bis in die neueste Zeit hinein mannigfache Fortsetzungen und Erweiterungen gefunden (Lord Rayleigh, Bobyleff, Levi Civita, Cisotti, Brillouin, Réthy, Weinstein u. a., über räumliche Strahlen s. die Diss. von Trefftz; s. a. die Lit.-Angaben bei: Überfall).

Das allgemeine Verfahren sei in einer Darstellungsform kurz gekennzeichnet, die wegen ihrer physikalischen Durchsichtigkeit auch ohne Schwierigkeiten auf andere Aufgaben der diskontinuierlichen Flüssigkeitsbewegung übertragen werden kann: Gegeben ist meist im Gefäß die Strömungsrichtung entlang fester Begrenzungen, gesucht ist die Form der Fortsetzungen der Grenzstromlinien, d. h. der freien Grenzen des Strahles (bzw. eines Totwassergebietes), auf denen aber der Druck bekannt ist (s. u.); außerdem das ganze Geschwindigkeitsfeld. Der Rechnungsgang ist der, daß zunächst ein dem (in der Ebene $z = x + iy$) gesuchten Strömungsfeld konformes Feld bestimmt wird, in dem die Rechnung der bestehenden funktionentheoretischen Beziehungen wegen einfacher und handlicher ist. Das komplexe Strömungspotential

$$\chi = \chi(z) = \varphi + i\psi$$

ist für entsprechende Punkte beider Felder gleich. Als konformes Strömungsfeld wählt man zweckmäßig das zum z -Feld gehörige Feld der komplexen Geschwindigkeiten:

$$w = \frac{d\chi}{dz} = u - iv,$$

worin u und v die Geschwindigkeitskomponenten in x - und y -Richtung sind. Ist zunächst im w -Blatt

$$\chi = f_1(w)$$

oder

$$w = f_2(\chi)$$

bestimmt, so ergibt sich der Zusammenhang zwischen χ und z durch

$$z = \int dz = \int \frac{d\chi}{f_2(\chi)}.$$

Mit Hilfe der Integrationskonstanten kann man über die geometrische Anordnung bzw. Größe im einzelnen verfügen.

Beispiel: Ausströmen aus einem Schlitz in einer Platte (s. Fig. 2).

Lage und Größe des Schlitzes stehen zu-

nächst frei. Die Geschwindigkeit entlang der freien an die Atmosphäre grenzenden Strahlgrenzen muß wegen der Druckverhältnisse konstant sein. Wegen Berücksichtigung der Erdschwere bzw. wegen der Abschätzung, daß in der Nähe der



Fig. 1. Strahl, aus nicht kreisförmiger Mündung austretend.

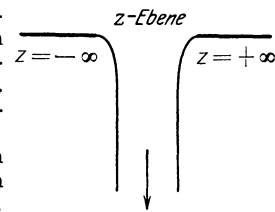


Fig. 2. Ausströmen aus einem Schlitz in einer Platte.

Öffnung die bei Berücksichtigung der Schwere her-einkommenden Schwierigkeiten ohne weiteres vernachlässigt werden können s. d. die Literaturangaben bei: Überfall, insbesondere v. Mises und Lauck. Die konforme Strömung im w-Blatt ist dann nach Art von Fig. 3. Die Grenzstromlinien entlang der festen Berandungen von $z = \pm \infty$ bis zum

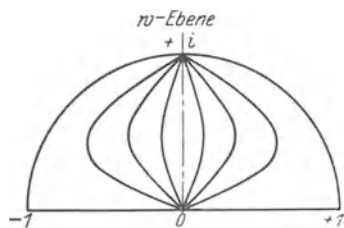


Fig. 3. Konforme Strömung.

Schlitzrand entsprechen in der w-Ebene den Strahlen von 0 bis ± 1 . Im weiteren Verlauf (auf dem freien Strahlrand) ändert sich die Geschwindigkeitsrichtung bei konstant bleibendem Betrag bis $w = u - iv = i$ für $z = -i\infty$; der freien Strahlgrenze in der z-Ebene entsprechen also in der w-Ebene zwei Viertelkreise. Die Stromlinie von $z = +i\infty$ bis $z = -i\infty$ geht in die Strecke von $w = 0$ bis $w = i$ über. Sämtliche anderen Stromlinien bilden sich im Innern dieser beiden Viertelkreise ab; sie beginnen im 0-Punkte und endigen im Punkte $w = i$. Der Punkt $w = 0$ verhält sich also wie eine Quelle, $w = i$ wie eine Senke. Die Symmetrie des Bildes erfordert für die mathematische Durchführung im Punkte $w = -i$ noch die Annahme einer entsprechenden Senke und im unendlich fernen Punkt der w-Ebene eine (nicht in die Rechnung eingehende) Quelle. Das Potential dieser Quell-Senken-Strömung läßt sich leicht angeben; es ist

$\chi(w) + c = \ln(w) - \ln(w + 1) - \ln(w - 1)$
(s. Quelle und Senke; der Faktor der Quellstärke ist hier fortgelassen, da er belanglos ist).

Eine einfache Umrechnung ergibt

$$w = c \cdot e^{-z} - \sqrt{c^2 \cdot e^{-2z} - 1}$$

(das Vorzeichen Minus vor der Wurzel ist im Hinblick auf die Geschwindigkeitsgrößen in dem betrachteten Fall gewählt); weiterhin folgt

$$z = \int \frac{dw}{w(\chi)} = \int \frac{dw}{c \cdot e^{-z} - \sqrt{c^2 \cdot e^{-2z} - 1}} = \\ = \int d\chi \cdot (c \cdot e^{-z} + \sqrt{c^2 \cdot e^{-2z} - 1}).$$

Die Auswertung des Integrals findet sich z. B. bei Kirchhoff, in Crelles Journal 1869, S. 293.

Bei anderen, nicht so einfachen Aufgaben der diskontinuierlichen Flüssigkeitsströmung ist u. a. z. B. die Richtung der Geschwindigkeit im Unendlichen, d. h. die Lage der Senke auf dem w-Kreis, usw. noch nicht bekannt; hierfür ergibt sich ein rechnerischer Zusammenhang aus der gegenseitigen geometrischen Anordnung der festen Begrenzung und der Abströmrichtung. Grundsätzlich bleibt die Rechnung dieselbe. S. a. Flüssigkeitsstrahl.

Eisner — O. Schrenk.

Strahlableitung s. Reaktionsdruck.

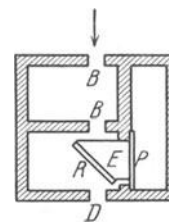
Strahldrehung im Schraubenpropeller. Bei der Propellerdrehung wird Impuls auch in tangentialer

Richtung erzeugt; im austretenden Strahl bleibt eine absolute Drehung zurück. Die darin enthaltene lebendige Kraft ist, soweit sie nicht teilweise durch geeignete Leitapparate (Gegen-, Contrapropeller usw.) noch nutzbar gemacht werden kann, für die Nutzwirkung verloren. Die einfache Strahltheorie (s. d.) stellt nur die Achsialgeschwindigkeit in Rechnung; für die Wirbelstrahltheorie bildet die Strahldrehung einen integrierenden Bestandteil. Die Betzsche Forderung geringsten Energieverlustes stellt Schubarbeit und Drehenergie unter gegenseitiger Abwägung ihrer Beträge im Sinne eines Minimalprinzipes gleichzeitig in Rechnung (s. auch Treibschraube- und Tragflügeltheorie).

Eisner.

Strahlendruck s. Reaktionsdruck.

Strahlenanalysator nach Glocker. Gerät zur Beurteilung der Strahlenqualität von Röntgenstrahlen, welches darauf beruht, daß die charakteristische Sekundärstrahlung (s. d.) eines Elementes nur dann angeregt wird, wenn die anregende Strahlung etwas kurzwelliger ist als die charakteristische Strahlung selbst. In dieser Gegend besitzt die Erregung ein Maximum. Der Glockersche Analysator besteht aus einem für Röntgenstrahlen undurchlässigen Kasten von $6 \times 8 \times 12 \text{ cm}^3$ Größe, in welchem bei R fünf verschiedene Metallplatten aus Selen, Molybdän, Silber, Antimon und Cer übereinander angeordnet sind. Die Figur stellt einen Horizontalschnitt dar. Die zu analysierenden Röntgenstrahlen fallen durch die Blenden BB unter etwa 45° auf die Sekundärstrahler auf und verlassen den Apparat, soweit sie nicht absorbiert werden, durch das Austrittsfenster D. Die in R angeregte charakteristische Strahlung trifft bei P eine photographische Platte. Damit sich die von den verschiedenen Metallen ausgehenden Strahlen nicht überkreuzen, sind horizontale Zwischenblenden E angebracht. Man erhält so auf P fünf verschieden geschwärzte Felder, aus deren Schwärzungsgrad sich beurteilen läßt, wie stark die zur Erregung eines jeden Metalles erforderliche Strahlenqualität in der Primärstrahlung vertreten ist. Welche Wellenlängen dabei den einzelnen Metallen zuzuordnen sind, zeigt folgende Tabelle:



Strahlenanalysator

Nr. des Feldes	1	2	3	4	5
Metall	Se	Mo	Ag	Sb	Ce
Wellenlänge .	0,98 Å	0,62 Å	0,48 Å	0,41 Å	0,31 Å

Behnken.

Strahlenbegrenzung (optisch). Die Berechnung optischer Bilder nach den Gesetzen der Gaußschen Abbildung (s. d.) vernachlässigt die Tatsache, daß die Abbildungen nicht fehlerfrei sind, und daß weiter die mitwirkenden Bündel durch Linsenfassungen oder besondere Blenden beschränkt sind.

Man stelle sich den Gegenstand als zweidimensional vor, er schneide die Achse im Punkte O. Das von O ausgehende Lichtbündel wird durch die verschiedenen Linsenflächen gebrochen und schließlich im Bildpunkte O' vereinigt. Dabei wird aber durch die Begrenzung jeder Fläche und vielleicht auch noch durch besondere Blenden das Bündel ein-

geengt, offenbar ist für seinen wirksamen Teil die (Fassung oder) Blende maßgebend, die es am meisten einengt, man nennt sie die Öffnungsblende. Der Winkel $2U$, den das wirksame Bündel auf der

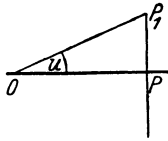


Fig. 1.
 $OP = -\xi$, $PP_1 = p$,
 $\sphericalangle PO P_1 = -U$.

Dingseite einschließt, ist so zu bestimmen: Man denke sich die Öffnungsblende durch den von ihr (dingseitig) liegenden Teil der Linsenfolge in umgekehrter Lichtrichtung abgebildet. Dieses Bild (die Eintrittspupille) gibt durch seine Größe die Grenze des Bündels an. Ist der Halbmesser der Eintrittspupille p , der Abstand des Gegenstandes von ihrer Mitte $PO = \xi$, so ist U (Fig. 1) gegeben durch:

$$\operatorname{tg} U = p/\xi \quad (1)$$

Die Eintrittspupille wird mit der Öffnungsblende zusammenfallen, wenn diese vor der ersten Linse liegt (Vorderblende) oder durch die erste Linsenfassung gebildet wird. Sie kann aber sonst auch jede Lage haben, sowohl in der Lichtrichtung vor den Gegenstand fallen, wie auch bei virtueller Abbildung hinter die erste Linsenfläche.

Auf der Bildseite ist der Öffnungswinkel $2U'$ in gleicher Weise zu bestimmen wie $2U$. Das durch den hinteren Teil der Linsenfolge entworfen Bild der Öffnungsblende heißt Austrittspupille. Man hat bei entsprechender Bezeichnung:

$$\operatorname{tg} U' = p'/\xi' \quad (2)$$

es gilt von ihr Ähnliches, wie soeben von der Eintrittspupille bemerkt wurde.

$2U, 2U'$ sind die scheinbaren Größen der Pupillen, von Ding und Bild aus. Weiter ist die Austrittspupille das durch die Linsenfolge entworfen Bild der Eintrittspupille. Soweit die Gaußsche Abbildung gilt, ist $\operatorname{tg} U'/\operatorname{tg} U$ die Winkelvergrößerung der Eintrittspupille. Allgemein aber müssen U', p', ξ' aus U, p, ξ durch Durchrechnung (s. d.) bestimmt werden.

Betrachtet man das Bündel, das zu einem außerhalb der Achse liegenden Dingpunkte gehört, so kann man den durch die Mitte der Öffnungsblende gehenden Strahl als seine Schwerlinie auffassen, allerdings ist diese Annahme nicht immer einwandfrei. Diesen Strahl nennt man Hauptstrahl. Er geht vor der Brechung durch die Mitte der Eintrittspupille P , nachher durch die Mitte der Austrittspupille P' ; vorausgesetzt, daß die Mitte der Öffnungsblende beiderseitig abweichungsfrei nach der Gaußschen Abbildung wiedergegeben wird. Dies wird meist nicht genau der Fall sein.

Bei der Bestimmung der Pupillen sind noch zwei Besonderheiten zu beachten:

a) Bei nicht selbstleuchtenden Körpern kann das beleuchtende Bündel so eng sein, daß es auch die engste der vorhandenen Blenden nicht ausfüllt. In diesem Falle tritt die Lichtquelle an die Stelle der Eintrittspupille und der Öffnungsblende.

b) Auf der Bildseite tritt bei Instrumenten zu subjektivem Gebrauch zu den Blenden und Fassungen die Augenpupille hinzu.

a) Wenn die Austrittspupille des Instruments genügend weit hinter dessen letzter Fläche liegt, so wird man das Auge an sie heranbringen und durch sie wie durch ein Schlüsselloch beobachten (s. die Zusammenstellung im Inhaltsverzeichnis bei M. v. Rohr. Die optischen Instrumente. 3. Aufl.). Dies ist der Fall beim Himmelsfernrohr wie beim

zusammengesetzten Mikroskop. Ist die Augenpupille enger als die Austrittspupille des Instruments, so wird sie die Öffnung U' (und U) bestimmen.

β) Kann man Augenpupille und Austrittspupille nicht zusammenbringen, etwa dann, wenn die letztgenannte in der Lichtrichtung vor der letzten Fläche liegt (Holländisches Fernrohr), so tritt die Augenpupille, falls sie die Öffnung der Bündel stärker beschränkt, bei ruhendem Auge an die Stelle der Austrittspupille.

γ) Bei bewegtem Auge tritt eine Teilung der Aufgaben ein, der Augendrehpunkt bestimmt den bildseitigen Schnittpunkt der Hauptstrahlen, weil die durch ihn gehenden Strahlen nacheinander die Schwerlinien der den einzelnen Dingpunkten entsprechenden Bündel sind. Dagegen ist für die Öffnung des Bündels die Augenpupille maßgebend, sie bewegt sich bei der Beobachtung um den Drehpunkt. Da die Hauptstrahlen die Schwerlinien der wirksamen Lichtbündel sind, kann ihr dingseitiger Schnittpunkt mit der Achse als Mittelpunkt der Perspektive aufgefaßt werden. Im allgemeinen ist es die Mitte der Eintrittspupille, im Falle γ jedoch der Punkt, den die Linsenfolge in den Augendrehpunkt abbildet (scheinbares Auge nach M. v. Rohr).

Es sei nun $OO_1 = y$ eine achsensenkrechte Strecke auf der Dingseite. Der Hauptstrahl durch den Punkt O_1 wird die Achse in P unter dem Winkel $OPO_1 = w$ schneiden; hierbei ist der Punkt P im allgemeinen (beim Vorhandensein von sphärischer Abweichung) vom Winkel w abhängig. Es ist aber (Fig. 2)

$$\operatorname{tg} w = -y/\xi. \quad (3)$$

Auf der Bildseite wird die Erscheinung auf einer Fläche aufgefangen werden, sei dies eine Mattscheibe, eine photographische Platte, ein Bildschirm, die Netzhaut des Auges oder (bei bewegtem Auge) die Fernpunktskugel.

Die Fläche wird auf der Achse senkrecht stehen und meist wenigstens näherungsweise als achsensenkrechte Ebene anzusehen sein (Mattscheibenebene, Auffangebene). — Der zu O_1 gehende Hauptstrahl schneidet nach dem Durchgange durch das Instrument die Achse in P' unter dem Winkel w' . Ist $O'O_1$ die Auffangebene, O_1 ihr Schnittpunkt mit dem betrachteten Hauptstrahl; setzt man ferner $O'O_1 = \eta'$, so hat man

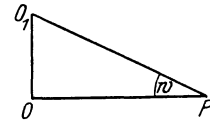


Fig. 2:
 $OP = -\xi$, $OO_1 = \eta$,
 $\sphericalangle O P O_1 = w$

$$\operatorname{tg} w' = -\eta'/\xi'. \quad (3a)$$

O_1 ist aber als Wiedergabe von O_1 anzusehen, und man hat danach als die Vergrößerung der Strecke $OO_1 = \eta$:

$$(4) \quad \eta'/\eta = \xi' \operatorname{tg} w' / \xi \operatorname{tg} w.$$

Ist $O'O_1$ die Gaußsche Bildebene zu OO_1 , so geht η'/η für verschwindendes η in den Gaußschen Vergrößerungswert β über. Der Unterschied

$$(5) \quad (\eta'/\eta)/\beta - 1 = V_z$$

heißt die Verzeichnung, weil er angibt, in welcher Weise die Gestalt einer Figur in der Dingebene durch die Abbildung verändert erscheint (s. die Artikel: „Abbildung durch photographische Objektiv“ und „sphärische Abweichung“).

Eine Änderung von η'/η mit der Farbe gibt den Farbenunterschied der Vergrößerung an.

Im allgemeinen wird der Gegenstand keine Ebene und auch keine einfache Fläche sein. Nach M.

v. Rohr denke man sich die einzelnen Dingpunkte von der Mitte der Eintrittspupille P aus (die sphärische Abweichung von P sei im folgenden vernachlässigt) auf die Ebene projiziert, die durch die Linsenfolge in die Auffangebene abgebildet wird, man nennt diese Ebene die Einstellebene. Diese Projektion („das Abbild“ des Gegenstandes) ist es, dessen Bild die Linsenfolge mehr oder minder scharf (nach der Hebung der sphärischen wie der Farbenabweichungen) und treu (nach der Hebung der Verzeichnung) wiedergibt. Freilich wird das Abbild selbst für jeden nicht in der Einstellebene liegenden Dingpunkt mit Zerstreungsfiguren behaftet sein, die mit abgebildet werden.

Die Lage der Eintrittspupille zur Einstellebene bestimmt die Perspektive, unter der der Gegenstand erscheint. Nur wenn die Eintrittspupille (das scheinbare Auge) P in der Lichtrichtung hinter dem Gegenstand liegt ebenso wie beim Sehen mit dem Auge, werden im Abbild nähere Strecken größer erscheinen als gleich große fernere (natürliche, entozentrische Perspektive). Liegt P im Unendlichen, so fehlt die perspektivische Verkürzung (telezentrische Perspektive, beispielsweise beim Mikroskop häufig vorhanden). Endlich kann P auch in der Lichtrichtung vor dem Gegenstande liegen, dann erscheinen fernere Strecken größer (hyperzentrische Perspektive).

Das Bündel der Hauptstrahlen, das auf der Dingseite durch die Mitte der Eintrittspupille, im Instrument durch die Öffnungsblende, nach seinem Durchgang durch die Austrittspupille geht, wird durch die übrigen Blenden und Fassungen begrenzt, auch hier kann man die Blende aussuchen, die es am meisten einschränkt. Bei unendlich enger Eintrittspupille begrenzt sie das Gesichtsfeld des Instruments, daher heißt sie Gesichtsfeldblende, auf der Dingseite entspricht ihr die „Eintrittsluke“, auf der Bildseite die „Austrittsluke“. Für die Bestimmung der Luken gelten ähnliche Regeln wie für die der Pupillen. Bei unendlich enger Eintrittspupille ist der dingseitige (wahre) Gesichtsfeldwinkel $2W$ die scheinbare Größe der Eintrittsluke von der Eintrittspupille aus gesehen, das Entsprechende gilt für den bildseitigen (scheinbaren) Gesichtsfeldwinkel $2W'$.

Hat aber die Eintrittspupille eine endliche Öffnung, so fällt Licht noch von Dingpunkten in das Instrument, die weiter außerhalb liegen, andererseits tritt eine Abnahme der Beleuchtung schon für Punkte ein, deren Hauptstrahlen einen kleineren Winkel als W mit der Achse bilden. Das Bildfeld wird also nach dem Rande zu allmählich lichtschwächer, eine Erscheinung, die als Abschattung (Vignettierung) bezeichnet wird (vgl. Figur in den unten erwähnten Abhandlungen und Werken). Die Abschattung wird vermieden, wenn die Auffangebene mit der Austrittsluke zusammenfällt, was sich in vielen Fällen erreichen läßt.

H. Boegehold.

Näheres s. Schleiermacher, L. Analytische Optik. Erster Theil. Darmstadt, G. Jonghaus 1842. — Abbe, E., Über die Bestimmung der Lichtstärke optischer Instrumente. Mit besonderer Berücksichtigung des Mikroskops und der Apparate zur Lichtconcentration (1871). Ges. Abh., 1. Bd., S. 14—44. — v. Rohr, M., Die Theorie der optischen Instrumente, I. Bd. Die Bilderzeugung. . . . Berlin, Julius Springer 1904, S. 466—507. — Die beim beidäugigen Sehen durch optische Instrumente möglichen Formen der Raumschauung. Münch. Sitz.-Ber. 1906, 36, 487—506. — Die optischen

Instrumente. 3. Aufl. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner 1918, S. 5—11. — Die Strahlenbegrenzung. Berlin, Centralblatt f. Opt. u. Mech. 1920. — Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. Leipzig, J. A. Barth 1924, S. 146—212.

Strahlenbrechung s. Refraktion.

Strahlenfilter s. Farbläser, Jenaer.

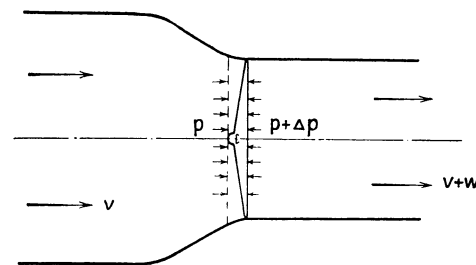
Strahlkontraktion s. Ausfluß und Strahl.

Strahlöfen (vgl. auch Sonnenstrahlöfen, Steinstrahlöfen). Im Gebiet hoher Temperaturen bildet die optisch-thermische Strahlung bei der Wärmeübertragung und dem Temperaturausgleich einen wichtigen Faktor, da die thermische Energieausstrahlung mit einer hohen Potenz der Temperatur ansteigt (bei schwarzen Körpern mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur) und auch die Absolutwerte der abgegebenen Strahlungsenergie sehr beträchtliche Werte erreichen, die vielfach die Wärmeübertragung durch Leitung übersteigen. Schwarze Körper geben z. B. im Vakuum pro Quadratcentimeter Fläche bei 3000° 450 Watt, bei 3500° sogar bereits 850 Watt lediglich durch Strahlung ab. Bedeutsamen Anteil hat die Strahlungserhitzung beispielsweise bei den Lichtbogenöfen, ferner bei großen Flammenöfen, in denen neueren Forschungen zufolge die Wärmeabgabe durch Strahlung der erhitzten Feuergase sehr hohe Beträge erlangt (vgl. Wärmestrahlung, technisch).

C. Müller.

Strahlpropeller s. Propulsion.

Strahltheorie der Schraube. Diese gibt eine idealisierte Vorstellung von der Luft bzw. Wasserbewegung in einer Schraube und führt durch Anwendung des Impuls- und Energiesatzes auf einige allgemeine Folgerungen, von denen die Begrenzung des Wirkungsgrades einer Schraube die wichtigste



Strahltheorie der Schraube.¹⁾

ist. Man stellt sich die Schraube als einen Mechanismus vor, durch welchen auf einer in der Flüssigkeit fortschreitenden Kreisfläche F eine Schubkraft in der Bewegungsrichtung erzeugt wird. Der Impuls der Strömung hinter der Schraube muß größer sein als vor der Schraube. Bezeichnet Q die Flüssigkeitsmenge, welche von der Schraube erfaßt wird, v ihre Geschwindigkeit vor der Schraube, w die Geschwindigkeitszunahme in der Stromrichtung infolge der Schraubeneinwirkung und ρ die Dichte der Flüssigkeit, so ist die Schubkraft der Schraube $S = \rho Q w$. Bei diesem Vorgang wird aber auch die kinetische Energie des die Schraube durchströmenden Luftvolumens erhöht, also Energie vom Schraubenmechanismus der Luft mitgeteilt; dadurch ist der Wirkungsgrad der Schraube prinzipiell beschränkt. Der Höchstwert dieses Wirkungsgrades ist gegeben durch:

¹⁾ Anmerkung: Die Schraube mit dem Drucksprung Δp muß nicht, wie irrtümlich in der Figur, hinter, sondern mitten in der Strahlverlagerung stehen.

$$\eta = \frac{v}{v + w/2}$$

Um die Größe w zu berechnen, muß man von der Arbeitsgleichung ausgehen. Bei Durchströmen der Schraubenkreisfläche wird gegen die Druckkraft

$$\Delta p = S/F$$

Arbeit geleistet, und zwar $Q \Delta p$ in der Zeiteinheit. Diese Arbeit ist der Leistung L der Schraube gleich, also

$$Q S/F = \rho Q \left(v w + \frac{w^2}{2} \right)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung wird also w und somit auch der Höchstwirkungsgrad durch die Konstruktionsgrößen der Schraube ausgedrückt. In ganz analoger Weise wie den höchsten Wirkungsgrad einer fortschreitenden Schraube kann man die größte Hubkraft, welche von einer ortsfesten Schraube unter bestimmten Bedingungen erzeugt werden kann, berechnen.

Eine erweiterte Strahltheorie berücksichtigt auch die Drehung des Schraubenstrahls, die als Reaktion auf das Drehmoment der Schraube auftreten muß (s. auch Idealer Wirkungsgrad). *L. Hopf.*

Strahlumkehr s. Reaktionsdruck.

Strahlung. Die Aussendung elektromagnetischer Wellen.

a) Strahlung einer Antenne. Wenn der Strom J im vertikalen Teil einer Antenne (h Fig. 1) variiert (ω), so ergibt sich das magnetische Feld im Punkte P mit Hilfe des Vektor-Potentials, d. h.

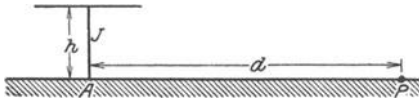


Fig. 1. Strahlung einer vertikalen Antenne.

es ist die Zeitdifferenz entsprechend dem Fortschreiten der Wellen zwischen A und P zu berücksichtigen. Das Vektor-Potential in P ist

$$A = \frac{[J] h}{d}$$

$[J]$ deutet an, daß hier für J (Zeit t) der Wert einzusetzen ist von einer um $\frac{d}{c}$ zurückliegenden Zeit ($c =$ Ausbreitungsgeschwindigkeit $= 3 \cdot 10^{10}$ cm). Es ist also

$$[J] = J_0 \sin \omega \left(t - \frac{d}{c} \right)$$

Das Feld ist dann

$$H_t = \frac{1}{10} \text{curl } A = \frac{1}{10} \frac{dA}{dt} = \frac{h \omega J_0}{10 c d} \cos \omega \left(t - \frac{d}{c} \right) - \frac{h J_0}{10 d^2} \sin \omega \left(t - \frac{d}{c} \right)$$

Der erste Ausdruck ist das Strahlungsfeld, der zweite das normale Feld der magnetischen Induktion. In größerer Entfernung ist das maximale Feld gegeben durch

$$H_0 = \frac{h \omega J_0}{10 c d} \text{ oder da } \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad H_0 = \frac{2\pi h J_0}{10 \lambda d}$$

Für sehr große Entfernungen (größer als 100 km) ist das magnetische Feld infolge von Absorptionen geringer

$$H' = H_0 e^{-0,000047 \frac{d}{\sqrt{\lambda}}}$$

Derselbe Wert gilt auch für gedämpfte Schwingungen. Mit H ist gleichzeitig immer verbunden ein elektrisches Feld E . Beide müssen immer gleichzeitig entstehen, sind gleicher Phase und E steht räumlich senkrecht auf H . $E = 300 \cdot H$.

Die Strahlung, die im Abstand d von der Antenne durch die Flächeneinheit geht, ist nach Poynting

$$S = \frac{1}{4\pi} \cdot E \cdot H$$

Dieser Wert, integriert über eine den Strahler umhüllende Halbkugel, ergibt

$$J^2 \left(39,7 \cdot \frac{H}{\lambda} \right)^2 = J^2 \cdot R_{\Sigma}, \text{ da } \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$$

Der zweite Teil dieses Ausdruckes (R_{Σ}) erscheint hier äquivalent einem Widerstand (Strahlungswiderstand).

Die in einer Empfangsantenne (Höhe h_e) von dem mit der Geschwindigkeit c über sie hinwegstreichende Strahlungsfeld induzierte EMK ist $h_e \cdot H \cdot c \cdot 10^{-8}$ Volt. Der Strom in der Empfangsantenne ist dann

$$J_R = \frac{E}{R} = 300 \cdot \frac{h_e \cdot H}{R} \text{ Amp.} = \frac{188 \cdot h \cdot h_e \cdot J_0}{R \cdot \lambda^2 \cdot d}$$

R ist hier der Widerstand der Empfangsantenne. Für gedämpfte Schwingungen ist ein Faktor hinzuzufügen. Es gilt hier

$$J'_R = J_R \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{600 L \delta}{R \lambda}}}$$

L die Selbstinduktion der Empfangsantenne (Milli-Henry), δ das logarithmische Dekrement der ankommenden Schwingungen.

b) Strahlung einer Rahmenantenne (Spule Fig. 2). N Windungszahl der Antenne. Das Feld in P setzt

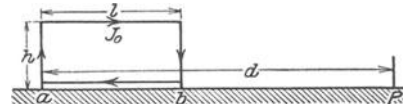


Fig. 2. Strahlung einer Rahmenantenne.

sich zusammen aus den Feldern der beiden vertikalen Ströme in a und b .

$$H_d = - \frac{h N \omega J_0}{10 c d} \cos \omega \left(t - \frac{d}{c} \right)$$

$$H_{(d-c)} = + \frac{h N \omega J_0}{10 c (d-l)} \cos \omega \left(t - \frac{d-l}{c} \right)$$

$$\text{oder } H_t = - \frac{h N \omega J_0}{10 c d} \sin \omega \left(t - \frac{d-c}{2} \right) \sin \frac{\omega l}{2 c}$$

$$\text{da } \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{\omega l}{2 c} = \frac{\omega l}{2 c} \text{ ist } H = \frac{4 \pi^2 h l N J_0}{10 \lambda^2 d}$$

Die gesamte Strahlung berechnet sich wieder wie oben aus dem Integral $\frac{1}{4\pi} E \cdot H$ über die Halbkugel zu

$$\left(13,3 \frac{lh}{\lambda} \right)^4 N^2 J^2$$

Der Strahlungswiderstand R ist

$$\left(176 \frac{lh}{\lambda^2} \right)^2 N^2 \quad A. Meißner.$$

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 173.

Strahlungsdämpfung bzw. Dekrement. $C =$ Antennen-Kapazität, $R =$ Strahlungswiderstand, δ ist

gleich der in $\frac{1}{2}$ Periode durch Strahlung verlorenen Energie zur gesamten Antennenenergie

$$\delta = \frac{\frac{1}{2} \frac{J_0^2 R}{L_A J_0^2} = \frac{C R}{\lambda 300}}{2}$$

In der Eigenschwingung ist δ angenähert = $\frac{2,44}{\lg\left(\frac{2l}{r} - 1\right)}$ l = Länge des Antennendrahtes
 r Radius des Drahtes

$$\text{für } l = 100 \text{ m, } r = 0,25 \text{ mm, } \delta = 0,18, \\ r = 2,5 \text{ mm, } \delta_1 = 0,23.$$

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 202.

Strahlungsdruck. Eine Strahlung von S erg $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ („Energiefluß“) übt auf eine schwarze Fläche in der Strahlungsrichtung einen Druck $\frac{S}{c}$ (c = Lichtgeschwindigkeit), auf eine vollkommen spiegelnde Fläche den doppelten Druck $\frac{2S}{c}$ aus; oder, allgemein, wenn ρ das Reflexionsvermögen einer bestrahlten Fläche ist: $p = \frac{S}{c} (1 + \rho)$ (Maxwell-Bartoli Grundgesetz der elektromagnetischen Strahlungstheorie). Die Strahlung führt also Impuls mit sich ($m \times v$, Masse \times Geschwindigkeit), wie ein materieller Körper. Der Strahlungsdruck auf eine spiegelnde Fläche ($\rho = 1$) entspricht formal dem Gesetz des elastischen Stoßes, wo ebenfalls bei vollständiger Reflexion der Impuls $2mv$ ausgetauscht wird.

Qualitativ ist das Bestehen eines Strahlungsdruckes nachgewiesen von Lebedew und von Nichols und Hull. Auch die Formel $p = \frac{S}{c}$ ist,

soweit die Genauigkeitsgrenze der Versuche (20 bis 30%) reicht, bestätigt worden. Neue präzise Messungen ließen den Strahlungsdruck vom Radiometereffekt vollständig trennen und führten auf 2% zum theoretischen Wert (Gerlach und Golsen).

Der Strahlungsdruck der Sonne auf die Erde berechnet sich: Solarkonstante (auf 1 cm^2 der Erde pro Minute eingestrahle Energie) rund 2 gr cal min $= 1,3 \times 10^6$ erg. sec^{-1} ; also für $\rho = 0,4 \times 10^{-5}$ dyn; das ist ein Druck von 0,4 mgr pro Quadratmeter. Von grundlegender Bedeutung ist der Strahlungsdruck in der kosmogonischen Theorie von Schwarzschild (auch Eddington, Milne u. a.).

Näheres über die Ausführung der Messung s. Lebedew, Die Druckkräfte des Lichtes. Ostwalds Klassiker Bd. 188. W. Gerlach u. A. Golsen, Ztschr. f. Physik. 15, 1. 1923.

Strahlungsgesetze. Unter den Strahlungsgesetzen versteht man allgemein die Beziehungen zwischen Temperatur des strahlenden Körpers und emittierter Energie, sei es Gesamtemissionsenergie oder Emissionsenergie in bestimmten Spektralbereichen oder für bestimmte Wellenlängen. Von theoretisch und praktisch besonderer Bedeutung sind die Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers (s. d.), weil dessen Strahlung nur von der Temperatur des Strahlers, nicht von irgendwelchen Materialeigenschaften abhängt. Aber auch für nicht schwarze Strahler nehmen die Gesetze einfache Form an, wenn der Strahler ein reiner Temperaturstrahler (s. d.) ist. In diesem Falle gilt das Kirchhoffsche

Gesetz, welches aussagt, daß das Verhältnis von Emissionsvermögen und Absorptionsvermögen für alle Temperaturstrahler eine Konstante ist; dabei ist das Absorptions- und Emissionsvermögen für dieselbe Temperatur und dieselbe Wellenlänge zu nehmen. Da das Absorptionsvermögen des schwarzen Körpers (s. d.) definitionsgemäß gleich 100% gesetzt ist, folgt, daß das Verhältnis von Emissionsvermögen zu Absorptionsvermögen eines beliebigen Temperaturstrahlers gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers ist.

Die Gesamtstrahlung eines Temperaturstrahlers ist proportional einer für jeden Körper charakteristischen Potenz der absoluten Temperatur; für den schwarzen Körper gilt das Stefan-Boltzmannsche Gesetz (s. d.), daß die Gesamtstrahlung proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur ist $S = \sigma T^4$. Die Stefan-Boltzmannsche Konstante (s. d.) hat in absoluten Einheiten den Wert $5,76 \times 10^{-12} \pm 0,07$ Watt $\text{cm}^{-2} \text{grad}^{-4}$ (W. Gerlach 1920). Theoretisch ist dieses Strahlungsgesetz rein thermodynamisch begründet.

Das Wiensche Verschiebungsgesetz, gleichfalls thermodynamisch abgeleitet, bezieht sich auf die Emission des schwarzen Körpers für diejenige Wellenlänge, bei welcher der schwarze Körper das Maximum an Energie ausstrahlt; es sagt aus, daß das Produkt aus dieser Wellenlänge λ_{max} und der absoluten Temperatur des Strahlers T eine Konstante ist. Die Konstante ist bestimmt zu $\lambda_{\text{max}} \times T = b = 0,287$ cm Grad, d. h. wenn die Wellenlänge in Zentimeter, die Temperatur in absoluten Graden ($T_{\text{abs}} = t^{\circ}\text{Celsius} + 273$) gesetzt wird. Theoretisch folgt sie aus der universellen Konstanten h (Plancksche Wirkungskonstante), k

(Boltzmannsche Entropiekonstante) zu $b = \frac{c h}{\beta h}$; c ist die Lichtgeschwindigkeit 3×10^{10} cm/sec, β eine Zahlenkonstante 4,951.

Die Verteilung der gesamten Strahlungsenergie eines schwarzen Körpers in seinem Emissionsspektrum, die Energie-Wellenlängen-Kurve, ist theoretisch durch M. Planck 1900 auf Grund der Energiequantenhypothese gegeben worden: das Plancksche Strahlungsgesetz. Die Energie E , welche im Spektrum eines schwarzen Körpers der absoluten Temperatur T auf die Wellenlänge λ entfällt, $E_{\lambda T}$ ist gegeben

$$E_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

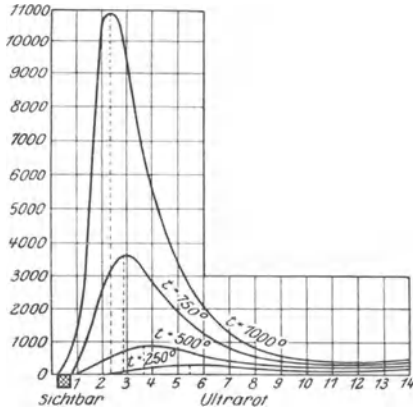
Das Integral $\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{\lambda T}$ ist das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz und führt zu einem theoretischen Wert der Konstanten $\sigma = \frac{2 \pi^4 k^4}{15 \cdot c^2 h^3}$.

Für das Maximum der Emission ergibt sich das Wiensche Verschiebungsgesetz. Für kurze Wellen und hohe Temperaturen geht das Plancksche Gesetz in das (ältere, aber nicht einwandfrei abgeleitete) Wiensche Strahlungsgesetz über $E_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$; für sehr lange Wellen in das Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz (s. d.) $E_{\lambda T} = C \cdot \frac{kT}{\lambda^4}$. Die Konstante des Planckschen Gesetzes c_2 (auch häufig c -Konstante genannt) ist numerisch zu 14300 mit einer Genauigkeit von etwa $\frac{1}{2}\%$ bestimmt. Der endgültige Nachweis der

Gültigkeit des Planckschen Gesetzes für weiteste Temperatur- und Wellenlängenbereiche stammt von H. Rubens und H. Michel, Berl. Ber. 1921.

Über die Bedeutung der Strahlungsgesetze und ihrer experimentellen Bestätigung s. Strahlungsmessungen. Eine Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes im Sinne der Bohrschen Theorie der Emission und Absorption gab A. Einstein, Physikal. Ztschr. 1917.

Die folgende Figur gibt die Energieverteilung im Spektrum von schwarzen Körpern einiger Temperaturen. Der sichtbare Bereich ist darin besonders gekennzeichnet. Es ist ersichtlich, wie



Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers.

ein kleiner Teil der Energie als sichtbare Strahlung, also für Beleuchtungszwecke verwendbare Strahlung emittiert wird. Hieraus folgt der überaus schlechte Nutzeffekt, d. h. die schlechte Ausnützung der Energie in unseren Lampen. Andererseits ist ersichtlich, daß mit geringer Steigerung der Temperatur der Anteil an sichtbarer Strahlung bedeutend wächst (Verschiebung des Maximums der Emission nach kürzeren [optischen] Wellenlängen). Hierauf beruht der Vorteil der Metallfadenglühlampen gegenüber den Kohlenfadenglühlampen, weil erstere auf höhere Temperatur gebracht werden können.

Gerlach.

Strahlungsgleichgewicht. Absorbiert ein Körper auffallende Strahlung, so erhöht diese absorbierte Energie seine Temperatur und damit auch seine Ausstrahlung in die Umgebung. Strahlungsgleichgewicht besteht, wenn die von einem Körper ausgestrahlte Energie durch in ihn eingestrahlte absorbierte Energie gerade kompensiert wird. Dies ist die Bedingung für einen schwarzen Körper (s. d.). Herrscht bei einer Temperatur zwischen beliebigen Körpern Strahlungsgleichgewicht, so besteht es bei allen Temperaturen (Gesetz von Prevost).

Gerlach.

Strahlungsgleichgewicht der Sterne. Die selbstleuchtenden Sterne müssen wir uns als Gaskugeln vorstellen. Über ihren Aufbau konnten theoretische Arbeiten von Ritter, Lane, Emden eine unendliche Mannigfaltigkeit von Gleichgewichtszuständen aufzeigen, ohne daß man entscheiden konnte, ob z. B. der adiabatische oder ein anderer Zustand gelte. Durch die Hypothese vom Strahlungsgleichgewicht konnte Eddington den physikalisch einzig möglichen Zustand festlegen. Danach findet im Sterninnern der Energieaustausch, der Wärmestrom nach außen, allein durch Strahlung statt. Wärmeleitung und auch Konvektion sind zu ver-

nachlässigen. Hierbei herrscht ein stationärer Zustand, bei dem kein Teilchen seine Temperatur ändert. Ferner ist bei den hohen Temperaturen im Sterninnern, die nach Millionen Grad zählen, in der Zustandsgleichung neben dem Gasdruck noch der Strahlungsdruck einzuführen, der mit T^4 proportional ist und im Innern der Sterne allein eine Rolle spielt.

Der Wärmeverlust durch Ausstrahlung muß irgendwie gedeckt werden. Wäre dies nämlich nicht der Fall, dann müßte die Temperatur der Sonne schon in historischer Zeit um mehrere hundert Grad abgenommen haben. Die Energieerzeugung kann geschehen: 1. durch Kontraktion, 2. durch radioaktive Wärmequellen innerhalb der Sterne, 3. durch Abbau von Materie in Energie. Die erste Arbeit Eddingtons (1916/17) wollte zeigen, daß ein Stern seine Laufbahn als roter (kühler) Riesenstern beginne, dann ohne wesentliche Helligkeitsänderung weißer (heißer) werde, indem er sich kontrahiere. Die Zeitdauer dieses Vorganges hängt von der Art der Wärmequelle ab. Bei Kontraktion allein wäre ohne radioaktive Wärmequelle die Dauer nur 80000 Jahre. Ist die mittlere Dichte auf etwa $\frac{1}{5}$ der Wasserdichte gestiegen, so gilt nicht mehr die ideale, sondern die van der Waalsche Gasgleichung. Der Stern zieht sich dann bedeutend langsamer zusammen und kühlt sich dabei ab, wobei seine Leuchtkraft rasch abnimmt. Ohne radioaktive Wärmequelle würde dieser Prozeß einige 20 Millionen Jahre dauern bis zum völligen Erlöschen der Sterne. Je größer die Masse des Sterns, um so größer ist auch seine Höchsttemperatur und seine Leuchtkraft während des aufsteigenden Astes.

Durch diese theoretischen Entwicklungen schien das Russelldiagramm völlig geklärt. Die Mehrzahl der Sterne habe angenähert Sonnenmasse. Sie beginnen ihre Laufbahn als rote Riesen und nach Erreichung der Höchsttemperatur werden sie als Zwergsterne schwächer und schwächer. Die Sonne mit ihrer hohen Dichte ist ein Zwergstern. Vor kurzem jedoch zog Eddington seine Betrachtungen in Zweifel, indem er zeigte, daß der Zwergstern in dem von ihm definierten Sinne nicht existiere und die ideale Gasgleichung wegen der im Sterninnern zunehmenden Ionisation immer gelte. Abgesehen von einer unbedeutenden Zunahme der Helligkeit infolge der Veränderlichkeit des Massenabsorptionskoeffizienten mit steigender Temperatur ist die Helligkeit eines Sternes nur Funktion der Masse. Die Deutung des statistisch ermittelten Russelldiagramms schien nicht mehr möglich.

Untersuchungen von Eddington, Jeans, Russell, Brill zeigten aber folgendes. Die Zwergsterne haben alle die gleiche Mittelpunktstemperatur von 30 Millionen Grad. Die Mittelpunktstemperatur der Riesen ist geringer. Da die Massen der Zwerge erfahrungsgemäß mit abnehmender Leuchtkraft geringer werden, geschieht die Deutung des Russelldiagramms in folgender Weise. Die Sterne verlieren während ihrer Laufbahn Masse, die sie in Strahlungsenergie umsetzen. Die Riesensterne haben eine Mittelpunktstemperatur von 6 bis 8 Millionen Grad. Es existieren im Innern der Sterne große Mengen einer Materie, die sich bei dieser Temperatur umsetzt. Ist diese aufgebraucht, so zieht sich der Stern rasch zusammen, bis die Mittelpunktstemperatur 30 Millionen beträgt. Bei dieser Temperatur zerfällt die Hauptmenge des Sternmaterials und der Stern wandert unter ständigem Massenverlust

den Zwergstern entlang abwärts. Gibt es eine noch widerstandsfähigere Materie, so kann der Stern nach Verbrauch des bei 30 Millionen Grad zerfallenden Materials sich noch weiter erhitzen. Wir haben so ein Schema gefunden, in das wir auch die rätselhaften Liliputaner mit ihrer hohen Dichte vom 50000fachen der Sonnendichte einordnen können.

Bottlinger.

Strahlungskonstanten s. Strahlungsgesetze.

Strahlungsmessung. Die verschiedenen Methoden, die zur Messung der uns von den Gestirnen zustrahlenden Energie angewandt werden, greifen jede einen durch die Eigenart der benutzten Instrumente bestimmten spektralen Bereich aus der Gesamtstrahlung heraus; mit verschiedenartigen Hilfsmitteln gemessene Energiemengen sind nicht unmittelbar miteinander vergleichbar, selbst die Ergebnisse verschiedener Instrumente gleicher Art weisen oft Differenzen auf.

Die radiometrischen Instrumente, von denen für den astronomischen Gebrauch hauptsächlich Bolometer und Thermoelement in Betracht kommen, messen den Gesamtbetrag der Energie. Sie sind für Strahlung aller Wellenlängen gleich empfindlich, ihre Reaktion ist, unabhängig von der Wellenlänge, der Intensität der Strahlung proportional. Der spektrale Bereich solcher Messungen wird daher durch die optischen Medien bestimmt, welche die Strahlung zu durchlaufen hat (Atmosphäre, Fernrohrobjektiv). In der Anwendung des Thermoelements sind in den letzten Jahren außerordentliche Fortschritte erzielt worden. Die für die Messung von Sternstrahlung erforderliche hohe Empfindlichkeit wird durch Elemente von möglichst geringer Masse ($\frac{1}{30}$ Milligramm) im Vakuum erreicht. Fixsterne, bei denen die Kenntnis der Gesamtstrahlung von Bedeutung ist, sind heute bis zur neunten Größenklasse der thermoelektrischen Messung zugänglich. Bei der Messung von Planetenstrahlung kommt es darauf an, die langwellige Eigenstrahlung von dem kurzwelligen reflektierten Sonnenlicht zu trennen. Man verwendet zu diesem Zweck als Filter vor dem Element Steinsalz, Flußspat, Glas und Wasser, die verschiedene Spektralgebiete der Strahlung durchlassen. Als astronomisches Instrument muß bei der Beobachtung langwelliger Strahlung ein Spiegel verwendet werden. Mit großen Spiegeln und besonders kleinen Strahlungsempfängern ist es möglich, auf Planeten (z. B. Mars) die Temperaturverteilung auf der Oberfläche (Äquator, Pol) zu untersuchen.

Spektral zusammenhängende Teile der Gesamtstrahlung werden auch durch die photometrischen Hilfsmittel: das *Auge*, die *photographische Platte* und die *lichtelektrische Zelle* aufgenommen (s. Photometrie der Gestirne). Jedes dieser Instrumente zeigt eine mit der Wellenlänge veränderliche, zu einem Maximum ansteigende und wieder abfallende Reaktionsstärke bei gleicher Intensität der wirkenden Strahlung. Das Empfindlichkeitsmaximum liegt für das Auge im gelben ($570 \mu\mu$), für die gewöhnliche photographische Platte im violetten Abschnitt des Spektrums ($430 \mu\mu$), bei der Zelle wird seine Lage durch das verwendete Alkalimetall bestimmt. Die Wirkung der Strahlung ergibt sich aus der Kombination der Empfindlichkeitskurve des Instruments mit der Energiekurve (Intensitätsverteilung im Spektrum) der Lichtquelle. Die maximale Wirkung wird demnach erreicht, wenn die Maxima beider Kurven zusammenfallen;

zwei verschiedene Instrumente (z. B. Auge und photographische Platte) reagieren auf dieselbe Intensität mit verschiedener Stärke, wenn ihre Empfindlichkeitsmaxima verschieden weit vom Energiemaximum der Quelle entfernt liegen. Bei der Vergleichung zweier Strahlungsquellen mit (bolometrisch) gleicher Gesamtstrahlung kann im Auge die eine, in der Platte die andere eine intensivere Wirkung hervorrufen; der Unterschied (s. Farbenindex) gibt an, daß in den Spektren der beobachteten Lichtquellen das Intensitätsmaximum an verschiedenen Stellen liegt (verschiedene effektive Temperatur).

Die vollständige Energiekurve wird durch die *spektralphotometrischen* Methoden erkannt, welche die in eng begrenzten Bezirken des Spektrums wirkende Energie messen (s. Spektralanalyse der Gestirne und Mikrophotometer). Hierfür kommen neben Bolometer und Thermoäule das Auge, die photographische Platte und die lichtelektrische Zelle gleichmäßig in Betracht, da beim Vergleich mit derselben Wellenlänge des schwarzen Strahlers die Lage des Empfindlichkeitsmaximums keine Rolle spielt.

W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Strahlungs-pyrometer. Den meist benutzten Vorrichtungen zur Messung der Temperatur, Quecksilberthermometern, Thermoelementen und Widerstandsthermometern (s. d.) ist eigentümlich, daß ihr wirksamer Bestandteil, die Thermometerkugel, die Lötstelle, der Widerstandsdraht, sich auf der zu messenden Temperatur befinden muß. Hierdurch ist letzten Endes der Verwendungsbereich der Instrumente begrenzt; die Erweichung des Glases, das vorzeitige Schmelzen der Thermoelementenschenkel oder des Widerstandsdrahtes machen alle diese Vorrichtungen ungeeignet, die von der Technik, z. B. im Lichtbogen, in Brennöfen u. a. m. erreichten höchsten Temperaturen zu messen. In solchen Fällen benutzt man optische Thermometer, auch Strahlungs-pyrometer genannt, mit denen man bis zu etwa 700° hinab messen kann und deren Verwendungsgebiet nach hohen Temperaturen hin unbegrenzt ist.

Die optische Temperaturmessung beruht auf den Strahlungsgesetzen, die nur für die von einer „schwarzen“ Fläche ausgehende Strahlung, die „schwarze“ Strahlung gültig sind. Eine Fläche ist „schwarz“, wenn sie alle sichtbaren und unsichtbaren Strahlen absorbiert. Soweit die Fläche diese Eigenschaft nicht hat, wird auch die Temperaturmessung fehlerhaft. — Als schwarze Strahlung kann die aus einer engen Öffnung eines Hohlraumes austretende Strahlung angesehen werden. Hocherhitzte technische Öfen liefern vielfach nahezu schwarze Strahlung. Die Temperatur eines schwarzen Strahlung aussendenden Körpers wird dadurch gefunden, daß man die Strahlung, spektral ausgeblendet, mit der Strahlung eines schwarzen Körpers bekannter Temperatur (Temperatur des Goldschmelzpunktes) photometrisch vergleicht. Nach der radiometrischen Temperaturskala (s. d. Artikel: Temperaturskalen) besteht zwischen zwei Temperaturen t_1 und t_2 und den zugehörigen Helligkeiten H_1 und H_2 der homogenen schwarzen Strahlung von der in μ ($= 0,001$ mm) gemessenen Wellenlänge λ die Beziehung

$$\log \text{nat} \frac{H_2}{H_1} = \frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{273 + t_1} - \frac{1}{273 + t_2} \right\} \quad (1)$$

wobei $c = 14300 \mu$ Grad zu setzen ist. Hat beispiels-

weise die Helligkeit eines Ofens bei der niedrigeren Temperatur t_1 , die man noch durch ein in den Ofen eingeführtes Thermoelement ermitteln konnte, den Wert H_1 gemessen und hat der höher geheizte Ofen die Helligkeit H_2 , so läßt sich die zugehörige Temperatur t_2 leicht aus vorstehender Gleichung berechnen.

Das nach Wanner benannte Strahlungs-pyrometer ist ein Königsches Spektralphotometer (s. d.), dessen Okularblende auf die Wellenlänge $\lambda = 0,656 \mu$ der roten Wasserstofflinie eingestellt ist. Als Vergleichslicht trägt es im Innern eine mattierte Prismenfläche, die durch eine kleine, von einem konstanten elektrischen Strom durchflossene Glühlampe beleuchtet wird. Beim Photometrieren einer Strahlung stellt man beide Hälften des Gesichtsfeldes durch Drehen des Okularnicals auf gleiche Helligkeit ein; der abgelesene Winkel sei φ . Führt man den Versuch bei zwei verschiedenen Temperaturen aus, so verhalten sich die zugehörigen gesuchten Helligkeiten wie die Quadrate der trigonometrischen Tangenten beider Werte von φ , also $H_2 : H_1 = \tan^2 \varphi_2 : \tan^2 \varphi_1$; die obige Gleichung wird daher

$$\log \text{nat} \frac{\tan^2 \varphi_2}{\tan^2 \varphi_1} = \frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{273 + t_1} - \frac{1}{273 + t_2} \right\}.$$

Ist die Temperatur t_1 , etwa durch direkte Messung mit einem Thermoelement, für die eine Winkelstellung φ_1 des Okularnicals bekannt, so läßt sich die andere Temperatur t_2 aus der zweiten Winkelstellung φ_2 leicht berechnen. — Bei den in der Technik gebräuchlichen Instrumenten gleitet der mit dem Okularnicol verbundene Zeiger nicht über einer Winkelteilung, sondern über einer Skale, auf welcher man die Temperatur des anvisierten Ofens unmittelbar ablesen kann. In diesem Falle genügt es nicht, die Betriebsstromstärke der Lampe auf einem beliebigen konstanten Werte zu halten, sondern man muß sie auf einen bestimmten Wert einregulieren, der nur durch eine Eichung des Instrumentes ermittelt werden kann. Man kann die Stromstärke der Vergleichslampe aber auch ohne eine elektrische Messung dadurch einregulieren, daß man die Flamme einer dem Pyrometer beigegebenen Amylacetatlampe (s. d.) anvisiert und gleiche Helligkeit der Vergleichslampe herstellt, während der Zeiger auf einer durch eine vorangehende Eichung des Instrumentes gefundenen Temperatur einsteht.

Mehr als das Wannersche ist in Deutschland das von Holborn und Kurlbaum angegebene Pyrometer im Gebrauch. Als Vergleichslicht dient hier eine kleine Glühlampe mit bügelförmigem Glühfaden, welche sich im Innern eines Fernrohres befindet, dessen Objektiv am Orte des Glühfadens ein Bild der im Ofen befindlichen anvisierten Fläche entwirft; das Okular ist scharf auf den Faden und somit zugleich auf den Strahler eingestellt. Man reguliert nun die Helligkeit der Lampe durch Veränderung ihrer Stromstärke derart, daß, durch ein farbiges Absorptionsglas betrachtet, der Bügel des Glühfadens auf der zu photometrierenden Fläche verschwindet. Die Stromstärke der Lampe ist dann ein Maß für die Temperatur der Fläche und damit des Ofens. Die Lampe muß durch einen Strahler (schwarzen Körper) bekannter Temperatur geeicht werden.

Neuerdings hat die Technik denjenigen Pyrometern ein erhöhtes Interesse zugewendet, welche die Gesamtstrahlung messen. Ihre Wirkung beruht

darauf, daß die Strahlung entweder auf der Lötstelle eines Thermoelementes (s. d.) vereinigt wird, oder einen Zweig einer Wheatstoneschen Drahtbrücke (s. d. und den Artikel Bolometer) trifft. Aus der Größe der Thermokraft bzw. der Widerstandsänderung kann man auf die Temperatur des strahlenden Körpers schließen. — Beide Arten Pyrometer kann man mit Zeigerinstrumenten kombinieren, welche unmittelbar Temperaturen abzulesen gestatten oder auch die Temperaturen selbsttätig aufzeichnen. In der Registriermöglichkeit besteht ein großer Vorteil dieser Pyrometer gegenüber den vorher besprochenen; sie sind jedoch jenen gegenüber dadurch im Nachteil, daß sie einer viel größeren strahlenden Fläche bedürfen, welche sich in technischen Betrieben, besonders aber im Laboratorium nicht immer verwirklichen läßt.

Hochtemperierte Strahlungen können im Wannerschen und im Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer nicht mehr unmittelbar photometriert werden, weil die Helligkeit der Strahlungsquelle gegenüber dem Vergleichslicht zu groß wird. Man hilft sich dann dadurch, daß man das von der Strahlungsquelle ausgesandte helle Licht vor dem Eintritt in das Pyrometer durch einen rotierenden Sektor (s. Lichtschwächungsmethoden) oder durch Reflexion an Glasflächen oder mittels Absorption durch Rauchgläser in einem bekannten Verhältnis schwächt. Das Schwächungsverhältnis H_2/H_1 der benutzten Vorrichtung findet man nach Gl. 1) dadurch, daß man mit demselben Pyrometer einmal die wahre (t_2), dann nach Einstellung der Schwächungsvorrichtung die niedrigere scheinbare (t_1) Temperatur eines glühenden Körpers mißt. Bei späteren Beobachtungen kann dann H_2/H_1 als bekannt angesehen und die Temperatur t_2 aus der Beobachtung der scheinbaren Temperatur t_1 , wiederum nach Gl. 1), berechnet werden. *Scheel*. Näheres s. Henning, Temperaturmessung. Braunschweig 1915.

Strahlungsquellen. Man unterscheidet Temperaturstrahler und Lumineszenzstrahler. Erstere senden eine durch die Kirchhoffsche Beziehung zwischen Emissions- und Absorptionsvermögen (s. Strahlungsgesetze) gegebene, sonst nur von der Temperatur abhängige Strahlung aus, während unter Lumineszenz (s. d.) die Strahlung verstanden wird, deren Emission auf elektrischer Anregung (Ionisation, Rekombination) oder chemischen Vorgängen u. a. beruht (s. auch Phosphoreszenz), die meist weitgehend unabhängig von der Temperatur ist. Temperaturstrahler sind der schwarze Körper und alle Metalle, allgemein feste Körper (auch Sonne, Planeten, Mond, erhitzte Gase).

Für spezielle Fragen kommen als Strahlungsquellen in Betracht: Der Auerbrenner mit intensiver langwelliger ultraroter Strahlung; der Nernststift als sehr konstante Strahlungsquelle; die Hefnerlampe als Normal für sichtbare Strahlung (1 HK), oder die Gesamtstrahlung (in absolutem Maße ist die Gesamtstrahlung $2,25 \times 10^{-5}$ erg); der nicht leuchtende Bunsenbrenner für kurzwelliges Ultrarot, die Emission des Wasserdampfes und der Kohlensäure im Gebiet von etwa $2-6 \mu$; Bunsenbrenner mit Salzdämpfen zur Erregung monochromatischen sichtbaren Lichtes; elektrische Bogenlampen mit salzgetränkten Kohlen, „Effektkohlen“ oder Eisenelektroden, besonders bei sehr starker Belastung und langem Bogen für eine an Ultraviolett sehr reiche Strahlung; Geißleröhren mit Gas

oder (geheizt) Metaldampffüllung zur Erzeugung monochromatischer Strahlung; Pintsch' Glimmlampen mit Neonfüllung zur (gelbroten) Effektbeleuchtung oder als Sparlampe (Anschluß an 220 Volt Gleich- oder Wechselstrom); elektrische Funken; Funken unter Wasser mit Aluminium- oder Kadmiumelektroden zur Erzeugung eines fast kontinuierlichen Spektrums im Ultraviolett; Quecksilberdampflampen in Glas für sichtbare monochromatische Strahlung oder in Quarz für ultraviolette Strahlen (bis λ 1850 A°E), in Quarz für die längsten bis jetzt bekannten Wärmestrahlen (Rubens 1913: Wellenlänge etwa 0,330 mm s. Ultrarot); durch kondensierte Entladung zerspritzender Metalldraht als fast kontinuierliche Strahlenquelle (besonders für Absorptionsspektrographie (Gerlach, Chem. Ber. 1922); Dichtdrahtige Wolframspirale im Vakuum zur Erzeugung eines kontinuierlichen Spektrums bis etwa 2250 A-E; Wasserstoffspektrum bei hohem Druck oder in Kanalstrahlen oder Jod im Geißlerrohr für kontinuierliches Spektrum bis \sim 2000 A-E. Gerlach.

Strahlungsrückstoß s. Quantenoptik, Quantentheorie.

Strahlungsschwankungen. (*Einsteinsche Schwankungen.*) Nach dem Planckschen Strahlungsgesetz (s. d.) beträgt die mittlere Energie E der im Volumen V befindlichen schwarzen Strahlung des Frequenzintervalls $\nu, \nu + d\nu$.

$$E = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{kT} - 1} V \cdot d\nu,$$

Berechnet man auf Grund der Statistik das *mittlere Schwankungsquadrat* $\bar{\epsilon}^2$ von E , so erhält man hieraus nach Einstein:

$$\bar{\epsilon}^2 = h\nu \cdot E + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu} \frac{E^2}{V}$$

Während das zweite Glied dieses Ausdruckes nach der *klassischen Elektrodynamik* ohne Schwierigkeiten als von den Energieschwankungen durch *Interferenz* herrührend gedeutet werden kann, ergibt sich das erste Glied unter der Voraussetzung, daß die gesamte Strahlung energetisch aus einzelnen, voneinander unabhängigen *Energiequanten* $h\nu$ besteht. Wendet man diese Betrachtungen nur auf *von Materie begrenzte Hohlräume* an, so besagt dies, daß bei der *Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlungsfeld* die Energie nur in Beträgen $h\nu$ auftreten kann, wie es von der *Bohrschen Frequenzbedingung* (s. d.) und der *Einsteinschen Quantengleichung* (s. d.) gefordert wird, ohne daß es möglich wäre, etwas über die räumliche Struktur der Strahlung zu folgern. Wendet man die Betrachtung hingegen auch auf *beliebige Teile des Vakuums ohne materielle Begrenzung* an, so kommt man mit Einstein zur Annahme der Existenz *räumlich-diskreter Lichtquanten* (s. d.). Indessen liefert bereits die klassische Elektrodynamik Anhaltspunkte dafür, daß es nicht sinnvoll zu sein braucht, Strahlung losgelöst von aller Wechselwirkung mit der Materie, also als *gänzlich unabhängig* vom Materiellen, zu betrachten. Damit entfällt aber die Möglichkeit, auf diesem Wege sichere Schlüsse über die Realität der Lichtquanten zu gewinnen.

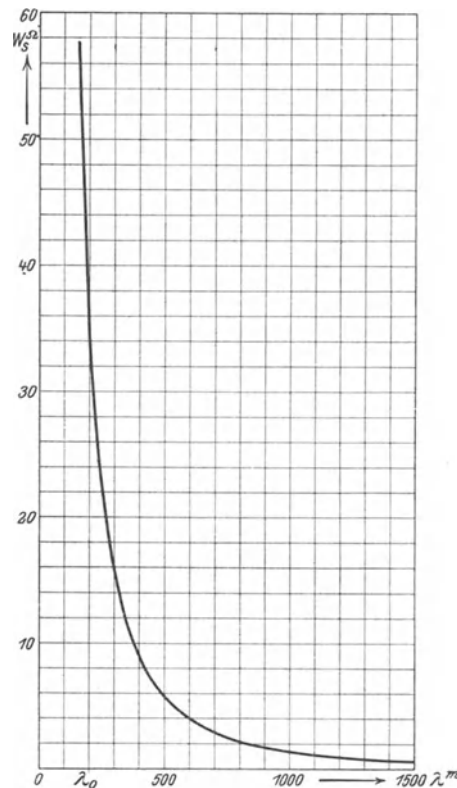
Näheres s. Smekal, Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie und Quantenstatistik. Enzyklopädie d. math. Wiss. Bd. V, 28 und Leipzig 1926.

Strahlungstemperatur. Die Strahlungsgesetze (s. d.) geben Beziehungen zwischen der Temperatur des

Strahlers und der von ihm emittierten Strahlungsenergie, sei es in einem bestimmten Wellenlängenbereich, sei es für die Gesamtstrahlung. Wenn also das Strahlungsgesetz eines Körpers bekannt ist, so läßt sich aus seiner Strahlung die Temperatur bestimmen. Diese Messung ist möglich, wenn das Meßinstrument auf den betreffenden Strahler geeicht ist. Um dasselbe Meßinstrument (Näheres hierüber unter Pyrometer und Pyrheliometer) für alle strahlenden Körper verwenden zu können, wird es an den idealen Strahler, den schwarzen Körper, angeschlossen. Es liefert dann aber nicht die wahre Temperatur, sondern die schwarze Strahlungstemperatur des strahlenden Körpers: die Temperatur, welche der schwarze Körper haben würde, wenn er eine Strahlung von der Höhe der gemessenen aussenden würde. Da alle nicht schwarzen Temperaturstrahler weniger strahlen als der schwarze Körper, wird die so gemessene Strahlungstemperatur stets niedriger sein als die des strahlenden Körpers. Man kann auch das Strahlungsmeßinstrument an die Strahlung des blanken Platins (s. Platinstrahlung) anschließen und erhält dann die Platinstrahlungstemperatur. Sie wird besonders für freistrahrende Metalloberflächen näher an der wahren Temperatur liegen als die schwarze Temperatur. Für die Praxis ist der Umstand von Wichtigkeit, daß die Energie der Strahlung und damit die gemessene Temperatur von der Oberfläche des strahlenden Körpers abhängt. S. auch „Farbtemperatur“. Gerlach.

Strahlungsverluste s. Glimmverluste.

Strahlungswiderstand ist derjenige Widerstand, welcher multipliziert mit dem Quadrat des effek-



Strahlungskurve einer 50 m hohen Antenne.

tiven Antennenstromes gleich ist der gesamten von der Antenne pro Sekunde ausgestrahlten Energie. Er ergibt sich also als Widerstand in einem dem offenen Antennengebilde gleichwertigen geschlossenen Kreis, in welchem so viel Energie verbraucht wird, als dem offenen System durch Strahlung entzogen wird. Der Strahlungswiderstand

ist $R = 39,7 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$, ist also proportional dem Quadrat der Höhe und nimmt ab mit dem Quadrat der Wellenlänge. Für eine 50 m hohe Antenne hat der Strahlungswiderstand den Verlauf der Kurve (s. Fig.). In der Eigenschwingung ist der Widerstand 36 Ohm.

Strahlungshöhe h einer Antenne ist die mittlere geometrische Höhe der gesamten, die Antennenkapazität bildenden Leiter-Elemente. Beim geraden Draht ist $h = \frac{2}{\pi} l$ ($l =$ Länge). Bei größerer Verlängerung $= \frac{1}{2} l$. Beim Schirm ist $h = \sim 0,72 h$ max.

A. Meißner.

Strahlzuckungen beim Ausflußstrahl (s. Ausfluß und Strahl) treten bei turbulenterem Zulauf auf. Ihr Auftreten kann unter Umständen zur Bestimmung des Eintretens der Turbulenz herangezogen werden (Rayleigh). Gleichzeitig ändert sich an dieser Stelle die Sprungweite des Strahles. Steighöhe und Sprungweite sind z. B. für Feuerlöschzwecke praktisch von Wichtigkeit; der Luftwiderstand setzt die theoretische Steighöhe s

(theoretisch $= \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}$) und die Sprungweite (theoretisch $= \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}$) herab. Nach I. R. Freemann

(zit. nach Forchheimer) ist bei einer Druckhöhe h am Strahlrohranfang und einem Mündungsdurchmesser d bei glatter Führung $s = h - 0,000113 \frac{h^2}{d}$ für $28 \text{ m} < h < 49 \text{ m}$ und $1,9 \text{ cm} < d < 3,5 \text{ cm}$. Die größte Sprungweite wird erhalten

für $h =$ 3,5 bis 7 10 35 m
bei $\alpha =$ 45 35 bis 40 30 bis 34°.

Man vgl. auch Oehler, Techn. Mechanik und Thermodynamik 1930.

Eisner.

Strand. Wenn Oberflächenwellen (s. d.) in der Nähe der Küste verlaufen (z. B. gerade oder schräg auf sie zulaufen), so verliert die Rechnung erleichternde Annahme, daß die Wellenhöhe im Vergleich zur Wassertiefe vernachlässigbar klein ist, ihre Gültigkeit. Auch der Einfluß der Wandreibung an der Sohle wird merklich. Das Ergebnis der Berücksichtigung endlicher Tiefe (insbesondere landwärts abnehmender Tiefe — soweit es bisher theoretisch verfolgt werden konnte, hierüber s. z. B. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik), führt im allgemeinen zu einer Änderung der Wellenform und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit; s. auch Branden und Brechen von Wellen. Eigentümlich ist die sehr häufig zu beobachtende Tatsache, daß ein vom Land her seewärts abfallender Strand an einer gewissen Stelle plötzlich mit Gefällebruch in erheblich steiler abfallendes, tieferes Wasser übergeht. Längs einer bestimmten Tiefenzone des allmählich abfallenden Strandes beobachtet man in dem feinen beweglichen Untergrund Riffeln, die nach gewissen Mustern angeordnet sind und deren Auftreten und Größe mit der dort vorhandenen Wassertiefe und der Form, Höhe und Kraftwirkung

der darüber sich bewegenden (häufigsten) Wellen in noch nicht geklärter Weise zusammenhängt. Es handelt sich um ein Zusammenwirken zwischen den aus einer Theorie der Wellen bei endlicher (wechselnder) Tiefe sich ergebenden Strömungserscheinungen und den unter Geschiebe (s. d.) behandelten Erscheinungen.

Eisner.

Strandverschiebung. Verschiebung der Küstenlinie (der Grenze zwischen dem Meerwasser und dem festen Ufer), die durch Hebungen oder Senkungen des Landes bzw. des Meeresspiegels, also durch endogene Vorgänge (s. d.) entsteht. Man unterscheidet sie streng von solchen Änderungen der Küstenlinie, die durch Anschwemmung oder Abtragung am Meeresufer, also durch exogene Vorgänge (s. d.) zustande kommen. Bei den Strandverschiebungen handelt es sich um Niveauänderungen, bei denen dahingestellt bleiben muß, ob das Land seine Höhenlage geändert hat, oder ob eine Verschiebung des Meeresspiegels die eigentliche Ursache ist. Daher spricht man auch nicht mehr, wie früher, von Hebungen und Senkungen, sondern bedient sich des von E. Sueß eingeführten neutralen Ausdruckes, wobei man als positive Strandverschiebung eine relative Aufwärtsbewegung, als negative eine Abwärtsbewegung der Küstenlinie bezeichnet. Die positive Strandverschiebung macht sich äußerlich durch das Eindringen des Meeres in die Formen des Festlandes bemerkbar, was in der Gestalt der Küstenformen (s. Küsten) zur Geltung kommt. Negative Strandverschiebungen lassen sich mit großer Deutlichkeit an alten Strandmarken, z. B. den in festen Fels eingeschnittenen Strandlinien, Brandungshöhlen, alten Muschelbänken oder den aus Sand- und Tonschichten aufgebauten Strandterrassen erkennen, die in größerer Höhe, stellenweise mehrere hundert Meter über dem jetzigen Meeresniveau gelegen sind. Linien gleicher Höhenlage solcher ehemaligen Strandmarken nennt man Isobasen.

Die Ursachen der Strandverschiebungen sind teils lokaler, teils allgemeiner Natur. Tektonische Bewegungen der Erdkruste (s. Dislokationen), eustatische Bewegungen (s. Meer), Änderungen der Menge des Meerwassers, Anhäufung großer Eismassen (s. Eiszeit) und sonstige Massenumsetzungen, Verlagerungen der Erdachse im Erdkörper und andere Vorgänge kommen dabei in Betracht. Sie verursachen auch im Binnenlande Änderungen in der Lage der Niveauflächen, doch werden solche Verbiegungen der Geoidfläche aus dem Grunde besonders deutlich am Strande bemerkbar, weil hier das Meeresniveau eine zuverlässige Marke abgibt, an der sich die Strandverschiebungen verhältnismäßig leicht nachweisen lassen.

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—30.

Straßenbeleuchtung s. Beleuchtungsanlagen II, ferner Leitsätze II.

Stratosphäre ist der von der Erdoberfläche entferntere Teil der Atmosphäre, der sich der Troposphäre (s. d.) auflagert. Eine vielfach als Substratosphäre bezeichnete gehöret zur Troposphäre. In der Stratosphäre herrscht Strahlungsgleichgewicht, nur geringe Vertikalbewegung, geringe Änderung der Temperatur mit der Höhe (s. Atmosphäre, Temperaturgradient) und geringer Austausch (s. d.). Besonders die höheren Schichten der Stratosphäre sind noch wenig be-

kannt, da die bemannten Ballonfahrten wie auch die Fesselaufstiege die Stratosphäre überhaupt nicht erreichen, mit Pilotballonen und den seltener verwendeten Registrierballonen (s. Aerologie) aber nur ausnahmsweise 20 km Höhe überschritten wird. Über die Zusammensetzung der Luft in der Stratosphäre s. Atmosphäre. Die Windrichtung in den unteren Schichten der Stratosphäre ist durchgehend westlich, darüber folgt Abnahme und Übergang zu wechselnder Richtung; in noch höheren Schichten nimmt östliche Windrichtung überhand, da die Atmosphäre bei der täglichen Drehung hinter der Erdoberfläche zurückbleibt.

Die Grenzhöhe der Stratosphäre ist in den Tropen wesentlich größer, die Temperatur wesentlich niedriger, als in den gemäßigten und polaren Breiten. Infolgedessen bewirken bei uns Südwinde eine Vergrößerung, Nordwinde eine Abnahme der Grenzhöhe der Stratosphäre.

Man findet folgende mittlere Beobachtungswerte:

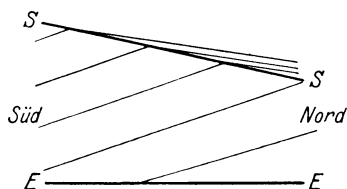
	Geogr. Breite	Höhe d. Troposph.	Temp.
Nördl. Lappland.	+ 68°	10 km	— 57°
Mitteleuropa	+ 50°	10 ¹ / ₂ „	— 56°
Norditalien	+ 45°	11 „	— 59°
Subtropen	+ 30°	14 „	— 63°
Batavia	— 7°	17 „	— 85°

Die Höhe zeigt in mittleren europäischen Breiten starke Abhängigkeit von Wetterlage und Jahreszeit. Man findet:

	Sommer		Winter	
	Höhe	Temp.	Höhe	Temp.
Zyklone	11,0 km	— 52°	8,8 km	— 54°
Antizyklone	12,6 „	— 66°	10,8 „	— 62°

Die monatlichen Mittelwerte der Temperatur an der unteren Grenze der Stratosphäre liegen über Lindenberg zwischen —60° im Februar und —52° im Juli, das Jahresmittel ergibt, ebenso wie für England, —56°. Die Temperatur in der Stratosphäre nimmt im übrigen nach oben, besonders bei großer Grenzhöhe, vielfach zu, z. B. findet sich über Lindenberg beim Aufsteigen von 13 auf 14 km Höhe im Jahresmittel bei einer Grenzhöhe von 8 km 10 km 12 km eine Temperaturänderung von —0,6° 0,0° +1,8°.

Für Mittel- und Nordeuropa kann man als durchschnittliche Meereshöhe des Beginns der Stratosphäre 10,2 km annehmen. Die Lindenerger Registrieraufstiege haben die höchsten Werte der



Verlauf der Flächen gleicher potentieller Temperatur.

Grenzhöhe im Sommer und Herbst mit Monatsmitteln von 10,4—10,9 km ergeben, im Winter und

Frühjahr die niedrigsten, 9,2—10,2 km. Fälle, wo die Grenzhöhe 8 km und weniger beträgt, kommen in Lindenberg fast nur im Frühjahr vor.

Die Flächen gleicher potentieller Temperatur (s. d.) erleiden an der vom Pole gegen den Äquator ansteigenden unteren Grenze der Stratosphäre in südlicheren Breiten im vertikalen Meridianschnitt (s. Figur) SS — eine Brechung: während sie unterhalb SS in der Troposphäre durchgehend äquatorwärts zum Erdboden EE abfallen, neigen sie sich oberhalb SS, in den unteren Schichten der Stratosphäre, nach dem Pole zu und liegen enger zusammen. Die dargestellte Übergangsschicht über SS entspricht einer Temperaturinversion. In der eigentlichen Stratosphäre verlaufen die Flächen gleicher potentieller Temperatur im allgemeinen ziemlich horizontal. Der Übergang hierzu scheint in den mehr polaren Gebieten nicht durch eine Inversion zu erfolgen, sondern durch eine Schicht von schwächerem Temperaturgradienten. Vgl. Hann, Lehrb. d. Met., 4. Aufl., S. 160 u. 555.

Tetens.

Stratus. Gleichförmige Wolkenschicht, ähnlich einem Nebel, der jedoch nicht dem Erdboden aufliegt (s. Wolken).

O. Baschin.

Strebe nennt man jedes Versteifungsglied im Flugzeug, das Zug und Druck aufnehmen kann; aus Rücksicht auf den Widerstand werden Streben stets profilförmig gestaltet (Tiefe wesentlich größer als Dicke).

L. Hopf.

Streichinstrumente. Die Violine (Stimmung: g, d₁, a₁, e₂) und die ihr nachgebildeten Instrumente Bratsche (Stimmung: c, g, d₁, a₁), Violoncello (Stimmung: C, G, d, a) und Kontrabaß (Stimmung: E₁, A₁, D, G) besitzen nur je vier Saiten, während namentlich ältere Violine-ähnliche Instrumente auch mehr Saiten besitzen. Durch festes Aufsetzen der Fingerkuppen auf bestimmte Stellen der Saite kann ihre Länge innerhalb weiter Grenzen, und zwar kontinuierlich geändert werden, so daß auf den Streichinstrumenten im Gegensatz beispielsweise zum Klavier in reiner Stimmung gespielt werden kann.

Siehe auch Saitenschwingungen.

Die Schwingungen der Saiten werden von den Lagern, in denen sie befestigt sind und namentlich vermittels des sog. Steges auf den hölzernen Resonanzkörper übertragen, der seinerseits die eingeschlossene Luftmenge, die durch „Schalllöcher“ mit der Außenluft in Verbindung steht, zum Mitschwingen bringt. Es scheint, daß sowohl die Luftmasse als auch „Boden“ und „Decke“ des Holzkörpers bestimmte Grundschwingungen haben müssen, wenn das Instrument einen guten Klang geben soll. Jedoch sind wir noch weit davon entfernt, genaue Regeln für die günstigste Beschaffenheit der Resonanzkörper angeben zu können. Das gilt auch von den Resonanzkörpern der übrigen Saiteninstrumente (s. d.). Die hervorragende Klangwirkung mancher alten Instrumente ist vermutlich mit auf den langen Gebrauch zurückzuführen, indem die Holzfasern usw. sich allmählich so richten, daß die günstigsten elastischen Bedingungen für leichtes Ansprechen und gleichmäßigen, vollen Klang hergestellt sind.

Aus der Fülle der den vier genannten Instrumenten ähnlichen Instrumente seien hervorgehoben: Violino piccolo oder Quartgeige (älteres Instrument), Philomele (neueres Instrument),

Streichzither (Dilettanten-Instrument) und **Liebesgeige** (7 Paar Saiten). *E. Waetzmann*. Näheres s. R. Hofmann, Die Musikinstrumente. Leipzig 1903.

Streichwehr. Soll in einem Gerinne (s. d.) eine gewisse Spiegelhöhe nicht überschritten werden, so ordnet man längs einer Gerinnewand eine Überfallkante mit bestimmter Länge und in bestimmter Höhe (bzw. Tiefe unter dem Spiegel) an, an der das Wasser vorbeistreich und zuviel ankommendes Wasser überfällt. Auf jeder Längeneinheit fällt entsprechend der dort vorhandenen Überfallhöhe eine bestimmte Menge dq über und im Gerinne findet ein Abfluß mit abnehmender Menge statt. Das sich bei gleichbleibender Gerinnebreite infolgedessen im Gerinne einstellende Spiegelgefälle ist ein Gegengefälle. Man kann die zur Verringerung einer Menge Q auf Q_1 erforderliche Wehrlänge und den Spiegelverlauf längs des Bauwerkes leicht errechnen. Modellversuche liegen von Engels vor.

Eisner.

Näheres s. Forchheimer Hydraulik; Engels Forschungsheft Nr. 201 des Vereins deutscher Ingenieure.

Streifender Eintritt s. Refraktometer.

Streuer s. Scheinwerfer.

Streinduktivität s. Transformator und Äußere Charakteristik der Wechselstromgeneratoren.

Streustrahlung, die von einem bestrahlten Atomsystem seitlich abgelenkte Strahlung s. Quantenoptik und Anomale Zerstreuung.

Streustrahlung, inkohärente, des Lichtes s. Ramaneffekt.

Streuung der Geschosse s. Geschößabweichungen, zufällige.

Streuung der Röntgenstrahlen. Beim Auftreffen von Röntgenstrahlen auf Materie beobachtet man außer der unbeeinflußt hindurchgehenden und der charakteristischen Strahlung (s. d.) auch eine gestreute Strahlung. Nach älterer Auffassung sollte diese davon herrühren, daß die Elektronen des Streukörpers durch die primären Strahlen zu erzwungenen Schwingungen angeregt und dadurch selbst zu Strahlungszentren wurden. Aus dieser besonders von J. J. Thomson entwickelten Vorstellung folgt erstens, daß die Wellenlänge der Streustrahlung gleich derjenigen der Primärstrahlung ist, zweitens, daß die räumliche Verteilung der Streustrahlung um den Streukörper so gestaltet ist, daß maximale Intensitäten in der Richtung des Primärstrahles und der entgegengesetzten Richtung auftreten, während senkrecht dazu Streuminima liegen, drittens, daß die Streustrahlung in dem Sinne polarisiert ist, daß ihr elektrischer Vektor demjenigen der Primärstrahlung parallel ist. Der Massenstreuoeffizient (s. d.) wird auf Grund der Thomsonschen Theorie für leichte Substanzen (etwa bis zum Atomgewicht 32)

als konstant zu $\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$ berechnet. Spätere Versuche haben jedoch gezeigt, daß obige Vorstellung mit zunehmender Härte der Röntgenstrahlen mehr und mehr zu modifizieren ist infolge des Compton-Effektes (s. d.). *Behnken.*

Streuzusatz. Die mit einem Röntgendosismesser bestimmte Dosisleistung eines Röntgenstrahlenbündels erfährt gegenüber ihrem Wert beim Verlauf des Strahlenbündels in freier Luft eine Erhöhung, wenn das Strahlenbündel in einem streuenden Stoff, z. B. im Körper eines Patienten oder in einem Wasserphantom (s. d.), verläuft. Diese

Erhöhung rührt davon her, daß zu der direkten Strahlung der Röntgenröhre die Streustrahlung des getroffenen Körpers hinzukommt. Die letztere wird als Streuzusatz bezeichnet. Der Streuzusatz hängt von der Strahlenqualität und von der Feldgröße ab, indem er mit härter werdender Strahlung und mit zunehmender Feldgröße anwächst. Bei Phantommessungen sind Streuzusätze bis zu 50% und mehr gefunden worden. *Behnken.*

Strich. Beim Schiffskompaß ein Intervall von $11\frac{1}{4}$ Grad; Abkürzung für Himmelsstrich.

Nippoldt.

Strichmaße s. Längenmessungen.

Striktionsdrillung s. Magnetostruktion.

Striktionsstrahlen. An jeder Verengung der Bahn einer Entladung in verdünnten Gasen entsteht infolge des vergrößerten Verbrauches an Ionen und Elektronen durch Neutralisierung an den Gefäßwänden ein um so größeres Potentialgefälle, je enger die Bahn ist. Die Ionen und Elektronen werden also in der Verengung stark beschleunigt und stoßen strahlartig in den die Verengung begrenzenden Raum hinein, so daß Striktionskathodenstrahlen auf der einen, Striktionsanodenstrahlen auf der anderen Seite entstehen. *Güntherschulze.*

Stroboskop zum Messen von Umlaufzahlen durch Vergleich mit einer angenähert gleichen Periodenzahl. Auf die umlaufende Achse wird koaxial eine weiße Kreisscheibe mit einem schwarzen Sektor gesetzt. Die Scheibe wird von einer mit Wechselstrom gespeisten Lampe (Neon-Glimmlampe) beleuchtet, die nur einmal während einer Periode aufleuchtet. Bei scheinbar ruhendem Sektor stimmen Umlaufs- und Periodenzahl überein. Macht der Sektor scheinbar ϱ Umläufe/sec, so ist $\pm \varrho$ die Differenz der Umlaufs- und Periodenzahl. *v. Staal.*

Strömen s. Schießen und Strömen.

Strömung, rotationssymmetrische s. Achsensymmetrische Flüssigkeitsbewegung.

Strömungsmethode s. Elektrische Kalorimetrie.

Strömungsstrom. Wird Wasser durch ein Diaphragma hindurchgepreßt, so läßt sich an Elektroden, die zu beiden Seiten des Diaphragmas in das Wasser tauchen und miteinander verbunden sind, ein elektrischer Strom nachweisen, der Strömungsstrom genannt wird. Er wurde von Quincke entdeckt und ist die Umkehrung der Mitführung von Wasser durch einen durch enge Kanäle geleiteten elektrischen Strom, die sog. Katoaphorese oder Elektroosmose. Die den Strom verursachende, durch das Hindurchpressen des Wassers erzeugte elektromotorische Kraft ist bei Tondiaphragmen unabhängig von deren Größe und Dicke wie auch von der durchfließenden Menge Flüssigkeit und dem angewandten Wasserdruck direkt proportional. *Güntherschulze.*

Strömungszustand, labiler s. Stabilität von Gasentladungen.

Strohfiel s. Stabschwingungen.

Strom, elektrischer. Eine aus der Ähnlichkeit zwischen Elektrizität und Wasser gewonnene Bezeichnung für bewegte Elektrizität. Demnach ist zwischen dem Strom positiver und dem negativer Elektrizität, kurz positiver und negativer Strom genannt, zu unterscheiden. Unter Strom schlechthin wird in der Elektrizitätslehre und Elektrotechnik stets der positive Strom verstanden. Leider war die seinerzeit rein willkürliche Bezeichnung

positiv und negativ für die beiden verschiedenen Elektrizitäten insofern unglücklich, als gerade in dem wichtigsten Falle, dem der metallischen Leitung, der positive Strom nicht existiert, sondern nur der negative. Doch dürfte jetzt dieser Mangel nicht mehr zu beseitigen sein. Man hilft sich erforderlichenfalls durch Verwendung des Wortes Elektronenstrom für den wirklichen Strom in Metallen, der vom negativen zum positiven Pol fließt. Man unterscheidet den stets in gleicher Richtung fließenden Gleichstrom (s. d.) vom rhythmisch seine Richtung wechselnden Wechselstrom, der wieder in Niederfrequenz-, Mittelfrequenz- und Hochfrequenzstrom eingeteilt wird. Besondere Arten des Stromes sind der Konvektionsstrom (s. d.) und der Verschiebungsstrom (s. d.). Die gesetzliche Maßeinheit des Stromes ist das Ampere (s. d.).

Güntherschulze.

Stromabnehmer s. Lokomotive, elektrische.

Stromarbeit s. Elektrizitätszähler.

Strombauch. Bei stehender Welle Ort größter Stromamplitude.

A. Meißner.

Stromdichte. Die durch den durchströmten Querschnitt geteilte Stromstärke, wobei eine gleichmäßige Verteilung des Stromes über den Querschnitt vorausgesetzt wird. Bei hochfrequenten Wechselströmen ist diese Voraussetzung infolge des Skin-Effektes (s. d.) nicht mehr erfüllt, so daß der Begriff Stromdichte dann seinen einfachen Sinn verliert.

Güntherschulze.

Stromeffekt s. Mittelwerte von Wechselströmen.

Stromeinheit s. Internationale elektrische Einheiten.

Stromempfindlichkeit des Galvanometers. Bei dem Nadelgalvanometer ist die Stromempfindlichkeit desselben Instruments proportional dem Quadrat der Schwingungsdauer (T) seines Magnet-systems im ungedämpften Zustand und proportional der Wurzel aus dem Widerstand seiner Windungen, also proportional $T^2 \sqrt{R}$. Um für verschiedene Instrumente vergleichbare Angaben machen zu können, rechnet man die Stromempfindlichkeit der Galvanometer auf diejenige um, die es für $T = 10$ Sek. (ganze Periode) und $R = 1$ Ohm haben würde und nennt die „Normale Stromempfindlichkeit“ denjenigen Ausschlag in Skalenteilen, der unter dieser Voraussetzung bei einem Abstand der Skala vom Spiegel gleich 1000 Skalenteilen für einen Strom von 1 Mikroampere erhalten wird. Ist ϵ_0 die normale Stromempfindlichkeit, so ist also die Stromempfindlichkeit ϵ für andere Werte von T und R gegeben durch $\epsilon = \epsilon_0 \sqrt{R} T^2 / 100$ (vgl. auch Spannungsempfindlichkeit).

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Stromfaden heißt die eine Stromröhre (s. d.) erfüllende Flüssigkeit.

Hopf.

Stromfunktion. Für inkompressible Flüssigkeiten gilt die Kontinuitätsgleichung (s. d.) $\text{div } \mathbf{v} = 0$. Es ist also immer möglich, ein Vektorpotential ψ so einzuführen, daß $\mathbf{v} = \text{rot } \psi$. Diese Einführung erleichtert indes die Integration der hydrodynamischen Gleichungen nur im Falle zweidimensionaler Bewegung; dann gilt für die zwei Geschwindigkeitskomponenten $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ und ψ ist ein Skalar. Man nennt ψ die Stromfunktion. Aus diesen Gleichungen folgt ohne

weiteres, daß $\psi = \text{const}$ die Stromlinien darstellt, die in jedem Punkte die Richtung der resultierenden Geschwindigkeit haben. Für wirbellose Strömungen (Potentialströmungen) tritt die Stromfunktion mit dem Geschwindigkeitspotential (s. d.) zu einem „komplexen Potential“ zusammen, das für die Rechnung sehr bequem ist.

Hopf.

Stromintegral s. Mittelwerte von Wechselströmen.

Stromknoten. Bei stehender Welle Ort geringster Stromamplitude. Vgl. Eigenschwingung von Spulen.

A. Meißner.

Stromkurven s. Stromlinien.

Stromleistung s. Joulesche Wärme.

Stromlinien heißen in der Hydrodynamik diejenigen in der strömenden Flüssigkeit verlaufenden Kurven, deren Richtung in jedem Punkte mit der dort herrschenden Geschwindigkeitsrichtung übereinstimmt. Ihre Gleichungen sind $u : v : w = dx : dy : dz$. Sie geben nicht notwendig die Bahn der Flüssigkeitsteilchen an, sondern können auch die Einhüllenden der Bahnlängen sein, wie z. B. die Wasseroberfläche bei Wellenbewegung. Längs der Stromlinien ist die Stromfunktion (s. d.) konstant; existiert ein Geschwindigkeitspotential (s. d.), so verlaufen die Stromlinien senkrecht zu den Flächen gleichen Potentials. Aus Stromlinien baut sich die Stromröhre (s. d.) auf.

Hopf.

Strommesser. Hiermit bezeichnet man die Gesamtheit aller Instrumente, welche zur Strommessung dienen können, also Galvanometer, Dynamometer, kalorische und optische Strommesser usw. (Siehe die einzelnen Artikel.)

W. Jaeger.

Stromnormale. Als Stromnormal kann jedes geeichte Galvanometer dienen; die Stromwaage, Tangentenbussole, zum Teil auch Dynamometer sind Galvanometer, bei denen sich die Stromstärke aus den Dimensionen berechnen läßt und die daher als ursprüngliche Stromnormale gelten können. Als gesetzliches Stromnormal aber gilt das Silbervoltmeter (s. d.), bei dem die mittlere Stromstärke durch das Gewicht des Silberniederschlags gemessen wird. Im praktischen Gebrauch dagegen wird die Stromstärke auf geeichte Widerstände und die EMK eines Normalelements zurückgeführt, wozu in der Regel der Kompensator benutzt werden kann. Es wird dann die Spannung kompensiert, die an den Enden eines von dem betreffenden Strom durchflossenen Normalwiderstandes besteht.

W. Jaeger.

Strom- und Spannungsresonanz (elektrische). In einem elektrischen schwingungsfähigen System erreicht bei einer bestimmten Frequenz ein Wechselstrom bzw. eine Spannung ein Maximum bzw. Minimum.

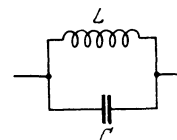
Stromresonanz: Schaltet man in einen Leiter eine Selbstinduktion L parallel zu einem Kondensator C , so bietet diese Anordnung einem Wechselstrom von der Frequenz ω einen um so größeren Widerstand, je mehr die Gleichung:

$$\omega^2 \cdot L \cdot C = 1$$

erfüllt ist. Für einen Wechselstrom von der Frequenz $\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ erreicht der Widerstand dann

also ein Maximum.

Spannungsresonanz: Schaltet man dagegen die Selbstinduktion und den Kondensator in Reihe



hintereinander, so erhält man für eine Frequenz

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \text{ ein Minimum des Widerstandes.}$$

Man macht von dieser Erscheinung in der Fernmeldetechnik Gebrauch, um bestimmte Frequenzen aus einem zusammengesetzten Wechselstrom herauszusieben, und zwar schaltet man die erste Anordnung in Reihe, um den Strom zu drosseln, daher Stromresonanz, die zweite Anordnung parallel, um die Spannung herabzudrücken, daher Spannungsresonanz.

Klingsporn.

Stromrichtungszeiger. Hierzu verwendet man z. B. Bussolen, bei denen die Nadel in Lagern oder auf einer Spitze drehbar ist. Bei starken Strömen kann die Spule aus wenigen Windungen oder auch nur aus einer stromführenden Schiene bestehen. Aus dem Ausschlagssinn des Instruments kann man die Stromrichtung nach der Ampèreschen Schwimmerregel entnehmen.

W. Jaeger.

Stromröhre. Zeichnet man durch alle Punkte einer beliebigen Fläche in der strömenden Flüssigkeit die Stromlinien, so erfüllen sie eine Röhre von im allgemeinen räumlich veränderlichem Querschnitt, durch deren Oberfläche keine Flüssigkeit strömt. Man nennt diese Röhre Stromröhre, die sie erfüllende Flüssigkeit Stromfaden und die durch den Querschnitt der Stromröhre in der Zeiteinheit fließende Flüssigkeitsmenge den Fluß durch die Stromröhre. Für Druck und Geschwindigkeit in einer Stromröhre gilt das Bernoullische Theorem (s. d.).

Hopf.

Stromspannungs-Charakteristik s. Kennlinien.

Stromstrich. In natürlichen Flußläufen, die in der Regel kein zylindrisches oder gar symmetrisches Bett besitzen und im Grundriß nicht immer gerade verlaufen, liegt die Stelle absolut größter Geschwindigkeit in jedem Querschnitt nicht unter der Mitte der Spiegelbreite und wechselt mit der Wasserführung; z. B. tritt bei Hochwasser „Ausuferung“ über die schwach geneigten Vorländer ein. Das Lot durch die Stelle größter Geschwindigkeit schneidet den Wasserspiegel jeden Querschnittes in einem Punkte; die Verbindungslinie dieser Punkte von Querschnitt zu Querschnitt in Wasserspiegellhöhe heißt Stromstrich und liegt in Flußkrümmungen nahe dem konkaven Ufer; er pendelt bei gegenläufigen Flußkrümmungen von einem konkaven Ufer über den sog. „Eselrücken“ (Untiefe) zum anderen konkaven Ufer und weicht namentlich bei Hochwasser von der Mittellinie des Flußlaufes ab. Der Verlauf des Stromstriches ist maßgebend für die größten Sohl- und Uferangriffe und für die Geschiebebewegung (s. d.). Der Einfluß der Erdrotation ist verhältnismäßig klein und in der Praxis anderen Einflüssen (örtliche Zentrifugalkraft- und „Nebenströmungswirkungen“) gegenüber zu vernachlässigen.

Eisner.

Stromverdrängung s. Wirbelströme.

Stromverzweigung s. Kirchhoffsche Regeln.

Stromwaage. Strommesser, bei denen die elektrodynamische Anziehung von stromdurchflossenen Spulen durch die Schwerkraft kompensiert wird; für technische Zwecke kommen sie selten in Anwendung. Bei der Rayleighschen Stromwaage hängt eine kreisrunde Spule horizontal auf der einen Seite eines zweiarmigen Waagebalkens zwischen zwei größeren, festen, gleichfalls horizontal gelagerten Spulen, die von einem Strom in gleicher Richtung durchflossen werden. Wenn die bewegliche Spule

gleichfalls Strom führt, so findet eine Anziehung zwischen den Spulen statt, welche durch Gewichte kompensiert wird, die auf die andere Seite des Waagebalkens gelegt werden. Die bewegliche Spule wird so reguliert, daß das Maximum der Wirkung erhalten wird. Eine andere Stromwaage ist von Helmholtz angegeben worden. Diese besteht aus einer vertikal stehenden Spule, die sich innerhalb eines viereckigen, von Strom durchflossenen Rahmens befindet. Die bewegliche Spule trägt am unteren Ende eine Zylinderfläche, auf der sich dünne Silberbänder derart abrollen können, daß sich dabei die Spule um ihre Mittelachse dreht. Die Anziehung zwischen Spule und Rahmen wird gleichfalls durch Gewichte kompensiert, die an einem mit Schale versehenen Hebelarm aufgelegt werden können.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl., Leipzig 1928.

Stromwärme s. Joulesche Wärme.

Stromwandler sind Transformatoren (s. d.), welche nicht unmittelbar meßbare Ströme zu Meßzwecken umwandeln. Hierbei ist es grundsätzlich belanglos, ob man nur die Stromintensität ändern will, um etwa den Meßbereich eines vorhandenen Instrumentes zu erweitern, oder ob der Stromwandler lediglich eine elektrische Trennung (Isolation) des Meßkreises vom Stromkreise bewirken soll.

Man unterscheidet Stromwandler für Hochfrequenz und für Niederfrequenz, die erstgenannten sind meist Lufttransformatoren, die letztgenannten stets Eisentransformatoren.

Stromwandler für Niederfrequenz sind auf der Sekundärseite stets über den Meßapparat kurzgeschlossen. Es ist dann der Kurzschlußstrom merklich gleich dem Primärstrom, multipliziert mit dem Übersetzungsverhältnis der Ströme (s. d.). Da diese Wandler also im Betrieb mit einem sehr kleinen Eisen-Induktionsflusse arbeiten, ist es höchst gefährlich, den Sekundärkreis zu öffnen, weil dann der Induktionsfluß durch die Magnetisierung des Primärstromes sehr hoch ansteigen und den Wandler durch Brand zerstören könnte. Diese Maßnahme ist daher verboten, und es wird verlangt, den Wandler vor Abschaltung des angeschlossenen Apparates sekundär kurzzuschließen; besondere Vorrichtungen hierzu müssen vorhanden sein.

Stromwandler werden außer zur Strommessung mittels sekundär angeschlossener Stromzeiger vorzugsweise zur Messung von elektrischer Leistung und elektrischer Arbeit benutzt, indem der Sekundärstrom einem Wattmeter oder einem Zähler zugeführt wird. Die Genauigkeit der Messung verlangt hierbei, daß nicht nur das Übersetzungsverhältnis der Größe nach unveränderlich sei, sondern auch Primärstrom und Sekundärstrom keine Phasenverschiebung gegeneinander besitzen. Beide Bedingungen sind nur mit gewisser Toleranz erfüllbar, welche mit Rücksicht auf die hohe wirtschaftlich-rechtliche Bedeutung der Messung elektrischer Leistung und Arbeit gesetzlich geregelt sind. Insbesondere dürfen die Meßfehler bei Abweichungen des Stroms und der Frequenz vom Regelbetrieb nicht übermäßig anwachsen.

So gut es mit modernen Stromwandlern gelingt, stationäre Wechselstromerscheinungen messend zu verfolgen, so schwierig ist die Aufnahme von Schaltvorgängen mittels eines Stromwandlers. Denn den raschen Änderungen des primären Stromes über-

lagern sich elektromagnetische Ausgleichsvorgänge innerhalb des Wandlers, die das sekundäre Bild des primären Vorganges völlig verzerren. Man muß es also nach Möglichkeit vermeiden, Oszillogramme des primären Stromes unter Verwendung von Stromwandlern aufzunehmen; ist dies nicht zu umgehen, so ist bei der Deutung der Ergebnisse größte Vorsicht am Platze.

Das Prinzip des Stromwandlers ermöglicht die Messung des in einer Leitung fließenden (Wechsel-) Stromes ohne Unterbrechung der Leitung. Man gibt hierzu dem Eisengestell des Wandlers die Form einer Zange, welche mit geöffneten Backen über die Leitung geschoben und dann geschlossen wird; die primäre „Wicklung“ besteht also in diesem Falle aus einer einzigen Windung, welche durch die Leitung samt der Rückleitung gebildet wird. Die gleiche Konstruktion des sog. Einleiter-Stromwandlers findet als kurzschlußfester Wandler wegen ihrer besonders guten mechanischen Eigenschaften vorzugsweise beim Einbau in Sammelschienen Verwendung.

F. Ollendorff.

Näheres s. z. B. Möllinger, Wirkungsweise der Motorzähler und Meßwandler.

Strudel s. Wirbelbewegungen.

Struktur photographischer Emulsionen s. Emulsionen, photogr.

Strukturviskosität ist eine von Wo. Ostwald eingeführte Bezeichnung für die an Kolloiden beobachtete Erscheinung, daß bei geringen Verschiebungsgeschwindigkeiten die Zähigkeit abhängig von der Schergeschwindigkeit ist. Es muß erst ein gewisser Schwellenwert der Schubkraft überschritten werden, ehe die betreffenden Kolloide zu fließen beginnen bzw. das Poiseuillesche Gesetz befolgen. M. Reiner versucht die Erscheinung dadurch zu beschreiben, daß er den Newtonschen Ansatz durch Hinzufügen eines Gliedes ζ , das die „Fließfestigkeit“ berücksichtigt, erweitert zu der Form:

$$(1) \quad \tau = \zeta + \eta \frac{dv}{dx}.$$

Ostwald schlägt an Stelle der aus dem Poiseuilleschen Gesetz abgeleiteten Formel

$$(2) \quad \eta = k \cdot p \cdot t$$

die Formel

$$(3) \quad \eta = k \cdot p^n \cdot t$$

vor. R. Auerbach hat ein für die Untersuchung der Erscheinung besonders geeignetes Viskosimeter mit veränderlichem Druck angegeben.

Erklärt wird die Strukturviskosität dadurch, daß die betreffenden Kolloide eine gewisse Struktur besitzen, die durch Verbindung zwischen den einzelnen Mizellen oder deren regelmäßige Lagerung bedingt ist. Diese Struktur muß erst zerstört werden, bevor eine laminare Strömung einsetzt.

S. Erk.

Näheres s. Wo. Ostwald u. R. Auerbach, Koll. Ztschr. 1925 u. ff.

Stürmer s. Flutbrandung.

Stufengitter. Man kann die auflösende Kraft eines Beugungsgitters (s. d.) einmal durch Vergrößerung der Zahl der beugenden Spalte, dann aber auch durch Erhöhung des Gangunterschiedes zwischen den einzelnen interferierenden Bündeln steigern. Letzteres bedingt bei den höheren Ordnungen eines gewöhnlichen Beugungsgitters die größere auflösende Kraft. Von Michelson ist zu

dem gleichen Zwecke ein anderer Weg eingeschlagen worden beim sog. Stufengitter oder Echelon. Das Prinzip dieser Anordnung ist folgendes: Betrachten wir ein Gitter mit zwei beugenden Spalten, so ist der Gangunterschied der unter einem bestimmten Winkel abgebeugten Strahlenbündel durch die Strecke δ gegeben. Dieser Gangunterschied ist verhältnismäßig klein. Wir können ihn aber erheblich vergrößern, wenn wir vor der Spalte II eine Glasplatte G anbringen. Dieses Prinzip ist beim

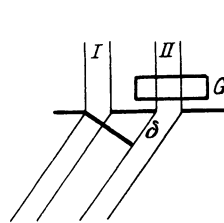


Fig. 1.
Prinzip des Stufengitters.

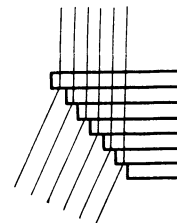


Fig. 2.
Stufengitter.

Stufengitter benutzt. Es besteht aus einer Staffel von planparallelen Glasplatten gleicher Dicke, bei der die gleich breiten Treppenstufen die Rolle der beugenden Spalte übernehmen (Fig. 2). Die Glasplatten sind bis zum Verschwinden der Luftzwischenräume zusammengepreßt. Bei diesem Apparat werden dann die Gangunterschiede der einzelnen Bündel sehr groß und das Auflösungsvermögen, das durch das Produkt aus der Zahl der interferierenden Bündel und dem in Wellenlängen gemessenen Gangunterschied zweier aufeinanderfolgender gegeben ist, wird trotz der kleinen Zahl der verwendeten zur Interferenz kommenden abgebeugten Bündel ein sehr großes. Der Nachteil bei dieser Anordnung ist der, daß die Spektren der verschiedenen Ordnungen sehr rasch aufeinanderfolgen und sich überlagern. Das Instrument kann deshalb nur benutzt werden, wenn es sich um die feinere Untersuchung sehr enger Spektralbezirke, etwa einzelner Spektrallinien handelt.

L. Grebe.

Näheres s. Gehrcke, Anwendungen der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie. Braunschweig 1906.

Stufenionisation. Wenn in einem Gase die Elektronenstöße sehr schnell aufeinanderfolgen, kann es vorkommen, daß ein Atom von einem zweiten Stoß getroffen wird, ehe das durch den vorhergehenden Stoß in eine höhere Bahn gehobene Elektron in die Normalbahn zurückgefallen ist. Es kann dann vorkommen, daß der zweite Stoß das Elektron in eine noch höhere Bahn hebt oder gar aus dem Atom herausschleudert, das Atom also ionisiert, wozu seine Energie allein nicht ausgereicht hätte. Die so hervorgerufene Ionisation heißt Stufenionisation. Da die Zeit für Anregung des Atomes und Rückkehr in die Normalbahn, die sog. „Verweilzeit“, außerordentlich kurz ist, von der Größenordnung 10^{-8} sec, ist die Stufenionisation in dieser einfachsten Form sehr selten und nur bei allergrößten Elektronendichten merklich. Es gibt jedoch gehobene Elektronenbahnen, aus denen die Elektronen nicht ohne weiteres in die Normalbahn zurückfallen können, so daß sie längere Zeit in diesen Bahnen bleiben, Größenordnung 10^{-3} sec. Sie heißen metastabile Bahnen. Durch sie wird die Stufenionisation sehr erleichtert.

Güntherschulze.

Stufenphotometer ist der Sammelname für eine Reihe von C. Pulfrich aus einem Kolorimeter entwickelter Meßinstrumente. Als photometrisches Meßprinzip dient die Einengung einer an einem Objektive sitzenden Blende mit Hilfe einer Meßschraube. Die Blende wird aus zwei rechtwinkligen Blechwinkeln gebildet, die übereinandergeschoben, ein Quadrat begrenzen. Mit einer mit Rechts- und Linksgewinde versehenen Mikrometerschraube wird die quadratische Blende symmetrisch verkleinert. Die Meßtrommel ist mit einer Teilung versehen, die unmittelbar angibt, wieviel Prozent des Flächeninhalts der voll geöffneten Blende die jeweilig freie Öffnung beträgt. Da mit linear zunehmender Quadratseite die freie Öffnung quadratisch wächst, ist auf der Trommel für die kleinen Werte der freien Öffnung, d. h. für die kleinen Helligkeitswerte des Photometers, Platz für eine besonders feine Unterteilung, es ist z. B. das letzte Prozent in Zehntel eingeteilt. Während bei allen anderen Photometern vor einer Ausnutzung der Teilung unter 1% herunter gewarnt wird, bietet die quadratische Meßblende gerade in dem Bereiche der Helligkeitsstufen, in dem das Auge eine besonders feine Empfindlichkeit hat, auch eine besonders genaue Ablesegenauigkeit. Die Blende selbst ist den Ophthalmologen als Aubertsche Blende bekannt, es war aber Pulfrich vorbehalten, den außerordentlich wertvollen Parallelismus zwischen den feinen Empfindungsstufen des Auges und dem günstigen Verlaufe der prozentischen Einteilung der Meßtrommel zu entdecken und zu verwerten. Die minimalen Unterschiede der Remissionsfähigkeit von schwarzem Lackaufstrich, poliertem Schwarzglas, bestem schwarzen Sammet sind erst durch die „Stufenblende“ im Vergleich mit einem schwarzen Körper (einer Öffnung im Deckel einer kleinen innen gut geschwärzten Büchse) meßbar geworden. Eine andere wertvolle Eigenschaft der Stufenblende, die sie an sich mit jeder auf einer geometrisch meßbaren Einengung eines Strahlenbüschels beruhenden Photometereinrichtung teilt, ist die, daß sie ein Mittel zur Erzeugung eines wirklich neutralen Grau liefert, wie es bei der Farbtonbestimmung für physiologische und insbesondere technische Aufgaben dient (vgl. Farbmessung). Pulfrichs Apparat ist durch auswechselbare optische Teile als Photometer, Farbmesser, Kolorimeter, Nephelometer und Kolloidometer zu benutzen.

F. Löwe.

Näheres s. C. Pulfrich, Ztschr. f. Instrumentkd. 1925, Bd. 45, S. 35—44, 61—70, 109—120, 521—530.

Stufenreaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

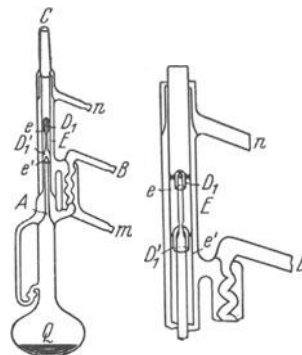
Stufenschätzung, von Argelander zuerst ausgeführte Helligkeitsbeobachtungen von Sternen ohne Photometer durch rein visuellen Vergleich mit anderen Sternen. Eine Stufe ist der dem Auge gerade noch wahrnehmbare Helligkeitsunterschied und ist naturgemäß für verschiedene Beobachter verschieden. Bei geübten Beobachtern beträgt sie etwa 0,1 Größenklasse. Die Stufenschätzung wird vor allem bei lichtschwachen veränderlichen Sternen, die der photometrischen Messung nicht mehr zugänglich sind, mit Erfolg angewandt.

Neuerdings werden auch photographische Sternaufnahmen mit gutem Erfolg nach der Stufenmethode auf Helligkeit ausgewertet. *Bottlinger*.

Stufenstrahlpumpe. Da die Diffusionsluftpumpen ein verhältnismäßig gutes Vorvakuum benötigen, reichen als Vorpumpen viele Modelle nicht mehr

aus. Man hat sich daher entschlossen, die Druckstufen weiter zu unterteilen, indem zwischen der Vor- und eigentlichen Hauptpumpe eine weitere Pumpe mit einem mittleren Endvakuum dazwischengeschaltet wird. Ein solches Modell einer Zwischenpumpe hat Volmer konstruiert. Zur bequemeren Handhabung sind Zwischen- und Hauptpumpe des öfteren starr miteinander verbunden (Modell Date, Hamburg, und ebenfalls Volmer).

Ein weiterer Schritt war die Vereinigung dieser Zwischenstufe mit der Hauptstufe zu einer einzigen



Quarzglaspumpe nach Volmer.

Pumpe, die dann in ihrem Innern 2 oder auch 3 Stufen hatte. Von diesen schuf die erste das Vorvakuum für die zweite usw., bis die letzte das eigentliche Hauptvakuum erzeugte. Auch hier hat Volmer ein in der Praxis bewährtes Modell (s. Figur) konstruiert, das zur Herabsetzung der Bruchgefahr aus Quarz hergestellt ist. C führt zum Haupt-, B zum Vorvakuum; m ist Zu-, n Abfluß des Kühlwassers. Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf steigt im Rohr A hoch und tritt unter den Glocken D_1 und D_1' nach abwärts aus. Der Pumpakt ist in zwei Druckstufen geteilt. Bei D_1 tritt der Dampfstrahl aus, nimmt bei e die Luft mit und bringt sie nach D_1' . Hier wird die Luft von dem unter D_1' austretenden Dampf bei e' aufgenommen und auf etwa 10—20 mm komprimiert. Es genügt mithin eine Wasserstrahlpumpe, Luft dieses Druckes fortzuschaffen.

Zur Erhöhung der Stabilität befindet sich dieses Modell in einem schützenden Metallgehäuse. Ferner hat Gaede eine Stufenstrahlpumpe ganz aus Stahl gebaut, die unter „Diffusionsluftpumpen“ behandelt ist.

H. Ebert.

Stufenverstärker s. Verstärkerröhre.

Stundenachse, Stundenkreis s. Refraktor.

Stundenleistung s. Kilowattstunde.

Sturm, magnetischer s. Störungen, magnetische.

Sturmsche Auffassung des Lichtstrahlenbündels, Sturmsche Brennlinien, Sturmsche Formeln für die astigmatischen Bildpunkte s. Optische Abbildung.

Sturzflug nennt man sehr steil nach unten verlaufende Gleitflüge, bei welchen weitaus die größten Fluggeschwindigkeiten auftreten. Solche Flüge werden absichtlich nur von kleinen einsitzigen Flugzeugen ausgeführt. Sie sind deshalb von Wichtigkeit, weil beim Übergang vom Sturzflug in den normalen Flug, beim sog. Abfangen, die größten Beanspruchungen der Flügel auftreten; die Festigkeit der Flügel muß also danach bemessen werden.

L. Hopf.

Subelektron nennt F. Ehrenhaft (Wien) die in seinen Untersuchungen über die Größe und Existenz des elektrischen Elementarquantums (s. d.) gemessenen Ladungen, welche den aus anderen Messungen und theoretischen Gründen folgenden Wert $4,7-4,8 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischer Einheiten um mehrere Größenordnungen unterschreiten. Neuerdings nähern sich auch die Wiener Ergebnisse dem Millikanschen Wert des Elementarquantums.

Gerlach.

Näheres: s. Konstantinowski, Die Naturwissenschaften. — W. König, Die Naturwissenschaften. Über die Aufklärung s. R. Bär, Die Naturwissenschaften 1922, Heft 14, 15.

Subjektive Ablesung. Gaußsche Spiegelablesung (s. d.) in der Weise, daß eine beleuchtete Skala mit einem Fernrohr abgelesen wird, das ein Fadenzug in der Bildebene besitzt. Der abgelesene Drehungswinkel ist doppelt so groß, als derjenige des Spiegels. Die Entfernung des Spiegels von der Skala bedingt die Länge des Lichtzeigers, die Entfernung des Fernrohrs ist ohne Einfluß darauf. Häufig sind Fernrohr und Skala an einem gemeinsamen Stativ befestigt. Man beachte bei größeren Ausschlägen, daß nicht der Winkel selbst, sondern dessen Tangente abgelesen wird, worauf bei einer Messung des Ausschlags Rücksicht zu nehmen ist (reduzierte Ausschläge).

W. Jaeger.

Subjektive Töne s. Kombinationstöne.

Subjektiver Gebrauch, Instrumente zum —, s. Optische Instrumente.

Sublimation nennt man die Kondensation eines Dampfes zu einem festen Körper bzw. zu Kristallen, ohne daß der flüssige Zustand durchschritten wird oder umgekehrt die Verdampfung eines festen Körpers ohne den Übergang durch den flüssigen Zustand. Im allgemeinen ist die Verdampfung eines festen Körpers sehr gering, d. h. der mit dem festen Körper im Gleichgewicht befindliche Dampf besitzt einen sehr geringen Partialdruck (s. d.), dessen Vorhandensein aber in einzelnen Fällen, wie bei Kampfer und Naphthalin, sehr leicht durch den Geruch wahrnehmbar ist. Über Eis von 0° beträgt der Partialdruck des Dampfes 4,6 mm Quecksilber.

Oberhalb des Tripelpunktes (s. d.) kann bei einem einfachen Körper die feste und dampfförmige Phase nicht im stabilen Gleichgewicht nebeneinander bestehen und also auch keine Sublimation eintreten. Die Bildung des Dampfes erfolgt dann nur von der flüssigen Phase aus. Unterhalb des Tripelpunktes dagegen kann bei stabilem Gleichgewicht Dampf nur aus der festen Phase entstehen oder sich direkt in diese verwandeln.

Bei Kohlensäure liegt der Tripelpunkt bei -56° und einem Druck von 5,1 Atm. Auch der Sublimationsdruck des Salmiaks kann auf mehrere Atm. steigen.

Durch Unterkühlung der Flüssigkeit gelingt es, daß bei derselben Temperatur t ein labiles Gleichgewicht zwischen Flüssigkeit und Dampf, sowie ein stabiles Gleichgewicht zwischen festem Körper und Dampf besteht. Bezeichnet man die Dampfdrucke gleicher absoluter Temperatur T über der flüssigen Phase mit p , über der festen Phase mit p' , so gilt für den Fall kleiner Drucke die thermodynamisch streng begründete Beziehung

$$\frac{d(p - p')}{dT} = - \frac{q}{T \cdot v},$$

in der q die Schmelzwärme und v das spezifische Volumen des Dampfes bedeutet. Am Tripelpunkt ist $p = p'$. Also ersieht man aus der Gleichung, daß unterhalb des Tripelpunktes der Dampfdruck über der flüssigen Phase stets größer sein muß als über der festen Phase und daß p' schneller mit der Temperatur wächst als p . Diese Folgerung wurde durch zahlreiche Versuche an Wasser, Benzol, Naphthalin usw. bestätigt. *Henning.*

Sublimationswärme heißt die Wärmemenge, welche frei wird, wenn ein Gramm Dampf direkt in den festen Zustand übergeht, oder welche gebunden wird, wenn ein Gramm eines festen Körpers direkt in den dampfförmigen Zustand übergeht. Am Tripelpunkt ist die Sublimationswärme gleich der Summe von Schmelzwärme und Verdampfungswärme. Die Sublimationswärme des Eises beträgt in der Nähe von 0° etwa $79 + 538 = 617$ cal. Die Sublimationswärme der festen Kohlensäure unter Atmosphärendruck dagegen nur 142,4 cal. — Über die Abhängigkeit der Sublimationswärme von der Temperatur gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie bei der Verdampfungswärme (s. d.).

Henning.

Substitution, auch Ersetzungsreaktion, nennt man Reaktionen, bei denen in eine Molekel für ein austretendes Atom oder Atomgruppe ein anderes Atom oder Atomgruppe an derselben Stelle eintritt, ohne den Bau des Restes qualitativ zu verändern. Oft ist Substitution ein Sonderfall der doppelten Umsetzung, indem der austretende Teil in dieselbe Molekel eintritt, aus der der eintretende stammt.

Schwab.

Substitutionsmethode. Die Substitutionsmethode wird u. a. in der elektrischen Meßtechnik oft verwendet. Sie bedeutet im allgemeinen, daß die zu messende Größe durch eine andere von gleicher Meßgröße ersetzt wird, so daß man nur einen ungeeichten Indikator zur Messung benötigt. Bei der Methode der Widerstandsbestimmung durch Substitution, die als Beispiel genannt sei, schließt man ein galvanisches Element durch den zu messenden Widerstand über ein Galvanometer passender Empfindlichkeit, das nicht geeicht zu sein braucht. Setzt man nun an die Stelle des Widerstandes einen Stöpselrheostaten, so kann man mit diesem den gleichen Ausschlag des Meßinstrumentes einregulieren, den das Instrument vorher anzeigte. Zur Messung kleiner Widerstände muß das Galvanometer einen geringen Widerstand haben.

R. Jaeger.

Substitutionsmethode, photometrische s. Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen, ferner Zwischenlichtquellen.

Substitutionswägung nach Borda s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Sucher. Größere Fernrohre haben meistens fest mit dem Rohr verbunden und diesem parallel gestellt ein kleines Fernrohr mit geringer Vergrößerung und großem Gesichtsfeld, das zur Aufsuchung von Objekten dient und Sucher genannt wird.

Böttlinger.

Südlicht s. Polarlicht.

Südpol, magnetischer s. Pole.

Sukzessive Differenzen s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Summationstöne s. Kombinationstöne.

Summen der Telegraphendrähte s. Hiebtöne.

Summer. Als Stromquelle für mittlere Frequenzen von etwa 100—6000 Hertz ist der Summer ein wichtiges Hilfsmittel, falls es nicht auf rein sinusförmigen Stromverlauf ankommt. In der Meßtechnik wird der Summer hauptsächlich bei Brückenmessungen mit dem Telefon verwendet. Wenn man auch heute in den kleinen Röhrengeneratoren eine sehr zuverlässige Stromquelle obenerwähnter Art hat, so behauptet doch der Summer wegen seiner Einfachheit und Billigkeit seinen Platz. Es gibt u. a. folgende Typen von Summern:

a) Saitensummer und Blattfedern- oder Topfsummer. (Ges. f. drahtlose Telegraphie.)

Bei dem Saitensummer trägt ein etwa 0,3 mm starker, schleifenförmig gespannter Stahldraht in

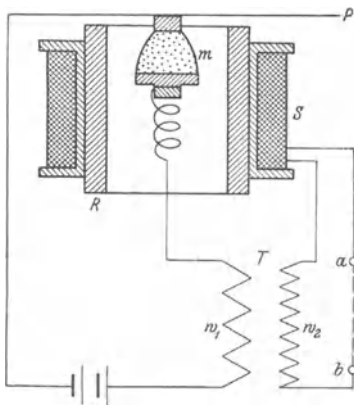


Fig. 1. Mikrophonsummer von Dolezalek.

der Mitte ein dünnes Eisenplättchen, das sich über den Polen eines mit einem Platinunterbrecher versehenen Elektromagneten für etwa 4 Volt Spannung befindet. Je nach der Spannung der Saite kann die Unterbrechungszahl zwischen 500 und 1000 variiert werden. Widerstand und Kondensator an der Unterbrechungsstelle sorgen für gleichmäßiges Arbeiten.

Bei dem Blattfedern- oder Topfsummer ist die Saite durch eine kleine Blattfeder ersetzt.

b) Mikrophonsummer.

Um einen mehr sinusförmigen Stromverlauf zu erhalten, hat man an Stelle des Platinunterbrechers ein kleines Beutelmikrofon gesetzt. Fig. 1 zeigt den Summer von Dolezalek (Siemens & Halske). Ist irgendwie einmal eine Schwingung der Telefonmembran P eingeleitet, so ruft dieser Vorgang eine Widerstandsänderung in dem Mikrofon m hervor, das von einem magnetisierten Stahlrohr R umgeben ist. Diese Stromänderungen werden durch den Transformator T (w_1, w_2) auf die Sekundärwicklung w_2 übertragen, mit der die auf R sitzende Wicklung S in Reihe geschaltet ist, so daß die Schwingungen der Membran dauernd aufrecht erhalten werden. Zwischen a b wird der Meßkreis angelegt. Die Periodenzahl beträgt etwa 300—650 Hz je nach der Dicke der Membran. Ähnlich in seinem Aufbau und seiner Wirkungsweise ist der Mikrophonsummer von Larsen, dem man Wechselstrom von 600—1200 Hertz entnehmen kann.

Um den Summer zur Erzeugung von gedämpften Hochfrequenzschwingungen für Meßzwecke zu ver-

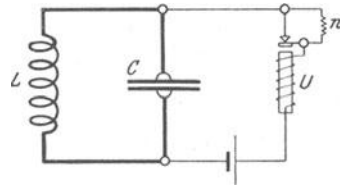
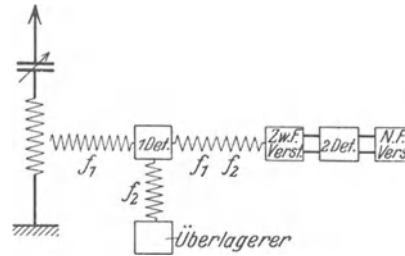


Fig. 2. Eichhornsche Summerschaltung.

wenden, wird die sog. Eichhornsche Summerschaltung verwendet, die in Fig. 2 angedeutet ist. Hier bedeuten U den Summer mit einem parallel zum Unterbrecher-Kontakt liegenden Widerstand w, C einen Kondensator und L eine Spule, von der aus auf den Meßkreis induziert wird. R. Jaeger.

Sunk = Senkungswelle s. Hebungswelle.

Superheterodyne-Zwischenfrequenz oder Transponierungsempfänger wird eine Anordnung zum Empfang drahtloser Telegraphie oder Telephonie genannt, bei der Sprache, Musik oder Zeichen von der hochfrequenten Trägerwelle zunächst auf eine mittelfrequente Trägerwelle übertragen werden. Dies geschieht durch Überlagerung der von außen aufgenommenen Schwingungen mit einer hochfrequenten Hilfsschwingung von solcher Frequenz, daß die auftretende Schwebungsfrequenz nicht hörbar ist. Hierin besteht ein wesentlicher Unterschied dieser Empfangsmethode gegenüber der sonst



Superheterodyne-Zwischenfrequenz oder Transponierungsempfänger.

gleichartigen Methode des Schwebungsempfanges, bei der die Schwebungsfrequenz hörbar ist. Die Figur gibt schematisch das Prinzip des Verfahrens wieder. Die beiden Hochfrequenzschwingungen werden einer ersten Detektorröhre zugeführt, in deren Anodenkreis Abstimmeelemente vorhanden sind, die auf die Zwischenfrequenz abgestimmt sind. Die durch dieses Filter allein durchgelassenen mittelfrequenten Schwingungen sind genau so wie die ursprünglichen Hochfrequenzschwingungen durch die Niederfrequenzschwingungen moduliert. Mit Hilfe eines für alle Empfangswellenlängen auf dieselbe Frequenz abgestimmten Zwischenfrequenzverstärkers werden die Schwingungen verstärkt, dann in einer zweiten Detektorröhre gleichgerichtet und schließlich einem Niederfrequenzverstärker zugeführt. Verschiedene Modifikationen der Schaltung sind unter den Namen Tropadyne-, Autodyne-, Ultradyne-, Tetrodyne-Empfänger bekannt. Die Idee des Zwischenfrequenzverstärkers ist von verschiedenen Seiten mehr oder weniger bestimmt ausgesprochen worden, so von Hogan, Round, Graf Arco und A. Meißner, Lucien-Levy u. a., praktisch durch-

geführt zuerst von Armstrong, weiterentwickelt von Lacault, Fitch u. a. *E. Alberti.*
Näheres s. Stoeger, Superheterodyne-Empfänger. Berlin 1927.

Superposition der elektrischen Kräfte. Unter Superposition der elektrischen Kräfte versteht man die Tatsache, daß die Wirkung der Ladungen, die einem Körper gleichzeitig erteilt werden, gleich ist der Summe der Wirkungen, welche die Einzel-ladungen hervorrufen. Die Prüfung dieses Satzes läßt sich leicht mit Hilfe der Coulombschen Drehwaage vornehmen. Man zeigt nämlich, daß die Kraft der Größe der Ladungen proportional ist, indem man die Ladung der Ständkugel durch Berührung mit einer gleich großen, aber unelektrischen Kugel auf die Hälfte reduziert. Dann ist die Abstoßung bei ungeänderter Ladung der beweglichen Kugel auf die Hälfte des früheren Wertes gesunken.

R. Jaeger.

Superpositionsgesetz der Elastizitätstheorie und der Statik starrer Körper.

Nach dem Superpositionsgesetz kann man die von einer Kräftegruppe auf einen Körper ausgeübte Gesamtwirkung unter gewissen Bedingungen durch Überlagerung aller von den einzelnen Kräften für sich allein erzeugten Teilwirkungen herstellen. In der Statik starrer Körper und bei elastischen Körpern, deren Material dem allgemeinen Hooke'schen Gesetz der Proportionalität von Spannung und Verzerrung genügt und die nur eine kleine Gesamtformänderung erleiden, ist das Superpositionsgesetz genau, bzw. mit genügender Genauigkeit gültig. So erhält man z. B. die Komponenten des Gesamtspannungszustandes in einem solchen Körper nach dem Superpositionsgesetz durch algebraische Addition aller entsprechenden Spannungskomponenten für die Teilspannungszustände infolge der einzeln wirkenden Lasten. Gleiches gilt für Spannungsergebnisse, Spannungsmomente, Verschiebungen, Verzerrungskomponenten usw.

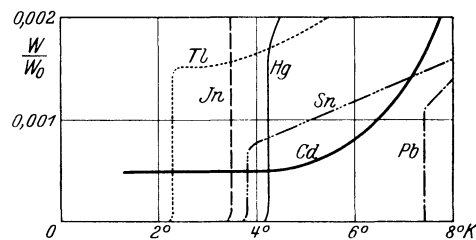
Das Superpositionsgesetz ist eine der wichtigsten Grundlagen der Mechanik starrer und elastischer Körper, da man mit seiner Hilfe (unter den oben genannten Voraussetzungen) die Behandlung der meist schwierigeren Fälle von Gruppenbelastungen usw. auf die von einfacheren Belastungszuständen zurückführen kann, wie dies z. B. durch die Methode der Einflußfunktion (s. d.) geschieht. Bei elastischen Körpern, die größere Formänderungen erleiden, wie z. B. Federn, oder bei solchen, die dem Hooke'schen Gesetze nicht genügen, ist das Superpositionsgesetz ungültig.

F. Schleicher.

Supraleitfähigkeit. Supraleitfähigkeit oder Überleitfähigkeit, d. h. eine außerordentlich hohe elektrische Leitfähigkeit zeigen eine Reihe von Metallen in der Nähe des absoluten Nullpunktes, der bei -273°C liegt. Die Entdeckung des supraleitenden Zustandes war um so überraschender, als man nach Lord Kelvin (1902) zu der Vorstellung gekommen war, daß sich die Elektronen gemäß der Elektronentheorie der metallischen Leitung wie Gasmoleküle zwischen den Metallatomen bewegen, aber beim absoluten Nullpunkt „festfrieren“ müssen (Kamerlingh Onnes), so daß der Widerstand dort gerade unendlich hoch sein würde.

Die experimentelle Untersuchung der metallischen Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen wurde möglich, nachdem es Kamerlingh Onnes in dem Leidener kryogenen Laboratorium am 10. Juli 1908

gelingen war, Helium zu verflüssigen. Unter Atmosphärendruck siedet Helium (He) bei -269°C oder (in der absoluten Skala) bei $4,2^{\circ}\text{K}$ (Kelvin), unter einem Druck von 3 mm Hg bei $-271,5^{\circ}$ oder $+1,7^{\circ}\text{K}$. Bei den ersten Messungen mit einem reinen Platindraht zeigte sich im Gebiet des flüssigen Heliums ein sehr geringer, aber konstanter Widerstand, der etwa ein Prozent des Widerstandes bei 0° betrug. Dieser supraleitende Zustand wurde dann auch bei Quecksilber festgestellt, wobei sich zeigte, daß der Widerstand dicht bei $4,2^{\circ}\text{K}$ von einem meßbaren Wert plötzlich auf einen Wert abfällt, der praktisch gleich Null ist. Die sog. „Sprungtemperatur“ hängt vom Belastungsstrom und Magnetfeld ab. Der äußerst geringe übrigbleibende Widerstand wurde der „mikroresiduelle Widerstand“ genannt. Oberhalb der Sprungtemperatur erwies sich das Ohmsche Gesetz als



Supraleitfähigkeitskurven von fünf Elementen.

gültig. Im ganzen ist bis jetzt im Leidener Laboratorium an fünf Elementen bei Temperaturen zwischen $7,2$ und $2,5^{\circ}\text{K}$ Supraleitfähigkeit festgestellt worden. Es sind dies Blei, Quecksilber, Zinn, Indium und Thallium. Platin, das zuerst gemessene Metall, sowie andere Metalle, die zuerst den Effekt aufzuweisen schienen, haben bei näherer Untersuchung keine Supraleitfähigkeit gezeigt. In der Figur sind die Widerstandsverhältnisse der fünf supraleitenden Elemente zusammen mit dem nicht supraleitenden Cadmium in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur dargestellt. Es zeigt sich deutlich der ganz plötzliche Anstieg, bei dem auch ebenso plötzlich Joulesche Stromwärme auftritt.

Für die erwähnten Elemente wurde auch ein Schwellenwert H des magnetischen Feldes bestimmt, bei dem die Supraleitfähigkeit bei der Temperatur T verschwindet. Es ist nach Kamerlingh Onnes ungefähr

$$H_0 T = H_0 - C_{ST} \cdot T,$$

wo C_{ST} eine für alle Metalle annähernd gleiche Konstante ist. H_0 ist der Schwellenwert bei $T = 0^{\circ}$.

Der Mechanismus der Supraleitfähigkeit ist gar nicht geklärt, und eine befriedigende Theorie ist bis jetzt auch noch nicht gefunden. Die Frage, ob alle Metalle supraleitend werden können, wenn sie nur in genügend reinem Zustand und bei genügend tiefer Temperatur gemessen werden, hat neuerdings W. Meißner untersucht. Sein Beobachtungsmaterial bestand aus Gold, Zink, Cadmium, Platin, Nickel, Eisen und Silber, die als Einkristalle oder als gezogene Drähte zur Verfügung standen. Keines der untersuchten Metalle wurde bis zu $1,3^{\circ}\text{K}$ herab supraleitend, so daß geschlossen werden muß, daß weder große Reinheit noch gleichförmigster Kristallzustand an sich den Eintritt der Supraleitfähigkeit bedingen. Daß

unterhalb 1,3° K der Effekt noch auftritt, ist unwahrscheinlich.

Zu erwähnen ist noch ein interessanter Versuch, der von Kamerlingh Onnes mit supraleitenden Drahtspulen ausgeführt wurde. Wurde eine derartige Spule, deren mikroresidueller Widerstand bei 1,8° K mehr als 2·10¹⁰mal kleiner als bei Zimmertemperatur war, in ein Magnetfeld gebracht, so wurde durch Entfernung des Feldes in der Spule ein Induktionsstrom erzeugt, der in etwa 4 Tagen erst auf etwa den dritten Teil abgefallen war. Der Nachweis dieser Ströme gelang nur unter Anwendung besonderer Kunstgriffe, da dem Stromkreis keinerlei Widerstand eingefügt werden darf.

R. Jaeger.

Näheres s. Zusammenfassung: C. A. Crommelin, Phys. Ztschr. 21, 274, 1920; dort findet sich auch eine ausführliche Literaturzusammenstellung. Die Originalarbeiten finden sich hauptsächlich in den Communications from the Phys. Labor. of the University of Leiden. W. Meißner, Phys. Ztschr. 27, 725, 1926; Ztschr. f. Phys. 38, 647, 1926. Anmerkung beim Druck.

Seit der Ablieferung des Manuskripts sind eine Reihe wichtiger Arbeiten auf diesem Gebiete erschienen (z. B. Entdeckung der Supraleitfähigkeit von Legierungen von de Haas).

Suszeptanz s. Wechselstromgrößen.

Suszeptibilität, magnetische (Magnetisierungskoeffizient). Unter „Suszeptibilität“ κ versteht man das Verhältnis der Magnetisierungsintensität \mathfrak{J} je Volumeneinheit zur Feldstärke \mathfrak{H} ($\kappa = \mathfrak{J}(\mathfrak{H})$). Sie ist mit der Permeabilität μ (s. d.) durch die

Beziehung $\kappa = \frac{\mu - 1}{4\pi}$ verbunden und zeigt, in

Beziehung zu \mathfrak{H} oder \mathfrak{J} aufgetragen, bei Eisen einen ganz ähnlichen Verlauf wie die Permeabilität (s. Magnetisierungskurven), da bis zu beträchtlichen Feldstärken hinaus die Größe μ gegenüber κ nur eine geringe Rolle spielt. Bei sehr hohen Feldstärken nimmt κ bei den ferromagnetischen Stoffen immer mehr ab und nähert sich schließlich der Null; ebenso wahrscheinlich bei den paramagnetischen Stoffen, da auch bei diesen mit einer schließlichen magnetischen Sättigung gerechnet werden muß, doch ist es bisher nur bei Anwendung sehr tiefer Temperaturen gelungen, mit zunehmender Feldstärke bei den paramagnetischen Stoffen eine Abnahme des sonst konstanten Wertes von κ festzustellen. Bei den diamagnetischen Stoffen ist dies nach den zur Zeit herrschenden Ansichten von der Natur der magnetischen Erscheinungen überhaupt ausgeschlossen; hier ist κ durchaus unabhängig von der Feldstärke.

Bei den paramagnetischen und diamagnetischen Stoffen wird die Suszeptibilität vielfach auf die Masseneinheit bezogen und mit χ bezeichnet; es ist dann $\chi = \kappa/s$, wobei s das spezifische Gewicht bedeutet.

Gumlich.

Sutherlandsche Formel. Sie gibt die Abhängigkeit der inneren Reibung der Gase (s. d.) von der Temperatur an.

Sutherlands Hypothese s. Erdmagnetismus.

Symbol, chemisches s. Formel.

Symbolische Darstellung von Wechselstromgrößen (komplexes Rechnen). Für die rechnerische Behandlung von Wechselstromproblemen hat sich die Darstellung der Wechselstromgrößen durch komplexe Zahlen, die sog. symbolische Darstellung, als äußerst fruchtbar erwiesen. Sie gründet sich auf folgenden Überlegungen:

1. Von Gauß ist (1831) gezeigt worden, daß einer komplexen Zahl $a + j b$ (j imaginäre Einheit =

$\sqrt{-1}$) eine geometrische Deutung zukommt. Eine geradlinige, vom Koordinatenanfang O (s. Fig. 1) auf der Abszissenachse abgeschnittene Strecke vom absoluten Betrage r wird mit $r \cdot (+1)$ oder $r \cdot (-1)$ bezeichnet, je nachdem sie auf der positiven oder negativen Seite der Abszissenachse liegt. Die Lage $-r$ kann man sich durch Drehung der Geraden r um den Winkel 180° aus der Anfangslage $+r$ entstanden denken. Allgemein wird daher die Lage r_φ einer Geraden, die den Winkel φ mit der Abszissenachse einschließt, durch die Gleichung bestimmt sein

$$r_\varphi = r \cdot f(\varphi),$$

worin $f(\varphi)$ eine Funktion des Winkels φ ist. Die Theorie der komplexen Zahlen lehrt, daß diese Funktion

$$f(\varphi) = \cos \varphi + j \sin \varphi$$

ist, so daß

$$r_\varphi = r (\cos \varphi + j \sin \varphi) = r \cdot e^{j\varphi}$$

ist. Hierin ist $e = 2,71828$ die Basis der natürlichen Logarithmen.

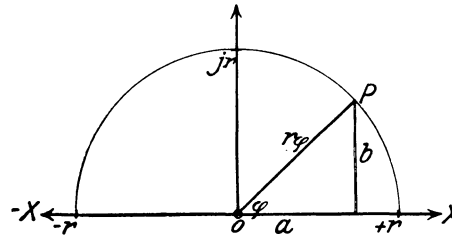


Fig. 1. Geometrische Deutung der komplexen Zahl $a + j b$.

Im speziellen Falle $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ergibt sich

$$r\left(\frac{\pi}{2}\right) = j r.$$

Die Multiplikation mit $+j$ bedeutet demnach eine Drehung von r um 90° in positiver Richtung (Linksdrehung), die Multiplikation mit $e^{j\varphi}$ eine Drehung um den Winkel φ in positiver Richtung.

Setzt man

$$a = r \cos \varphi \\ b = r \sin \varphi,$$

so ist

$$r_\varphi = a + j b.$$

Die komplexe Zahl $a + j b$ ist demnach durch den Punkt P repräsentiert, dessen rechtwinklige Koordinaten a und b sind (s. Fig. 1).

2. In der Darstellung der Wechselstromgrößen im Vektordiagramm (s. d.) repräsentiert der Vektor $OP_1 = \mathfrak{J}$ (s. Fig. 2) z. B. den durch die Sinusfunktion $I_1 \sin(\omega t + \varphi)$ gegebenen periodisch veränderlichen Strom von der Amplitude I_1 . Die Lage des Punktes P_1 bestimmt eindeutig den Vektor \mathfrak{J} ; andererseits ist P_1 der Repräsentant einer komplexen Zahl $a + j b$. Aus der Identität beider Darstellungen folgt, daß wir den Vektor \mathfrak{J} symbolisch durch die komplexe Zahl

$\mathfrak{J} = a + j b = I_1 (\cos \varphi + j \sin \varphi) = I_1 e^{j\varphi}$ darstellen können. Allgemein bedeutet also wie aus 1) hervorgeht, $\mathfrak{J} e^{j\varphi}$ einen Vektor, der durch Linksdrehung um den Winkel φ aus dem Vektor \mathfrak{J} hervorgegangen ist (in der Fig. 2 der Vektor OP_0).

Die Winkelgeschwindigkeit ω ließe sich durch Hinzufügen des Faktors $e^{j\omega t}$ zum Ausdruck

bringen, so daß der Vektor die Form $\mathfrak{Z} e^{j(\psi + \omega t)}$ annehmen würde; in der Regel verzichtet man hierauf, weil es bei der Behandlung von Wechselstromproblemen weniger auf die zeitliche Änderung

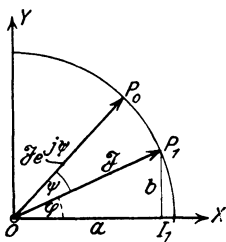


Fig. 2. Darstellung des Vektors durch eine komplexe Zahl.

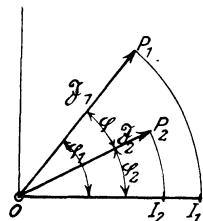


Fig. 3. Beziehung zwischen zwei Vektoren \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 .

der Größen als auf ihre gegenseitige Lage, ihre Phasendifferenz ankommt.

3. Es seien zwei nach der Sinusfunktion veränderliche Größen \mathfrak{Z}_1 und \mathfrak{Z}_2 durch die Vektoren OP_1 und OP_2 (s. Fig. 3) dargestellt; ihr symbolischer Ausdruck lautet:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z}_1 &= I_1 e^{j \varphi_1} \\ \mathfrak{Z}_2 &= I_2 e^{j \varphi_2}. \end{aligned}$$

Hieraus

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2 r e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} = \mathfrak{Z}_2 r e^{j \varphi},$$

wenn r das Verhältnis der Amplituden I_1 und I_2 ist. Diese Gleichung sagt geometrisch gedeutet aus: Man erhält den Vektor \mathfrak{Z}_1 aus \mathfrak{Z}_2 , indem man \mathfrak{Z}_2 mit der Verhältniszahl r multipliziert und um den Winkel φ vorwärts dreht. $r e^{j \varphi}$ selbst stellt eine komplexe Zahl

$$r = a + j b = r (\cos \varphi + j \sin \varphi)$$

dar. Daher

$$\mathfrak{Z}_1 = r \cdot \mathfrak{Z}_2.$$

Diese einfache lineare Beziehung kann stets zwischen zwei Vektoren aufgestellt werden; die symbolische Darstellung der Vektoren durch komplexe Zahlen liefert also ein Mittel, Wechselstromprobleme in ähnlich einfacher Weise, wie Gleichstromprobleme zu behandeln.

Für die praktische Durchführung der Rechnungen sei kurz auf folgendes hingewiesen:

a) Das Verhältnis zweier Vektoren wird (s. Fig. 3) durch eine komplexe Zahl ausgedrückt. Hat die Rechnung das Verhältnis beispielsweise zweier Stromvektoren in der Form $\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} = a + j b$ gegeben,

so ist die Phasendifferenz $\operatorname{tg} \varphi = \frac{b}{a}$; φ ist der Winkel,

um den der durch den Vektor \mathfrak{Z}_1 dargestellte Strom dem durch den Vektor \mathfrak{Z}_2 dargestellten voreilt. Der absolute Betrag des Vektors \mathfrak{Z}_1 ist

$$I_1 = I_2 \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Allgemein: Liefert die Rechnung die Beziehung zwischen zwei Vektoren in der Form

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2 \frac{a + j b}{c + j d},$$

so gilt für die Effektivwerte

$$I_1 = I_2 \sqrt{\frac{a^2 + b^2}{c^2 + d^2}}.$$

b) Der mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierende Vektor \mathfrak{Z} (s. Fig. 4) hat sich in der Zeit dt

um den Winkel ωdt gedreht und ist in die Lage \mathfrak{Z}' gelangt. Die Strecke PP' hat die Länge $I \omega dt$, oder in symbolischer Schreibweise — sie steht auf \mathfrak{Z} senkrecht — $j \mathfrak{Z} \omega dt$. Daher $d \mathfrak{Z} = j \mathfrak{Z} \omega dt$, und

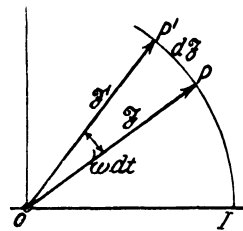


Fig. 4. Der Differentialquotient nach der Zeit.

hieraus der Differentialquotient nach der Zeit $\frac{d \mathfrak{Z}}{dt} = j \omega \mathfrak{Z}$; ferner durch Umkehrung

$$\int \mathfrak{Z} dt = \frac{\mathfrak{Z}}{j \omega}.$$

Auch aus diesen einfachen Beziehungen geht hervor, daß die Rechnungen in der symbolischen Darstellung besonders einfach werden.

c) Sind Strom und Spannung in der Form gegeben

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z} &= a + j b = V (\cos \varphi_1 + j \sin \varphi_1) \\ \mathfrak{Z} &= c + j d = I (\cos \varphi_2 + j \sin \varphi_2), \end{aligned}$$

so ist die Leistung

$$N = ac + bd = V \cdot I \cos (\varphi_1 - \varphi_2),$$

die Blindleistung (s. Wechselstromgrößen)

$$N_b = |ad - bc| = |V \cdot I \sin (\varphi_1 - \varphi_2)|.$$

Zur Berechnung der Leistungsgrößen hat man also die komplexe Spannung \mathfrak{Z} mit dem konjugiert komplexen Strom $\mathfrak{Z}_k = c - j d$ (oder umgekehrt) zu multiplizieren. Die Wirkleistung N erscheint als der reelle, die Blindleistung N_b als der imaginäre Teil des so erhaltenen Ausdrucks.

Die Wirkleistung $N = (\mathfrak{Z} \cdot \mathfrak{Z}_k) = V \cdot I \cdot \cos (\mathfrak{Z} \text{ gegen } \mathfrak{Z}_k)$ stellt das in der Vektoranalysis als „inneres“ oder „skalares“ Produkt definierte Produkt der Vektoren \mathfrak{Z} und \mathfrak{Z} dar. Für zwei gleiche Vektoren \mathfrak{Z} von gleicher Phase ist das entsprechende Produkt demnach

$$\begin{aligned} (\mathfrak{Z} \cdot \mathfrak{Z}) &= \mathfrak{Z}^2 = a^2 + b^2 \\ (j \mathfrak{Z} \cdot j \mathfrak{Z}) &= \mathfrak{Z}^2, \end{aligned}$$

für zwei Vektoren mit 90° Phasendifferenz

$$(\mathfrak{Z} \cdot j \mathfrak{Z}) = 0.$$

d) Die Spannung an einer Spule vom Widerstande R und der Selbstinduktivität L ist gegeben durch

$$v = R i + L \frac{di}{dt},$$

d. i. in komplexer Schreibweise

$$\mathfrak{Z} = (R + j \omega L) \mathfrak{Z}.$$

Die Spannung an einem Kondensator von der Kapazität C ist gegeben durch $v = \frac{1}{C} \int i dt$, oder symbolisch

$$\mathfrak{Z} = \frac{1}{j \omega C} \mathfrak{Z}.$$

Beide Gleichungen haben die Form des Ohmschen Gesetzes. Die Größen $(r + j \omega \mathfrak{L})$ bzw. $\left(\frac{1}{j \omega C}\right)$, die an die Stelle des Widerstandes im Ohmschen Gesetz treten, nennt man *Widerstandsoperatoren*. Die symbolische Darstellung von Wechselstromgrößen durch komplexe Zahlen ist zuerst von Helmholtz

holtz 1878 in einer Abhandlung „Telephon und Klangfarbe“ (Monatsber. der Akad. d. Wissensch.) benutzt worden. Sie hat jedoch erst verhältnismäßig spät allgemeinere Anwendung gefunden. Man hat ihr zum Vorwurf gemacht, daß sie der physikalischen Anschaulichkeit entbehre. Mit Unrecht: vergißt man nicht die geometrische Bedeutung der komplexen Symbole, so lassen sich mit jeder Stufe der Rechnung bestimmte physikalische Vorstellungen verknüpfen.

R. Schmidt.

Näheres s. Handb. d. Phys., Bd. XV, 1927.

Sympathische Stimmgabel. Eine von Siemens & Halske angegebene elektromagnetische Stimmgabel mit permanentem Magneten, bei der sich die schwingenden Teile im Ruhezustande in magnetischer Gleichgewichtslage befinden. Statt der Stimmgabel kann auch eine Stahlglocke benutzt werden, die Anordnung wird dann als sympathische Glocke bezeichnet.

E. Alberti.

Symptotische Punkte s. Treffpunkte.

Synchronmotor s. Elektromotoren.

Synthese, achsensymmetrische s. Isomerie.

Syphonrecorder oder **Heberschreiber** wurde zuerst von Lord Kelvin (William Thomson) konstruiert. Spätere Ausführungsformen rühren her von Lodge-Muirhead, C. Swinton, Abraham und Bloch. Der Syphon-Recorder

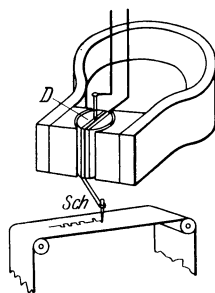
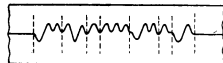


Fig. 1.
Syphonrecorder.

beruht auf dem Prinzip des Deprez-d'Arsonvalschen Spiegelgalvanometers und hat die Aufgabe, die bei der submarinen Telegraphie auf der Empfangsstation eintreffenden schwachen Ströme automatisch aufzuschreiben. Das wird in der Weise erreicht (vgl. Fig. 1), daß die von den ankommenden Telegraphierströmen durchflossene Drehspule, die



sog. Recorderspule D, durch einen gespannten Faden mit einem Glasheber Sch verbunden ist, der in ein Gefäß mit Farbflüssigkeit eintaucht. Dadurch, daß der Heber durch eine Art Neefschens Hammer dauernd in Vibration gehalten wird, spritzt die Farbe auf ein vorbeilaufendes Papierband. Da sich die Recorder-Spule infolge der abwechselnd gerichteten Ströme entsprechend nach beiden Seiten

bewegt, so entstehen Schriftzeichen mit hin- und hergehenden Ausbuchtungen. Die Bewegung nach der einen Seite bedeutet einen Punkt, die nach der andern einen Strich, so daß das Alphabet dem Morseschen entspricht. Ein Beispiel zeigt Fig. 2. Der Syphonrecorder arbeitet mit Strömen von 0,02—0,05 Milliampere.

R. Jaeger.

Szintillation. Unter dem Einfluß der Bestrahlung mit radioaktiven Strahlen fluoresziert eine Reihe von Substanzen; an den empfindlicheren von ihnen (Zinksulfid, Diamant) kann man sehen, daß im Falle einwirkender α -Strahlung das anscheinend gleichmäßige Leuchten sich, unter der Lupe betrachtet, in eine große Zahl diskreter Lichtpünktchen auflöst, deren schnelles Auftauchen und Verschwinden der unter dem Namen „Szintillation“ bei Sternen bekannten Erscheinung ähnelt. Man kann experimentell zeigen, daß je einem α -Teilchen auch nur ein Lichtblitz entspricht, so daß eine solche Vorrichtung ein relativ einfaches Mittel zur Zählung der von einem α -Strahler ausgehenden Partikel darstellt. Die Dauer des Lichtblitzes beträgt ungefähr 10^{-4} Sekunden. Bei längerem Gebrauch ein und desselben Fluoreszenzschirmes nimmt zunächst *et. par.* nur die Intensität, nicht die Zahl der Lichtpünktchen ab. Jedes α -Teilchen erregt auf seinem Wege (etwa 0,02 mm) in der Substanz eine große Zahl von Atomen zu einem etwa 10^{-4} sec dauernden Leuchtvorgang; liegt die Bahn in der Blickrichtung, so addieren sich diese „Einzel-Lichter“ zu einer einzigen Szintillation, deren Helligkeit bei Ermüdung der Substanz, also Verringerung der anregbaren Atome und damit der Einzel-Lichter, allmählich zurückgeht, bis sie unter die Beobachtungsschwelle sinkt; erst dann kann eine Verringerung der Szintillationszahl eintreten. (Über einen einfachen Demonstrationsapparat vgl. „Spinthariskop“.)

K. W. F. Kohlrausch.

Szintillation der Fixsterne. Das Funkeln der Fixsterne vor allem in klaren Nächten wird durch bewegte Luftschlieren in hohen wie niederen Schichten hervorgerufen. Daß die Planeten viel weniger szintillieren, beruht auf ihrem viel größeren scheinbaren Durchmesser. Wegen der Kleinheit der Luftschlieren szintillieren die verschiedenen Punkte einer Planetenscheibe mit verschiedener Phase, wodurch dann im Gesamtlicht die Szintillation verwischt wird. Eine verwandte Erscheinung sind die Fliegenden Schatten (s. d.) bei totalen Sonnenfinsternissen.

Botlinger.

T

Tachometer (Geschwindigkeitsmesser). Im allgemeinen beruhen sie auf dem Prinzip des Zentrifugalpendels oder des Kurzschlußbankers im rotierenden Magnetfeld und zeigen an einer Skale den Augenblickswert der Geschwindigkeit an. Auch die Resonanz kleiner abgestimmter Streifen aus Uhrfederstahl oder die Messung von Tonhöhen, die beim Umlauf entstehen, können zur Bestimmung der Umlaufzahlen verwendet werden.

v. Staal.

Tägliche Variation s. Variationen des Erdmagnetismus.

Täler. Langgestreckte schmale Eintiefungen der Landfläche, die in der Regel einen Flußlauf (s.

Flüsse) enthalten und sich häufig zu einem weit verzweigten System zusammenschließen.

Erscheinungsform. Das Querprofil eines normalen Flußlaufes folgt ungefähr der Linie, die ein durchhängender Strick zeigt, doch kommen im einzelnen viele Abweichungen vor, und zahllose Übergänge führen von der steilwandigen, tief eingeschnittenen und unzugänglichen Schlucht (Klamm, Cañon) bis zu den weiten offenen Flachlandstälern, bei denen die Seitenwände des Tales völlig verschwinden. An den Seitenwänden der Täler ziehen sich häufig Terrassen hin, deren Oberfläche den früheren Talboden bezeichnet, in den

der Fluß sich später tiefer eingeschnitten hat. Das Längsprofil strebt im allgemeinen der Form einer Kurve zu, deren Krümmungsradius talabwärts ständig zunimmt. In Wirklichkeit wird dieses ideale Talgefälle meist durch Talstufen unterbrochen. Nach der äußeren Erscheinung, der Eingliederung in das Gebirgssystem und der Beziehung zum Gebirgsbau unterscheidet man Tief- und Flachtäler, Längs- und Quertäler, Synklinal- oder Muldentäler und Antiklinal- oder Satteltäler, konsequente, subsequente, resequente, obsequente, insequente Täler usw.

Enden die Nebentäler in einem höheren Niveau, als das Haupttal an dieser Einmündungsstelle besitzt, so ist das letztere „übertieft“ und die Nebentäler werden als Hängetäler bezeichnet.

Entstehung. Wenn auch gelegentlich Täler durch tektonische Vorgänge gebildet werden können, so verdanken sie doch in der Regel der Flußerosion (s. diese) ihre Entstehung oder wenigstens die Ausgestaltung zu ihrer jetzigen Form, deren Querschnitt sich meist einem V nähert, während die Gletschererosion (s. diese) den Tälern eine mehr U-förmige Gestalt aufprägt (s. Gletscher). Auf die Art der Entstehung weisen manche Bezeichnungen typischer Talformen hin, wie antezedente, epigenetische Täler usw.

Bei der Entwicklung der Täler unterscheidet man häufig die Stadien der Jugend, der Reife und des Alters, die in einem sog. geographischen Zyklus durchlaufen werden (s. Geomorphologie).

In den Tälern gelangt der Gebirgsschutt zur Ablagerung, und wenn dessen Zufuhr so groß ist, daß die Kraft des Flusses ihn nicht in gleichem Maße fortzuschaffen vermag, was in manchen Trockengebieten der Fall ist, so können die Täler durch den Gebirgsschutt völlig zugeschüttet werden.

Nach der Mündung in das Meer oder in Seen setzen sich manche Täler unter dem Wasserspiegel als submarine oder sublakustre Täler noch eine Strecke weit fort.

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der Physischen Erdkunde. 7. Aufl. 2 Bde. 1927—30.

Tag s. Zeit.

Tageseinflüsse beim Schießen. Die außerballistischen Eigenschaften eines gegebenen Geschosses, welches mit einer gegebenen Pulverladung aus einem gegebenen Geschütz verfeuert werden soll, sind für gewisse, als Normalzustand angesehene Verhältnisse von Lufttemperatur, Luftdruck, Luftfeuchtigkeit und für Windstille in den sog. Schußtafeln enthalten. Nun sind diese Verhältnisse aber einem dauernden Wechsel unterworfen, und es ist zur Lösung der meisten Schießaufgaben notwendig, die Wirkung dieser Tageseinflüsse zu kennen, um sie unschädlich machen zu können. Die Lufttemperatur beeinflusst das spezifische Gewicht eines m³ Luft, also die spezifische Dichte der Luft, sie beeinflusst auch die Pulvertemperatur und damit die dem Geschöß erteilte Anfangsgeschwindigkeit. Der Luftdruck beeinflusst die spezifische Dichte der Luft und die Geschwindigkeit, mit welcher der Pulversatz in den Brennzündern der Artilleriegeschosse abbrennt. Die Luftfeuchtigkeit endlich beeinflusst Luftdichte und unter Umständen die Anfangsgeschwindigkeit, wenn die Luftfeuchtigkeit an das Pulver heran kann. Dem Einfluß von Lufttemperatur, Luftdruck und Feuchtigkeit auf die Luftdichte in den verschiedenen Höhen über dem Erdboden ist erst während des Weltkrieges größere Beachtung geschenkt worden,

als die großen Schußweiten mit ihren großen Flughöhen dazu zwangen, die Verhältnisse in den verschiedenen Höhenzonen getrennt zu betrachten, weil es vorkommen kann, daß in der Nähe des Erdbodens an zwei Tagen gleiche Luftdichte herrscht, während in Höhen von z. B. dreitausend Metern die Luftdichten an beiden Tagen um viele Prozente verschieden sind. Der Luftwiderstand (s. denselben) ist aber mit großer Annäherung dem Luftgewicht proportional. Nun lautet die Zustandsgleichung der Luft als eines idealen Gases bekanntlich $p = \delta RT$, wenn p der Luftdruck, δ das Gewicht eines m³ Luft, T die absolute Temperatur, R eine Const. bedeutet, die mit der Luftzusammensetzung langsam wechselt. Andererseits folgt aus der Bedingung des Gleichgewichts $d p = -\delta dx$, wenn x die Höhe über dem Boden bedeutet. Eliminiert man aus beiden Gleichungen δ , so folgt $-pd x = R T d p$ oder

$$\lg \frac{p}{p_0} = - \int_{x_0}^x \frac{dx}{RT}. \text{ Ist nun } T \text{ und } R \text{ als Funktion der}$$

Höhe x bekannt, so läßt sich durch Integration p als Funktion von x ermitteln und mit p , R und T ist auch δ bekannt. Es ist infolge der geschilderten Verhältnisse in den letzten Jahren viel Wert darauf gelegt worden, die Temperatur in den oberen Schichten zu messen, und es zeigte sich dabei, wie es den Meteorologen schon längst bekannt war, daß die Temperaturverhältnisse in den unteren Schichten bis zu etwa 12 km Höhe außerordentlich wechseln, während in der darüber liegenden Stratosphäre eine fast konstante Temperatur von -52° bis -54° herrscht. Der Einfluß der Abweichungen der Luftdichten in den einzelnen Höhenzonen vom Normalzustand wird zweckmäßig als einzelne kleine Fehlerursache betrachtet, so daß sich die einzelnen Fehler algebraisch addieren.

Ähnlich muß auch der Windeinfluß bei großen Schußweiten berücksichtigt werden.

Bei kleinen Schußweiten genügt es, die Tageseinflüsse nahe dem Erdboden zu ermitteln. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Lufttemperatur in nächster Nähe des Bodens im allgemeinen durch Rückstrahlung vom Boden aus gefälscht ist, und erst in einiger Höhe über dem Boden mit einem vor Strahlung geschützten Thermometer richtig gemessen wird. Sie schwankt viel weniger im Laufe des Tages als man anzunehmen geneigt ist, so daß man auch brauchbare Mittelwerte erhält, wenn man die Temperatur näher am Boden in den frühen Morgenstunden mißt.

Unter der Bezeichnung „ballistisches Luftgewicht“ werden in der artilleristischen Literatur zwei verschiedene Dinge verstanden, was leicht zu Mißverständnissen führen kann.

Einmal bedeutet ballistisches Luftgewicht ein konstantes durchschnittliches Luftgewicht, welches dieselbe Schußweite angibt, wie das tatsächlich nach oben hin abnehmende Luftgewicht am Schießtage. Bei großen Schußweiten und großen Abgangswinkeln erhält man übrigens beim Rechnen mit diesem ballistischen Luftgewicht wohl die richtige Schußweite; dagegen werden die anderen Elemente, wie Fallwinkel und Endgeschwindigkeit gefälscht, vor allem wird die letztere größer errechnet, als der Wirklichkeit entspricht.

Meistens ist aber in neueren Veröffentlichungen mit ballistischem Luftgewicht etwas ganz anderes gemeint: Die Schußtafeln eines modernen Ge-

schützes sind unter Annahme ganz bestimmter Temperaturgradienten der Atmosphäre errechnet, also unter Voraussetzung einer an sich willkürlichen, aber einmal als Norm gewählten gesetzmäßigen Abnahme des Luftgewichts mit der Höhe. Am Schießtage bestehen aber immer Abweichungen von diesem gesetzmäßigen Verlauf, einmal wegen des Tagesbarometerstandes und dann wegen des abweichenden Temperaturgradienten. Ballistisches Luftgewicht soll nun dasjenige fiktive Luftgewicht in der Nähe des Erdbodens sein, welches bei normalem Temperaturgradienten die gleiche Schußweite ergeben würde, wie sie am Schießtage durch das wirklich herrschende Luftgewicht bei einem von der Norm abweichenden Temperaturgradienten hervorgebracht wird.

Unter ballistischem Wind versteht man in der Ballistik jenen durchschnittlichen nach Größe und Richtung konstanten Wind, welcher die gleiche Schußweite und Seitenabweichung hervorruft, wie der in Wirklichkeit meist mit der Höhe über dem Erdboden sehr veränderliche Wind.

C. Cranz und *O. v. Eberhard*.

Betr. Literatur s. Ballistik.

Tagesluftgewicht s. Luftwiderstand und Tageseinflüsse.

Talbotsche Streifen sind Interferenzstreifen im Spektrum, die zur Bestimmung der Wellenlänge eines Lichtstrahles dienen können (Talbot 1831). Wird vor einem Spektralapparat die Pupille von der Seite des Violett her mit einem dünnen durchsichtigen, etwa 0,2 mm dicken Blättchen bedeckt, so sieht man das Spektrum von vertikalen Streifen durchzogen. Die größte Dunkelheit dieser Streifen liegt an den Orten, wo der Gangunterschied der durch die Luft und das Blättchen gegangenen Wellen ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}\lambda$ beträgt.

v. Staal.

Talbotscher Satz s. Farbenkreis.

Tangentenbussole. Ein Instrument nach dem Prinzip des Nadelgalvanometers, das meist zur absoluten Strommessung benutzt wurde, jetzt aber nur noch selten bei praktischen Messungen Anwendung findet. Das Instrument ist mit Spiegel- und Zeigerablesung im Gebrauch. Es besteht aus einem oder mehreren kreisförmig gebogenen Stromleitern, in deren Mittelpunkt ein kurzer Magnet auf einer Spitze drehbar oder an einem Faden aufgehängt ist. Die Stromebene und der unabgelenkte Magnet müssen sich im Meridian befinden. Die Stromstärke i (in Ampere) wird bei einer Windung aus dem Radius r des Stromkreises (in cm), der Horizontalintensität H des Erdfeldes (in Gauß) und dem Ausschlag φ der Nadel berechnet nach der

Formel $i = \frac{5}{\pi} r H \tan \varphi$; sie ist also proportional

der Tangente des Ablenkungswinkels; der günstigste Ausschlag beträgt 45° ; wegen der Nadellänge ist im allgemeinen eine Korrektion anzubringen. Befindet sich die Nadel nicht im Mittelpunkt des Kreises, sondern in der Entfernung a von demselben auf der Achse des Kreises, so ist

$$i = 5 (r^2 + a^2)^{1/2} \cdot H \tan \varphi / \pi r^2 \text{ Ampere.}$$

Die Tangentenbussole von Helmholtz und Gauss gestattet, eine längere Nadel anzuwenden; bei ihr befindet sich der Nadelmittelpunkt im Abstand $r/2$ von der Kreisebene entfernt. Sind n Stromwindungen vorhanden, so ist die Stromstärke (in Ampere) bei diesem Instrument angenähert zu berechnen als

$$i = \frac{3,5}{n\pi} r H \tan \varphi.$$

Statt der Kreisform kann der Stromleiter auch rechteckige Gestalt besitzen, die sich besser ausmessen läßt.

W. Jaeger.

Tangentialkomponente der elektrischen Kraft (s. Brechung der elektrischen Kraftlinien). Bei der Betrachtung der Grenzfläche zweier Dielektrika zerlegt man zweckmäßig den Vektor der Feldstärke in Tangential- und Normalkomponente bezüglich der Trennungsfläche. Bei dem Übergang von einem Medium in das andere bleiben die Tangentialkomponenten stetig.

R. Jaeger.

Tangentialkraft s. Impulssätze.

Tangentialschnitt, tangentiale Bildfläche, tangentialer Bildpunkt s. Optische Abbildung und Sphärische Abweichung.

T-Antenne. Ungerichtete Antenne, gespannt zwischen zwei Masten, Zuführung in der Mitte (üblichste Schiffsantenne). Eigenschwingung $\lambda_0 = 4,5$ bis 5 l.

A. Meißner.

Tariermethode bei Wägungen s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Tartinischer Ton s. Kombinationstöne.

Tau. Tau entsteht durch Kondensation des Wasserdampfes der Luft an festen Gegenständen meist während der Nacht, wenn die Bedingungen für eine nächtliche Wärmeausstrahlung günstig sind. Daher zeigen solche Körper, welche gute Wärmestrahler, aber schlechte Wärmeleiter sind, wie Pflanzenblätter, namentlich Gras, die stärkste Taubildung. Starke Taubildung ergibt in den gemäßigten Breiten meist nur 0,1—0,3 mm Niederschlag in einer Nacht.

O. Baschin.

Tauchbahn s. Bohr-Rutherford'sches Atommodell.

Taucherglocke. Eine Taucherglocke ist ein unten offenes, sonst aber allseitig geschlossenes Gefäß, welches zum Zwecke der trockenen Ausführung von Unterwasserarbeiten in das Wasser abgesenkt wird, bis es den Ort der Arbeit überdeckt; seine äußere Form ist dem erforderlichen Arbeitsraum angepaßt. Durch eine Schlauchleitung wird Luft von solchem Überdruck (über den äußeren Luftdruck) in die Glocke gefördert, daß das der Ausführung der Arbeiten hinderliche Wasser dem am offenen Glockenende herrschenden statischen Druck entgegen aus der Glocke herausgepreßt wird. Durch mit entsprechend dichtenden Verschlüßtüren und Hähnen (zum allmählichen, den menschlichen Organismus möglichst nicht schädigenden Druckausgleich) versehene „Material- und Personenschleusen“ gelangen Baumaterialien und Arbeiter in die Glocke bzw. aus ihr heraus. Die Dauer des Ein- und Ausschleusens, die Länge der Arbeitszeit und andere Sicherheitsmaßnahmen sind behördlich im Einvernehmen mit Medizinern (Preßluftkrankheit) je nach der Höhe des Überdruckes d. h. nach der Wassertiefe, in der (unter dem freien Flüssigkeitsspiegel) gearbeitet wird, genau geregelt. — Reicht das Gefäß bis in den Boden unter dem Wasserlauf und verbleibt es nach Ausführung der Bauarbeiten an Ort und Stelle, so nennt man es einen Senkkasten.

Eisner.

Taupunkt. Diejenige Temperatur, bei welcher die relative Feuchtigkeit einer Luftmasse 100% erreicht, so daß Kondensation eintritt, die sich als feiner Tau niederschlägt. Die Taupunktbestimmung ist eine bequeme Methode zur Ermittlung

der Luftfeuchtigkeit (s. diese). Sie erfolgt mittels Kondensationshygrometer in der Weise, daß man durch geeignete Vorrichtungen (Äther-Verdunstung usw.) eine polierte glänzende Oberfläche, deren Temperatur dauernd kontrolliert wird, so lange abkühlt, bis ein feiner Taubeschlag eben bemerkbar wird (s. Hygrometer). Aus einer Tabelle der maximalen Dampfspannung bei den verschiedenen Temperaturen entnimmt man dann die absolute Feuchtigkeit.

O. Baschin.

Tautochrone s. Pendel (math. Theorie).

Tautomeres Gleichgewicht s. Isomerie.

Teichmüller s. Raumwinkel- und Lichtstromkugel.

Teilkapazität s. Kapazität.

Teilkreise s. Kreisteilungen.

Teilmaschine s. Längenmessungen.

Teiltöne s. Klang.

Teilungsfehler. Eine Teilung wird infolge der Unvollkommenheit aller benutzten Hilfsmittel in der Regel nicht fehlerfrei hergestellt sein. Um die Teilungen für weitere Messungen benutzbar zu machen, ist es deshalb nötig, zuvor ihre Fehler zu ermitteln.

Die Fehler einer Teilung sind von zweierlei Art. Der Gesamtfehler ist der Fehler der ganzen Teilung; er läßt sich wie der Fehler eines Maßstabes komparatorisch ermitteln und durch die Gleichung des Maßstabes ausdrücken (vgl. den Artikel Längenmessungen).

Die zweite Art der Fehler einer Teilung bilden die inneren Teilungsfehler. Denken wir uns eine Teilung etwa nur aus drei Strichen oder zwei Intervallen bestehend, so kann die Gesamtlänge, d. h. die Entfernung der beiden äußeren Striche voneinander, sehr wohl eine gewollte Länge, etwa 2 mm, fehlerfrei darstellen. Liegt dann der Zwischenstrich nicht genau in der Mitte zwischen den beiden äußeren, so sind trotzdem beide Intervalle mit Fehlern behaftet, die im gewählten Beispiel einander numerisch gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen sind. Ähnliches gilt für Teilungen, die aus mehr als zwei Intervallen bestehen. Die algebraische Summe aller Intervallfehler gibt den Gesamtfehler der Skale oder im Falle einer fehlerfreien Gesamtlänge den Wert Null.

Um die inneren Teilungsfehler einer Skale zu ermitteln, benutzt man ein Hilfsintervall, welches dem kleinsten Skalenintervall nahe gleich ist. Mit Hilfe einer geeigneten Vorrichtung, etwa des Longitudinalkomparators (s. den Artikel Längenmessungen), vergleicht man das Hilfsintervall mit jedem Intervall der Skale, d. h. ermittelt die Beträge, um welche jedes Skalenintervall größer oder kleiner ist als das Hilfsintervall. Durch Subtraktion der so gefundenen Gleichungen eliminiert man alsdann das Hilfsintervall und erhält schließlich Beziehungen zwischen den Intervallen der Skale selbst und damit die inneren Teilungsfehler der Skale.

Um zufällige Beobachtungsfehler auszuscheiden und das Resultat sicherer zu stellen, kann man das geschilderte Verfahren mit einem zweiten, dritten usw. Hilfsintervall wiederholen und die jedesmal gefundenen Fehler der Skale zu einem Mittel vereinigen. Ein weiterer Ausbau des Verfahrens führt zu der sehr eleganten Methode des Durchschiebens.

Diese Methode erfordert zwei gleichartige Teilungen, die indessen nicht gleich lang zu sein brauchen. Die Beobachtungen werden auf dem

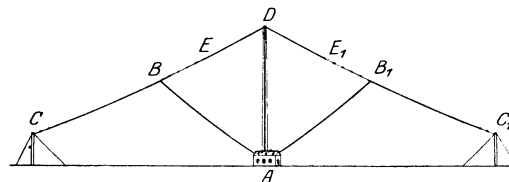
Longitudinalkomparator ausgeführt und ergeben gleichzeitig die inneren Teilungsfehler beider Skalen. Ist eine der beiden Teilungen auf Glas ausgeführt, so legt man sie zweckmäßigerweise so auf die andere, daß beide Teilungen einander zugewandt sind, also nahezu in derselben Ebene liegen. In diesem Falle genügt für die Beobachtungen ein Okularmikrometer (vgl. den Artikel Längenmessungen).

Man beginnt die Beobachtungen, nachdem man die obere Teilung so auf die untere gelegt hat, daß sich nur ein Intervall überdeckt, etwa so, daß das äußerste rechte Intervall der oberen Teilung auf dem äußersten linken Intervall der unteren Teilung liegt. Mit Hilfe des Okularmikrometers werden jetzt die kleinen Lagendifferenzen der sich überdeckenden beiden Strichpaare gemessen und hieraus die Größendifferenz beider Intervalle berechnet. Nun schiebt man die Intervalle um ein Teilintervall weiter übereinander, so daß sich je zwei Intervalle decken, mißt wieder die Lagendifferenzen der jetzt drei Strichpaare durch und berechnet die Intervallunterschiede wie vorher. In dieser Weise fährt man fort, bis sich die Teilungen symmetrisch — bei gleich langen Skalen vollständig — decken und bis weiter die obere Teilung über die untere nach der anderen Seite, nach rechts, hinauswandert. Die letzte Intervallvergleiche findet also in der Lage statt, daß das äußerste linke Intervall der oberen Teilung das äußerste rechte der unteren Teilung deckt. — In ihrer Gesamtheit geben dann die Beobachtungen eine Vergleichung aller Intervalle der einen Teilung mit allen Intervallen der anderen Teilung. Die Berechnung der Teilungsfehler selbst wird für beide Skalen sehr einfach.

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Telefunken-Kompaß. Verfahren zur drahtlosen Ortsbestimmung mit gerichteten Sendern. Nach einem der Verfahren der Richtungs-Telegraphie wird ein drahtloser Strahl erzeugt, der rotiert. Es werden z. B. an einem Maste eine ganze Reihe von



Telefunken-Kompaß.

gerichteten V-Antennen angeordnet (Fig. C, BAB, C), an die nacheinander ein Sender gelegt wird. In bestimmten verabredeten Zeit-Intervallen, z. B. wenn gerade der Strahl durch Nord-Süd geht, wird der Sender auf eine ungerichtete Antenne gelegt (Schirmantenne in der Mitte EDE) und ein Zeitsignal gegeben. Auf dieses hin wird an der Empfangsstelle eine mit dem Sender synchron laufende Stoppuhr eingeschaltet. Der Uhrzeiger zeigt dann die jeweilige Richtung des Senders. Der Zeiger wird arretiert, wenn im Empfänger gerade das Maximum bzw. Minimum der Lautstärke gehört wird. Dann geht in diesem Moment gerade die Strahlung des Senders über den Ort des Empfängers und damit ist die Lage des Senders zum Empfänger gegeben.

A. Meißner.

Näheres s. Zenneck, Lehrb. S. 441.

Telegraphengleichung. Die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{S}}{\partial t^2} + \frac{\bar{R}}{\bar{L}} \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t} - \frac{1}{\bar{L}\bar{C}} \frac{\partial^2 \mathfrak{S}}{\partial x^2} = 0$$

wird die Telegraphengleichung genannt, weil sie die Vorgänge beim Telegraphieren längs Drähten wiedergibt. Es bedeutet darin \bar{L} , \bar{C} , \bar{R} Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand pro Längeneinheit, \mathfrak{S} den Strom im Draht. Außer den niederfrequenten Vorgängen beim Telegraphieren werden durch die Gleichung jedoch auch die Vorgänge bei elektrischen Schwingungen längs parallelen Drähten und im allgemeinen auch die Erscheinungen am einzelnen geraden Draht beherrscht. Vgl. auch Wanderwelle. *E. Alberti.*

Näheres s. F. Breisig, Theoretische Telegraphie.
Telegraphon. Von dem dänischen Ingenieur Poulsen erfundener Apparat, bei dem Töne der verschiedensten Schwingungszahlen (Sprachschwingungen) auf ein bewegliches Stahldrahtband übertragen werden, dem sie ihrem Klangcharakter entsprechend verschiedenartige Magnetisierungen erteilen. Die so magnetisch niedergeschriebenen Töne lassen sich umgekehrt mittels eines Telephons wieder hörbar machen. *A. Esau.*

Tele-Objektive. Das Tele-Objektiv besteht aus einer vorderen lichtsammelnden Linsengruppe und einer hinteren lichterstreuender Wirkung. Schematisch zeigt das die untenstehende Fig. 1.

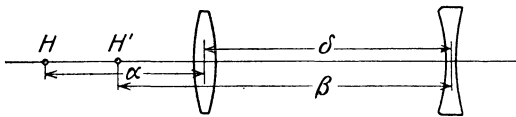


Fig. 1. Schema eines Tele-Objektivs.

Nimmt man die beiden Linsengruppen als unendlich dünn an, bezeichnet die Brennweite der vorderen mit f_1 , die der hinteren mit f_2 und ihren gegenseitigen Abstand mit δ , so ergibt sich für die Brennweite f des Tele-Objektivs der Ausdruck

$$f = \frac{f_1 \cdot f_2}{f_1 + f_2 - \delta}$$

Der vordere Hauptpunkt des Tele-Objektivs liegt vom Vorderglied um die Strecke

$$a = \frac{\delta \cdot f_1}{f_1 + f_2 - \delta}$$

und der hintere von dem Hinterglied um die Strecke

$$\beta = - \frac{\delta \cdot f_2}{f_1 + f_2 - \delta}$$

entfernt.

Da a sowohl wie β , wie eine einfache Überlegung zeigt, negative Werte sind und wie üblich die positive Richtung des Lichtes von links nach rechts gerechnet ist, so liegt der vordere Hauptpunkt des Tele-Objektivs vor der Vorderlinse und der hintere vor der lichterstreuenden Linsengruppe. Daraus folgt, daß der vordere Brennpunkt sich um einen größeren Betrag, als wie der der Brennweite f ist, vor dem Tele-Objektiv befindet, d. h. daß bei Nahaufnahmen das Tele-Objektiv bei gleichem Abbildungs-Maßstab eine größere Dingweite verlangt als eine photographische Linse üblicher Bauart der gleichen Brennweite. Hierdurch wird bei Nahaufnahmen eine günstiger wirkende Perspektive des Bildes erzielt. Die Lage des hinteren Hauptpunktes vor dem Negativglied führt dazu, daß bei der Abbildung eines weit entfernten Gegen-

standes die Entfernung des Bildes vom Hintergliede nicht unwesentlich kürzer als die Brennweite ist, daß also bei Benutzung langbrennweitiger Tele-Objektive der Kammerauszug verhältnismäßig kurz sein kann.

Das Tele-Objektiv, das schon im Anfang des 17. Jahrhunderts J. Kepler bekannt war, aber dann wieder in Vergessenheit geriet, wurde zum ersten Male in der Photographie von J. Porro in den fünfziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts angewandt, ohne daß es des Interesses der Fachwelt teilhaftig werden konnte. Erst in den letzten Jahrzehnten hat sich das Tele-Objektiv in der photographischen Optik einen dauernden Platz erobert.

Im wesentlichen sind zwei verschiedene Bauarten der Tele-Objektive bekannt geworden. Als erste sei hier genannt die Zusammenstellung eines auch für sich allein benutzbaren photographischen Objektivs mit einer meist sphärisch und chromatisch korrigierten Negativlinse. Verbindet man diese beiden Bestandteile durch einen Tubus, der den Luftabstand zwischen Vorder- und Hinterglied, d. h. unseren obigen Wert δ zu verändern gestattet, so kann man auf diese Weise eine unendlich große Anzahl von Brennweiten f erhalten. Derartige Tele-Objektive werden von einer großen Reihe von optischen Fabriken hergestellt. Ihre optische Leistungsfähigkeit ist für sehr viele Aufgaben der Photographie nicht ausreichend. Bei geringer Lichtstärke zeichnen sie nur ein kleines Bildfeld scharf aus. Besser in dieser Hinsicht sind die Tele-Objektive der zweiten Bauart. Bei ihnen ist die lichtsammelnde Linsengruppe in der Regel nicht für sich allein photographisch benutzbar, und der Abstand der beiden Bestandteile ist unveränderlich. Sie bilden ein einheitliches Ganzes. Die Hebung der Abbildungsfehler ist besonders bei den neuesten Objektiven in weitgehendem Maße gelungen. Die Lichtstärke und das scharfe

Bildfeld ist bedeutend größer als bei den Tele-Objektiven veränderlicher Brennweite. Zunächst sei hier das von Carl Zeiß hergestellte „Magnar“ genannt, das eine relative

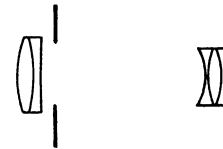


Fig. 2. Querschnitt des Magnars.

Öffnung von 1:10 besitzt. Seine Bildschnittweite, d. h. die Entfernung vom letzten Linsenscheitel bis zur Brennebene, beträgt ungefähr $\frac{1}{3}$ der Brennweite. Die obenstehende Fig. 2 zeigt die heutige Ausführungsform des Magnars im Querschnitt.

Läßt man eine noch geringere Verkürzung des Kammerauszuges, als wie die des Magnars ist, zu, so ist es möglich, eine größere Lichtstärke und ein größeres Bildfeld bei gleichzeitig guter Bildscharfe zu erreichen. Als Beispiele von Tele-Objektiven, die nach diesen Gesichtspunkten gebaut sind und bei denen die Bildschnittweite immerhin schon etwa die Hälfte der Brennweite ausmacht, nennen wir folgende Objektive:

- Bis-Telar (E. Busch); Dallon-Telephoto
- Lens (J. H. Dallmeyer, Ltd.); Tele-Centric
- Lens (Roß, Ltd.); Teletessar (Carl Zeiß).

W. Merté.

Telephon, Fernhörer. Ein Apparat, der elektrische Schwingungen hörbarer Frequenz in Schallschwingungen umsetzt. Die älteste Konstruktion eines Telephons stammt von Philipp Reis (1860), doch war die von ihm angegebene Ausführungsform nicht

zweckmäßig. Erst durch Graham Bell (1877) ist dem Telephon diejenige Gestalt gegeben worden, welche zu einem Erfolge führte. Sie stellt auch heute noch die Grundform aller Telephone dar. Das Bellsche elektromagnetische Telephon hat als Hauptbestandteile einen permanenten Magneten, eine von dem elektrischen Wechselstrom durchflossene, über den Magneten geschobene Spule und eine Eisenmembran. Der Magnet hat die Form eines Stabes, an dessen einem Ende die Spule sitzt; ihr gegenüber senkrecht zum Magneten liegt die kreisförmige am Rande eingespannte Membran aus weichem Eisen. Durch die Stromschwankungen wird die Membran und damit die vor der Membran ruhende Luft in Schwingungen versetzt. Die späteren Änderungen am elektromagnetischen Telephon beziehen sich auf die Form der Magnete (Hufeisen-, Ring-, U-, E-Form usw.), auf das Material der Magnete (Chrom-, Wolfram-, Kobaltstahl), auf die Unterteilung des Eisens, die Anbringung von Polschuhen, die Verwendung von Elektromagneten, verschiedene Membranformen usw. Für besondere Zwecke wie z. B. für lautsprechende Telephone sind neben dem elektromagnetischen Prinzip noch einige andere zur Anwendung gekommen.

Beim elektrodynamischen Telephon wird die Ablenkung eines stromdurchflossenen Leiters (meistens in der Form einer Spule) im Magnetfeld zur Erzeugung der mechanischen Schwingungen verwandt. Diese werden dann zweckmäßig durch Kopplung der Spule mit einer Membran auf diese übertragen. Die Membran kann aus unmagnetischem Material (Glimmer, dünnem Aluminium, Häuten, luftdichten Geweben usw.) bestehen. Der Magnet kann ein Dauermagnet oder ein Elektromagnet sein, der Wechselstrom die mit der Membran gekoppelte Spule oder die Spule des Elektromagneten durchfließen, wobei dann durch die andere Spule ein Gleichstrom fließen muß. Bei dem Bändchenlautsprecher von Siemens & Halske, der ebenfalls ein elektrodynamisches Telephon darstellt, ist der stromdurchflossene Leiter ein sehr dünnes gewelltes Aluminiumband, das im Felde eines starken Elektromagneten schwingt. Eine besondere Membran ist nicht vorhanden, das Bändchen selbst wirkt als solche und besitzt, da seine Masse außerordentlich gering ist, eine sehr niedrige Eigenfrequenz. Auf dem elektrodynamischen Prinzip beruhen auch die Lautsprecher, bei denen in einer Scheibe oder der Membran Wirbelströme induziert werden, die unter dem Einfluß des Wechselfeldes die Schwingungen der Membran verursachen.

Beim elektrostatischen Telephon, auch Kondensator-telephon genannt, beruht die Wirkung darauf, daß zwischen den Belegungen eines Kondensators beim Anlegen einer Spannung eine mechanische Anziehungskraft auftritt. Von den mancherlei Ausführungsformen sei das von Vogt, Engl und Massol als Lautsprecher gebaute Statophon genannt, das eine versilberte Glimmermembran als bewegliche Kondensatorbelegung besitzt, die zur Vermeidung störender Eigenfrequenzen vielfache ungleichmäßige Unterteilungen hat. Auch der Lautsprecher nach dem Johnson-Rahbeck-Prinzip muß zu den elektrostatischen Geräten gerechnet werden. Bei diesem wird eine Walze aus einem Halbleiter (z. B. Achat, Solnhofer Schiefer) durch einen Motor in Rotation versetzt. Über der Walze schleift ein Stahlband, das mit einer Feder

oder einem Gewicht gegen die Walze gezogen wird und an dem anderen Ende an der Mitte einer Membran befestigt ist. Beim Anlegen einer Spannung zwischen dem Stahlband und der metallischen Achse des Halbleiters wird das Stahlband sehr stark gegen die Walze gepreßt und damit die Reibung derart vergrößert, daß die Membran durchgebogen wird.

Auf elektrothermischen Effekten beruhen die Thermophon oder Thermotelephon genannten Geräte. Bei diesen werden die Temperaturschwankungen des vom Wechselstrom durchflossenen Leiters in Schallwellen umgesetzt. Die Umsetzung erfolgt entweder mechanisch dadurch, daß die stromdurchflossenen Drähte in der Mitte mit geringer Spannung an einer sehr dünnen Membran befestigt sind, oder thermodynamisch durch die Druckschwankungen, welche im umgebenden Gas hervorgerufen werden. Dem Wechselstrom muß ein Gleichstrom überlagert werden, weil sonst die Schallwellen die doppelte Frequenz des Wechselstromes haben. Der Gleichstrom spielt etwa dieselbe Rolle wie beim elektromagnetischen Hörer der Dauermagnet und beim elektrostatischen die Hilfsspannung.

Elektrochemische Geräte. Auf elektrochemische Vorgänge wird die Wirkungsweise des Elektromotographen von Edison (1878) zurückgeführt, der auch Kalkwalzentelephon oder lautsprechendes Telephon genannt wurde. Bei diesem wird ein Zylinder, der aus einer Masse von Schlemmkreide, Kaliumhydrat und Quecksilberazetat gepreßt ist, langsam gedreht und mit einer Natriumlösung getränkt. Gegen den Zylinder wird ein Metallstab gedrückt, der an einer Membran befestigt ist. Beim Anlegen einer Spannung zwischen Zylinder und Metallstab entwickelt sich an der Kontaktstelle unter dem Einfluß des durchfließenden Stromes Gas. Damit ändert sich die Reibung und die Spannung der Membran. Wie weit bei diesem Gerät der Johnson-Rahbeck-Effekt eine Rolle spielt, ist zur Zeit noch nicht geklärt.

Fast alle bisher erwähnten Geräte besitzen wegen der Masse des schwingenden Systems eine Eigenfrequenz, die für eine naturgetreue Wiedergabe von Sprache oder Musik störend ist. Man hat sich im allgemeinen damit zu helfen gesucht, daß man entweder die Eigenfrequenz so wählte, daß sie nicht in das Gebiet der Hörfrequenz fällt, oder, daß man durch eine starke Dämpfung des Systems die Resonanz möglichst unscharf machte. Eine einwandfreie Vermeidung von Eigenfrequenzen erhält man jedoch erst bei Verwendung masseloser Systeme, wie z. B. Geräten mit ionisierter Gasstrecke oder den bereits erwähnten thermoelektrischen Geräten mit thermodynamischer Übertragung.

Geräte mit ionisierter Gasstrecke. Die sprechende Bogenlampe von Simon (1898), die eine Weiterbildung des singenden Lichtbogens von Duddel darstellt, ist bisher die wichtigste Anwendung ionisierter Gasstrecken für die Zwecke der Telephonie. Dem Gleichstrom, welcher zur Speisung des Lichtbogens dient, wird mittels eines Transformators der Sprechstrom überlagert. Die dadurch im Lichtbogen auftretenden Temperaturschwankungen erzeugen in der umgebenden Luft Schallwellen. Die Übersetzung ist also auch hier eigentlich eine elektrothermische. Siehe auch Resonanztelephon.

E. Alberti.

Näheres s. W. Mönch, Mikrophon und Telephon.

Telephon, optisches (M. Wien). Wenn die Membran des akustischen Telephons mit einem Spiegel versehen wird, können die Schwingungen desselben optisch wie bei einem Vibrationsgalvanometer sichtbar gemacht werden. Die sehr kleine Amplitude der Schwingung wird durch einen an einer Feder angreifenden Hebel in vergrößertem Maße auf den Spiegel übertragen. *W. Jaeger*. Näheres s. M. Wien, Wied. Ann. 44, 689; 1891.

Teleskop s. Fernrohr.

Teleskopisches System s. Gaußsche Abbildung.

Telestereoskop s. Stereoskop.

Television s. Fernsehen.

Telezentrische Perspektive s. Strahlenbegrenzung.

Temperatur s. Temperaturskalen.

Temperatur, äquivalente. Einem Kilogramm Gas oder Gasgemisch von $t^{\circ}\text{C}$ sei S g Dampf beigemischt, der bei höherer Temperatur als das Gas kondensiert, auch einen höheren Schmelzpunkt besitzt. Um S g Wasser von 0° auf die Temperatur von t° zu bringen, sind $t \cdot S$ cal nötig. Zur Verdampfung von S g Wasser von t° wird ferner eine Wärmemenge von $(606,5 - 0,695 \cdot t) \cdot S$ cal gebraucht. Dies ergibt zusammen $(606,5 + 0,305 \cdot t) \cdot S$ cal. Diese Wärmemenge würde 1 kg trockner Luft um $\Delta t = (606,5 + 0,305 \cdot t) \cdot \frac{S}{c_p}$ erwärmen; man nennt

nun $t + \Delta t$ die äquivalente Temperatur einer Luftmasse von $t^{\circ}\text{C}$, der auf jedes Kilogramm S g Wasserdampf beigemischt ist. In diesem Ausdruck ist also Temperatur und Wasserdampfgehalt in einem Begriff zusammengefaßt. Dieser ist für die Meteorologie und Technik von Bedeutung. Da sich in der meteorologischen Praxis S meist nicht genauer als auf etwa 5% bestimmen läßt, kann man das zweite Glied des Klammersausdruckes meist vernachlässigen, und man erhält dann unabhängig von der Temperatur t mit dem Werte $c_p = 241$ cal/kg den Betrag: $\Delta t = 2,52 S$. — S entspricht der spezifischen Feuchtigkeit (s. Luftfeuchtigkeit): man hat $S = 623 \frac{e}{b}$, wo e den Dampfdruck, b den Luftdruck

bezeichnet; mit der Hilfsgröße $p = \frac{785 - b}{b}$ ergibt sich danach der Ausdruck $\Delta t = 2(1 + p) \cdot e$. Für $b = 785$ mm, weniger genau auch für andere Werte des Luftdrucks am Erdboden, hat man somit $\Delta t = 2e$.

Wie Sprung fand, ist $e = E' - \frac{t - t'}{2} \cdot \frac{b}{755}$, wenn E' den bekannten maximalen Dampfdruck bei dem Stand t' des feuchten Thermometers bezeichnet, während t der des trockenen ist. Somit hat man

$$\Delta t = (1 + p) \left(2E' - (t - t') \cdot \frac{b}{755} \right);$$

abgesehen von den kleinen Korrektionsbeträgen, die der Luftdruck b und die von ihm abhängige Größe p bringt, ergibt sich also für die äquivalente Temperatur $t + \Delta t$ der Näherungswert $t' + 2E'$. C. H. Prött in Rheydt hat daher zum technischen Gebrauch aspirierte feuchte Thermometer mit einer um $2E'$ vermehrten Bezifferung versehen („Prötmeter“).

Tetens. Näheres s. W. Knoche, Archiv der Deutschen Seewarte 1905 Nr. 2, sowie Linke Met. Z. 1922, Seite 267 ff.

Temperatur der Gestirne. Die Temperatur der Himmelskörper können wir aus ihrer Strahlung

bestimmen. Da die integrale Strahlung wenigstens der Fixsterne aus Gebieten sehr verschiedener Temperaturen stammt, so handelt es sich immer nur um einen Temperaturmittelwert, den wir die effektive Temperatur nennen. Prinzipiell haben wir drei Methoden.

1. Kennen wir die uns zugestrahlte Energiemenge und den scheinbaren Durchmesser eines Gestirnes, so können wir nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz die Temperatur bestimmen. Diese Methode ist eigentlich nur bei der Sonne und den Planeten (s. unten) brauchbar, da wir von den Fixsternen mit wenigen interferometrisch bestimmten Ausnahmen keine gemessenen Durchmesser besitzen. Für die Sonne ergibt sich aus der Solarkonstanten (s. d.) die Temperatur von 5600° .

2. Die Messung der Energieverteilung im Spektrum eines Sternes liefert ebenfalls einen Temperaturwert, der mit dem auf erstere Weise gewonnenen nur dann übereinstimmen muß, wenn das schwarze Strahlungsgesetz erfüllt ist. Diese Methode wird bei den Fixsternen angewandt. Da die Sternstrahlung der des schwarzen Körpers recht nahekommt, erhält man mit dieser Methode recht gute Temperaturwerte. Nur bei den Sternen niedriger Temperatur stören die vielen Spektrallinien den Verlauf der Energiekurve erheblich. Aber auch bei hohen Temperaturen wurden merkliche Abweichungen gefunden. Bei der Sonne ergibt sich eine etwas höhere Temperatur als durch die Solarkonstante. Messungen dieser Art sind an Sternen sowohl im visuellen, wie vor allem im photographischen Spektralbereich gemacht worden. Auch der Farbenindex (s. d.) kann mit Vorteil zu Temperaturbestimmungen verwandt werden. Bis zu Temperaturen von etwa 15000° — 20000° erhält man auf diese Weise leidlich zuverlässige Werte. Bei noch höheren Temperaturen werden die Bestimmungen sehr unsicher, weil sich die Energieverteilung im photographisch-visuellen Spektralgebiet zwischen 20000° und ∞ kaum mehr ändert.

3. Hier muß man sich fast ausschließlich auf die zuerst von Saha angewandte Methode verlassen, die auf der modernen Atomtheorie fußt. Für das Entstehen bestimmter Spektrallinien eines Elementes ist bei thermischer Anregung eine bestimmte Temperatur nötig, die theoretisch errechnet werden kann. Aus dem Auftreten der Absorptionslinien, vor allem der ionisierten Elemente findet man die Temperatur der heißen Sterne wesentlich genauer als es aus Strahlungsmessungen möglich ist. Man schätzt die Temperatur der heißesten Sterne auf etwa 35000° .

Folgende Tabelle gibt die durchschnittliche Temperatur für die einzelnen Spektralklassen.

O	30000°	F 5	6800°
B 0	23000°	G 0	5900°
B 5	15000°	G 5	5000°
A 0	11000°	K 0	4400°
A 5	8600°	K 5	3500°
F 0	7700°	M 0	3300°

Auch die Temperatur der Planeten läßt sich aus ihrer Strahlung bestimmen. Diese Strahlung zerfällt in zwei Teile, die reflektierte Sonnenstrahlung und die Eigenstrahlung, die entsprechend der niederen Temperatur ganz im Infraroten liegt. Sie beträgt beim Erdmond z. B. 80% der Gesamtstrahlung, bei Jupiter nur 3%. Mißt man die Strahlung eines Planeten bolometrisch, so kann man durch Vorschalten gewisser für visuelles Licht

völlig durchlässiger Filter (z. B. einer Wasserzelle) den infraroten Teil auslöschten und findet die Eigenstrahlung des Planeten als die Energiedifferenz zwischen den Messungen mit und ohne Filter. Über die gemessenen Temperaturen s. Mond und Planeten.

Bottlinger.

Temperatur, konstante s. Bäder konstanter Temperatur.

Temperatur, Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften. Der Sättigungswert reinen Eisens sinkt mit wachsender Temperatur anfangs langsamer, dann rascher, und wird nahezu Null bei etwa 768°, dem zweiten Umwandlungspunkt des Eisens A_2 , bei dem, wie man bisher annahm, das magnetisierbare α -Eisen (Ferrit) in eine nicht magnetisierbare Modifikation, das β -Eisen, übergeht. Nach den neueren Annahmen (P. Weiß, R. Gans) hat man es jedoch hier nicht mit einer wirklichen Phasenänderung zu tun, sondern mit einer stetig verlaufenden Einwirkung der Wärme. Mit wachsender Temperatur wird nämlich die richtende Wirkung desjenigen Teils des inneren Feldes, welcher durch die gerichteten Molekularmagnete selbst zustande kommt, und der im Vergleich zum äußeren Feld bei niedrigen Temperaturen außerordentlich hohe Beträge erreicht, immer mehr geschwächt durch die Wirkung der thermischen Agitation der Moleküle, und verschwindet bei etwa 768°; die Suszeptibilität ist dann nur noch von der Größenordnung paramagnetischer Stoffe. Bei niedrigen Feldstärken dagegen steigt die Magnetisierbarkeit mit wachsender Temperatur umgekehrt stark an und sinkt erst in der Nähe des Umwandlungspunkts plötzlich nahezu auf Null herab. Der Grund für diesen scheinbaren Widerspruch ist darin zu suchen, daß mit der thermischen Agitation auch die hysteretischen Eigenschaften (s. d.) immer mehr abnehmen, die Hystereseschleife also immer mehr zusammenschrumpft, wodurch bei niedrigen Feldstärken die Nullkurve, die ja immer zwischen dem aufsteigenden und dem absteigenden Aste bleiben muß, viel steiler ansteigt, und zwar überwiegt bei niedrigen Feldstärken dieser Einfluß, so daß mit wachsender Temperatur die Suszeptibilität zunächst ansteigt, statt zu fallen.

Eine weitere magnetische Umwandlung erfährt das reine Eisen noch bei etwa 900°, wo das β -Eisen unter Wärmeerscheinung in eine andere Modifikation, das γ -Eisen, übergeht, das unter Umständen durch Legierung mit Nickel oder Mangan auch bei niedrigen Temperaturen erhalten werden kann (sog. austenitisches Gefüge) und sich auch hier praktisch als unmagnetisierbar erweist (s. auch unter „Nickelstahl“). Endlich findet sich bei etwa 1400° nochmals ein Umwandlungspunkt, bei welchem das γ -Eisen in das sog. δ -Eisen übergeht, das ebenso, wie das α -Eisen, ein körperzentriertes kubisches Raumgitter aufweist, während das γ -Eisen ein flächenzentriertes Raumgitter besitzt; auch bei dieser Umwandlung erleiden die (para) magnetischen Eigenschaften des Eisens eine sprunghafte Änderung.

Bei kohlenstoffhaltigem Eisen — und als Verunreinigung tritt Kohlenstoff fast stets in größerer oder geringerer Menge auf — kommen zu diesen Umwandlungspunkten noch zwei weitere, nämlich der Punkt A_0 bei etwa 215°, bei welchem das bei langsamer Abkühlung abgeschiedene (als Gefügebestandteil Zementit genannte) Eisenkarbid Fe_3C

seine Magnetisierbarkeit verliert bzw. wiedergewinnt, und der auch Perlitpunkt genannte Punkt A_1 bei etwa 700°, bei welchem dies Eisenkarbid bei steigender Temperatur in dem festen Eisen sich löst (Ac_1), bei fallender Temperatur sich wieder ausscheidet (Ar_1). Tatsächlich fallen diese beiden Punkte Ac_1 und Ar_1 im allgemeinen nicht zusammen, sondern Ac_1 liegt meist erheblich höher, als Ar_1 („Temperaturhysterese“). Mit Ac_1 ist stets eine Wärmeabsorption, mit Ar_1 eine Wärmeabgabe verbunden, die sich leicht durch Pyrometer nachweisen läßt und bei stark kohlenstoffhaltigen Materialien (Stahl) sogar zum Wiederaufleuchten der schon ziemlich dunklen Probe führen kann (Rekaleszenz-Erscheinung). *Gumlich.*

Näheres s. Goerens, Einführung in die Metallographie, Verlag von W. Knapp, Halle a. S.

Temperatur, potentielle. Potentielle Temperatur ist diejenige absolute Temperatur einer Luftmenge, die sie erreichen müßte, wenn sie adiabatisch, d. h. ohne Zufuhr oder Entziehung von Wärme auf einen Normaldruck gebracht würde. Die potentielle Temperatur nimmt bei stabiler Schichtung stets nach oben zu. Bei adiabatischen Vorgängen (s. Adiabate) in der Atmosphäre bleiben die Luftteilchen auf den Flächen gleicher potentieller Temperatur. Diese Flächen verlaufen einfacher als die Isothermenflächen und sind daher auch besonders zur räumlichen und zeitlichen Interpolation zwischen benachbarten Zustandskurven geeignet. Es folgt, bezogen auf den Normaldruck p_0 (z. B. 750 mm Hg), bei der absoluten Temperatur T und dem Drucke p der gegebenen Luftmenge für die

potentielle Temperatur der Ausdruck $T \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

Hierin ist k = dem Verhältnis der spezifischen

Wärmen $\frac{c_p}{c_v} = 1,4$. Da sich beim Absteigen die

Luft um etwa 1° für 100 m erwärmt, ergibt sich als bequeme Faustregel, wenn man den Bodendruck als normal annimmt, aus der Höhe H in Hektometern und der Temperatur t für die potentielle Temperatur der Näherungswert $t + H$. *Tetens.*

Näheres s. Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre Bd. 3, S. 232 ff.

Temperatur, virtuelle. Die Dichte eines Luftquantums ergibt sich aus dem Luftdruck, der Temperatur und dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft (s. Luftdichte). Die virtuelle Temperatur ist diejenige Temperatur, die das Luftquantum haben müßte, wenn es, ohne Wasserdampf zu enthalten, bei demselben Luftdruck dieselbe Dichte hätte. Die virtuelle Temperatur wird bei der barometrischen Höhenbestimmung zur Vereinfachung der Rechenmethoden benutzt. *G. Stüwe.*

Der Betrag (s. nachstehende Tabelle), den man zur Reduktion auf virtuelle Temperatur, gesättigte Luft vorausgesetzt, bei ungesättigter ist der Betrag mit $\frac{1}{100}$ der relativen Feuchtigkeit (s. Wasserdampfgehalt) zu multiplizieren.

Luftdruck mm Hg	Temperatur, °C						
	-40°	-20°	0°	+10°	+20°	+30°	+40°
150	0,1						
300	0,0	0,2					
450	0,0	0,2	1,0				
600	0,0	0,1	0,8	1,6	3,2	6,1	
750	0,0	0,1	0,6	1,3	2,6	4,8	8,8

absoluten Temperatur hinzufügen muß, um die

virtuelle zu erhalten, ist $\frac{3}{5000} \cdot S \cdot T$ oder $\frac{T}{2,65 \cdot \frac{b}{e} - 1}$

wenn S die spezifische Feuchtigkeit (s. Luftfeuchtigkeit), T die absolute Temperatur, b den Luftdruck und e den Dampfdruck bezeichnet. *Tetens.*

Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes. Der Temperaturkoeffizient $\Delta \rho$ des elektrischen Widerstandes gibt an, um welchen Bruchteil oder Prozentsatz sich der Widerstand eines Leiters bei einer Temperaturänderung um 1°C erhöht oder erniedrigt. Bei Präzisionswiderständen muß dieser Koeffizient möglichst klein sein. Bei den Metallen nimmt der Widerstand im allgemeinen mit der Temperatur zu, bei Kohle und Magnesiumoxyd (Nernststift) nimmt er ab. Hat ein Leiter z. B. bei einer bestimmten Temperatur den Widerstand R , so ist der Widerstand bei einer um t° höheren Temperatur $R(1 + t \Delta \rho)$. Da der Temperaturkoeffizient auch selbst von der Temperatur abhängt, so gibt man meist den Mittelwert für die Temperaturen zwischen 0° und 30°C an. Den positiven Temperaturkoeffizient des Eisens kann man dadurch zeigen, daß man vor eine kleine Taschenlampe eine Eisenspirale vorschaltet und den Strom so reguliert, daß die Lampe hell glüht. Beim Erwärmen des Eisendrahts mit einem Bunsenbrenner erlischt die Lampe fast vollständig infolge der vier- bis fünffachen Widerstandserhöhung des Eisendrahtes. Auf diesem Effekt beruhen die Nernstschen stromregulierenden Eisendrahtwiderstände. Der negative Temperaturkoeffizient des Nernststiftes äußert sich darin, daß der Stift erst dann aufglüht, wenn durch die um den Stift gelegte Heizspirale sein Widerstand genügend gesunken ist. Im folgenden sind einige Temperaturkoeffizienten zusammengestellt, wobei besonders auf die kleinen Koeffizienten der gebräuchlichen Widerstandsdrähte hingewiesen sei. In der Tabelle ist die relative Zunahme des spezifischen Widerstandes bei 20° bei einer Temperaturzunahme um 1° , mit 1000 multipliziert, angegeben.

Silber	+ 4,0
Kupfer	4,0
Gold	4,0
Aluminium	3,6
Zink	3,7
Platin (käuflich)	2 bis 3
Nickel, Eisen	bis 6
Blei	4,2
Tantal	3,3
Quecksilber	0,92
Konstantan	— 0,03 bis + 0,05
Manganin	bis + 0,03
Neusilber	+ 0,6 bis 2,3
Nickelin	0,23
Patentnickel	0,2
Chromnickel	0,1
Gaskohle	— 0,02 bis — 0,8

Bei Elektrolyten gibt man meist statt des Widerstandes den Leitwert an und entsprechend den Temperaturkoeffizienten des Leitwertes. Der Leitwert pflegt bei Elektrolyten innerhalb enger Grenzen proportional der Temperatur zuzunehmen. Zahlreiche Messungen finden sich angegeben bei Kohlrausch und Holborn, Leitvermögen der Elektrolyte.

E. Jaeger.

Temperaturkoeffizient permanenter Magnete. Permanente Magnete, welche vorschriftsmäßig

hergestellt und durch zyklische Erwärmungen sowie durch Erschütterungen gealtert wurden (s. „Magnet“, permanenter), so daß dauernde Änderungen beim Gebrauch nicht mehr eintreten, zeigen doch bei geringen Temperaturänderungen eine reversible Abhängigkeit ihres Moments von der Temperatur, das mit steigender Temperatur um einen gewissen Betrag sinkt, bei fallender um ebensoviel wieder ansteigt. Die prozentische Änderung des Moments je Grad C bezeichnet man als Temperaturkoeffizient des Magnets; er liegt bei guten Magneten zwischen 0,02% und 0,06% und kann bei Apparaten, deren Angaben von der Konstanz der Wirkung permanenter Magnete abhängen, wie Elektrizitätszähler u. dgl., bei stärkeren Schwankungen der umgebenden Temperatur recht störend werden.

In erster Linie hängt die Größe des Temperaturkoeffizienten von der chemischen Zusammensetzung der verwendeten Stahlsorte ab. Es ist gelungen, allerdings auf Kosten der Stärke, Magnete ohne merklichen Temperaturkoeffizient aus reinem Kohlenstoffstahl mit hohem Kohlenstoffgehalt herzustellen, der bei hoher Temperatur (etwa 1100°) abgeschreckt wurde (Gumlich, Wissenschaftl. Abhandlung der Physik.-Techn. Reichsanstalt IV, Heft 3). In zweiter Linie wird nach Cancani und Ashworth der Temperaturkoeffizient auch von der Gestalt der Magnete beeinflusst; Sehr lange und dünne Stabmagnete oder gut geschlossene Hufeisenmagnete mit enger Maulöffnung besitzen einen geringeren Temperaturkoeffizienten, als kurze, dicke Stäbe oder schlecht geschlossene Hufeisenmagnete. Schließlich scheint auch die Höhe der Remanenz noch eine gewisse, wenn auch untergeordnete Rolle zu spielen, indem der Temperaturkoeffizient bei niedriger Remanenz etwas geringer ist, als bei hoher.

Gumlich.

Näheres s. Gumlich, Ann. d. Phys. (4), 50, 668, 1919.

Temperaturleitfähigkeit s. Wärmeleitung.

Temperaturmessung s. Ausdehnungsthermometer, Flüssigkeitsthermometer, Metallthermometer, Quecksilberthermometer, Segersche Kegel, Strahlungspyrometer, Temperaturskalen, Thermoelemente, Widerstandsthermometer u. a.

Temperaturskalen. Im alltäglichen Gebrauch unterscheidet man die Temperaturskalen von Celsius, Réaumur und Fahrenheit. Alle drei knüpfen in bekannter Weise an den Eisschmelzpunkt und an den Wassersiedepunkt als Fixpunkte an. Das von diesen beiden eingeschlossene Intervall wird in 100, resp. 80, resp. 180 gleiche Teile geteilt, die Teilung wird nach oben und unten fortgesetzt. Der Eisschmelzpunkt wird in der Celsiusschen und Réaumurschen Skale mit 0° , in der Fahrenheitschen Skale mit 32, der Wassersiedepunkt in der Celsiusschen, Réaumurschen und Fahrenheitschen Skala mit 100, resp. 80, resp. 212 $^\circ$ bezeichnet. Umrechnung:

$$x^\circ \text{C} = \frac{4}{5} x^\circ \text{R} = (32 + \frac{9}{5} x)^\circ \text{F}$$

$$y^\circ \text{R} = \frac{5}{4} y^\circ \text{C} = (32 + \frac{9}{4} y)^\circ \text{F}$$

$$z^\circ \text{F} = (z - 32) \frac{5}{9} \text{C} = (z - 32) \frac{4}{9} \text{R}$$

Seit Regnaults Untersuchungen über die Ausdehnung der Gase und der Dämpfe bildet das Gasthermometer die Grundlage aller Temperaturmessungen. Die Gasthermometer sind den Flüssig-

keitsthermometern überlegen, weil die Gase sich gegen Temperatureinflüsse weit einfacher verhalten als die Flüssigkeiten, sich sogar im wesentlichen alle gleich verhalten, und ferner weil sich die Gase stärker als die Flüssigkeiten ausdehnen, so daß die Ausdehnung des das Gas enthaltenden Gefäßes die Angaben des Gasthermometers weit weniger beeinflusst als die Angaben des Flüssigkeitsthermometers.

Das Gasthermometer beruht auf der Anwendung des Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetzes. Bedeuten $p_0 v_0 t_0$ und $p_1 v_1 t_1$ Druck, Volumen und Temperatur des Gases in zwei verschiedenen Zuständen, so ist

$$\frac{p_0 v_0}{1 + \alpha t_0} = \frac{p_1 v_1}{1 + \alpha t_1},$$

wo α in erster Näherung eine Konstante bedeutet. Man schließt das Gas wie das Quecksilber eines Quecksilberthermometers in ein Gefäß mit Kapillarrohr ein. Sein Volumen wird durch einen Quecksilberfaden in dem Kapillarrohr nach außen abgegrenzt. Bei Temperaturänderungen kann es sich frei ausdehnen oder zusammenziehen. Der Druck, unter dem es steht, ist dann stets derselbe, d. h. es ist $p_0 = p_1$ und daher

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0}.$$

Setzen wir fest, daß der Zustand $p_0 v_0 t_0$, von dem aus wir zählen, derjenige sein soll, von dem aus die Temperaturzählung in Grad Celsius beginnt, so ist $t_0 = 0$ zu setzen, und es wird

$$v_1 = v_0 (1 + \alpha t_1).$$

Die Konstante α ist also der Ausdehnungskoeffizient des Gases; kennt man α (es ist = 0,00367), so kann man t_1 aus v_1 und v_0 berechnen.

Für fundamentale Untersuchungen sind diese Gasthermometer „konstanten Druckes“ im allgemeinen wenig benutzt worden. Man verwendet dafür vielmehr Versuchsanordnungen, bei denen man das Gas nach einer Temperaturänderung durch Änderung des Druckes stets auf dasselbe Anfangsvolumen zurückführt. Das Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz nimmt für solche Gasthermometer „konstanten Volumens“ ($v_0 = v_1$) die Form an:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0},$$

oder wenn man wieder $t_0 = 0$ setzt:

$$p_1 = p_0 (1 + \alpha t_1);$$

die Konstante α wird jetzt hier als Spannungskoeffizient bezeichnet. Auch der Spannungskoeffizient hat annähernd den Wert $\alpha = 0,00367$ und man kann mit seiner Hilfe t_1 aus p_0 und p_1 berechnen.

Internationale Wasserstoffskale. Sorgfältige Untersuchungen haben ergeben, daß Ausdehnungs- und Spannungskoeffizienten für dasselbe Gas nicht gleich, sondern ein wenig voneinander verschieden sind. Beide Koeffizienten hängen außerdem vom Druck des Gases ab und variieren von einem Gase zum andern. Die Verfeinerung der Temperaturmessung verlangt deshalb genauere Festsetzungen über Art und Zustand des zur thermometrischen Normalsubstanz verwendeten Gases. Im Jahre 1887 beschloß das internationale Maß- und Gewichts Komitee, die Spannungsskale des Wasserstoffs, d. h. desjenigen Gases, das nach den damaligen Kenntnissen bei Zimmertemperatur am weitesten von seinem Kondensationspunkt entfernt war, als Temperaturskale für den internationalen Dienst des Maß- und Gewichts bureaus zugrunde zu legen. Als

Null- und Hundertpunkt der Skale wurden die Temperaturen des schmelzenden Eises und des unter Normaldruck siedenden Wassers angenommen und es wurde festgesetzt, daß der Druck des zur Messung dienenden Wasserstoffes bei 0° Temperatur 1 m Quecksilber betragen solle.

Den unmittelbaren Bedürfnissen des Maß- und Gewichtswesens wäre durch Festlegung einer Temperaturskale etwa zwischen 0° und 30° Genüge geschehen. In Rücksicht auf die Fundamentalphunkte 0° und 100° wurden indessen die grundlegenden Arbeiten im internationalen Maß- und Gewichts bureau auf das ganze Intervall 0 bis 100° ausgedehnt. Die so geschaffene Skale hat dann in der Folge allgemeine Anerkennung gefunden und ist bis heute vielfach im Gebrauch geblieben.

Stickstoffskale. Oberhalb 100° diffundiert der Wasserstoff, und zwar bei steigender Temperatur in immer höherem Maße durch die Wandungen der Thermometergefäße und wird darum als thermometrische Substanz unbrauchbar. Als Ersatz bietet sich der Stickstoff oder die Luft, die die störende Eigenschaft des Wasserstoffs nicht besitzen, oder Helium, das im Platingefäß bis 1100° brauchbar ist.

Thermodynamische Temperaturskale. (S. auch besonderen Artikel.) Je verdünnter ein Gas ist, desto mehr nähern sich Spannungs- und Ausdehnungskoeffizient des Gases einander. In allen Gasen gehen sie demselben Grenzwert entgegen (1/273,2 oder 0,003660). Die hierauf begründete Skale, zu der auch die Thermodynamik hinführt, nennt man die thermodynamische oder absolute Temperaturskale. Sie bezieht sich gleichsam auf ein Idealgas, ein Gas, das keinerlei individuelle Eigenschaften hat, sondern das in jeder Beziehung ein vollkommenes Gas darstellt. Der Nullpunkt liegt bei - 273,2° der Celsiusskale. Eine Temperatur T der absoluten Skale ist also um 273,2° größer als dieselbe Temperatur t in der Celsiusschen Skale: $T = 273,2 + t$. Die Temperatur t dieser Skale unterscheidet sich von der Angabe (t_H) derselben Temperatur in der Wasserstoffskale oder der Angabe (t_N) derselben Temperatur in der Stickstoffskale nach unserer heutigen Kenntnis um folgende (praktisch bedeutungslose) Beträge

t	$t - t_H$	$t - t_N$
- 200°	+ 0,05°	+ 0,52°
0°	0	0
100°	0	0
300°	+ 0,017	+ 0,027
400°	—	+ 0,15

Das heißt: eine thermodynamisch als 200° gemessene Temperatur ist mit dem Wasserstoffthermometer gemessen 299,933°, mit dem Stickstoffthermometer gemessen 299,973°.

Radiometrische Temperaturskale. Ein zum Glühen erhitzter Körper sendet eine Strahlung aus, deren Helligkeit mit der Temperatur des Körpers wächst. Bildet der Körper einen gleichförmig temperierten Hohlraum (schwarzer Körper), z. B. eine Hohlkugel mit einer sehr kleinen Öffnung in der Wand, durch die man die Helligkeit in dem Hohlraum beobachtet, so wird der Zusammenhang der Helligkeit mit der Temperatur sehr einfach. Bezeichnet t_1 eine bekannte, t_2 eine noch unbekannt, und zwar höhere Temperatur und H_1 und H_2 die Helligkeiten des zu der Wellenlänge λ (in $\mu = 0,001$ mm gemessenen) gehörigen Spektralbezirks der schwarzen Strahlung, so gilt

$$\log \text{nat} \frac{H_2}{H_1} = \frac{c}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{273 + t_1} - \frac{1}{273 + t_2} \right),$$

wo nach unseren heutigen Kenntnissen $c = 14300 \mu$ -Grad ist. Hieraus läßt sich die unbekanntete Temperatur t_2 berechnen.

Gesetzliche Temperaturskala. Seit dem Jahre 1924 gilt im Deutschen Reiche als gesetzliche Temperaturskala die hundertteilige thermodynamische Skala, die zu verkörpern Aufgabe der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ist. Die Reichsanstalt hat diese Verkörperung durch Bekanntgabe einer Anzahl von Fixpunkten durchgeführt, als welche außer dem Eisschmelzpunkt (0°) und dem Wassersiedepunkt (100° ; die Abweichungen vom normalen Wert sind nach den bekannten Gesetzen zu berücksichtigen), die folgenden (p ist der reduzierte Barometerstand) dienen:

Siedepunkt des Sauerstoffs:	$-182,97^{\circ}$
+ 0,0126 (p - 760) - 0,000065 (p - 760) ²	
Sublimationspunkt der Kohlensäure:	$-78,50^{\circ}$
+ 0,01595 (p - 760) - 0,000011 (p - 760) ²	
Schmelzpunkt des Quecksilbers:	$-38,87^{\circ}$
Umwandlungspunkt von Natriumsulfat:	$+32,38^{\circ}$
Siedepunkt des Naphthalins:	$217,96 + 0,058(p - 760)$
Erstarrungspunkt des Zinns:	$231,85^{\circ}$
Siedepunkt des Benzophenons:	$305,9^{\circ}$
+ 0,063 (p - 760)	
Erstarrungspunkt des Cadmiums:	$320,9^{\circ}$
Erstarrungspunkt des Zinks:	$419,45^{\circ}$
Siedepunkt des Schwefels:	$444,60 + 0,0909(p - 760)$
- 0,000048 (p - 760) ²	
Erstarrungspunkt des Antimons:	$630,5^{\circ}$
des Silbers:	$960,5^{\circ}$
Schmelzpunkt des Goldes:	1063°
Erstarrungspunkt des Kupfers:	1083°
Schmelzpunkt des Palladiums:	1557°
des Platins:	1770°
des Wolframs:	3400°

Zwischen diesen Temperaturen wird bis zum Erstarrungspunkt des Antimons durch das Platinwiderstandsthermometer (s. Widerstandsthermometer) zwischen diesem und dem Schmelzpunkt des Goldes durch das Thermoelement (s. d.) aus Platin und 10%igem Platinrhodium, in noch höheren Temperaturen nach der radio-metrischen Skala (s. oben) interpoliert. *Scheel*. Näheres s. *Scheel*, Normalthermometrie. Naturwissenschaften, 1916, S. 165.

Temperatursprung. Als Kundt und Warburg bei ihrer Untersuchung über die innere Reibung stark verdünnter Gase sich genötigt sahen, Gasleitung (s. d.) anzunehmen, wiesen sie darauf hin, daß für die Wärmeleitung etwas Ähnliches existieren müsse. In sehr verdünnten Gasen muß an der Grenze zwischen Gas und Gefäßwand eine Unstetigkeit in der Temperatur, ein sogenannter „Temperatursprung“ vorhanden sein, den v. Smoluchowski nachweisen konnte, indem bei seinen Versuchen Temperatursprünge bis zu 7° auftraten.

Nach der kinetischen Theorie ist die Erklärung dieselbe wie die der Gasleitung. Für eine Gas-schicht an der Wand, deren Dicke kleiner als die mittlere Weglänge sein soll, gilt dieselbe Formel für die Wärmeleitung (s. d.) wie für hochverdünnte Gase (s. d.). Je verdünnter das Gas wird, desto dicker wird diese Schicht, desto größer wird deren Einfluß auf den Durchschnittswert der Wärmeleitung sein. Es wird bei zunehmender Verdünnung von einer gewissen Gasdichte angefangen, dieser

Einfluß merkbar sein. Das heißt: mit weiterer Verdünnung wird die Wärmeleitung, anstatt konstant zu bleiben, immer kleiner werden. Von einem tatsächlichen Temperatursprung können wir eigentlich nicht sprechen. *G. Jäger*.

Näheres s. *G. Jäger*, Handb. d. Phys. IX, 449.
Temperaturstrahlung. Strahlung, welche nur durch die Temperatur des Strahlers bedingt ist, welche also nicht auf gleichzeitig sich abspielenden oder vorausgegangenen anderen — elektrischen, chemischen — Vorgängen mit beruht. Für Temperaturstrahler gilt das Kirchhoffsche Gesetz, welches aussagt, daß für eine bestimmte Temperatur- und Wellenlänge das Emissionsvermögen $\epsilon_{\lambda, T}$ eines beliebigen Temperaturstrahlers für eine Welle λ gleich ist dem Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers (oder des vollkommenen Temperaturstrahlers) bei derselben Welle ϵ_{λ} multipliziert mit dem Absorptionsvermögen des betreffenden Temperaturstrahlers für diese Welle $a_{\lambda, T}$ also

$$\epsilon_{\lambda, T} = \frac{\epsilon_{\lambda} T}{a_{\lambda, T}}. \text{ Das Verhältnis von Emissions- und}$$

Absorptionsvermögen ist für alle Temperaturstrahler konstant, und zwar gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bei derselben Wellenlänge und Temperatur. *Gerlach*.

Temperierte Stimmung s. Tonleiter.

Tensionsthermometer s. Stocksches Thermometer.

Tensor nennt man jeden Affinor, der seinem konjugierten Affinor gleich ist (symmetrischer Affinor; $\Phi_o = \Phi$, ts $\Phi = \Phi$, ax $\Phi = o$). In der Literatur wird das Wort Tensor jedoch auch für beliebige, nicht symmetrische Affinoren verwendet. Weiteres s. Artikel Affinorrechnung.

F. Schleicher.

Term. In der Spektroskopie gebräuchlicher Ausdruck für die verschiedenen Energiestufen eines Atoms. Er stammt aus der Zeit, da die Erkenntnis, daß die Spektralserie sich durch Differenzbildung einfach zusammenhängender Zahlen darstellen lasse, noch keine physikalische Deutung hatte. In der Balmerreihe (s. d.) ist z. B. $\frac{N}{2^2}$ der „Grundterm“, $\frac{N}{3^2}$, $\frac{N}{4^2}$ usw. der „Laufterm“. Vgl. auch Serien-spektren.

Gerlach.

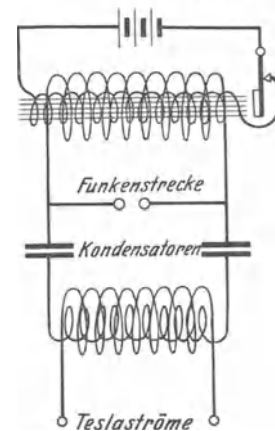
Terrestrisches Fernrohr s. Erdfernrohr.

Terrestrisches Okular s. Erdfernrohr.

Tertienuhr s. Geschwindigkeit.

Terz s. Intervall.

Teslaströme sind hochgespannte und hochfrequente Wechselströme. Sie werden durch Funkenentladungen eines Funkeninduktors mit Unterbrecher in einem hochfrequenten Schwingungskreis erregt und durch den Teslatformator (ohne Eisenkern) auf hohe Spannung gebracht, wobei



Schaltung zur Erzeugung von Teslaströmen.

dessen sekundärer Stromkreis in Resonanz mit der Frequenz des Schwingungskreises ist.

K. Pohlhausen.

Teslatransformator. Lufttransformator zur Erzeugung hoher Entladungsspannungen mit elektrischen Schwingungen. Die Primärspule besteht im allgemeinen aus wenig Windungen eines dicken Kupferdrahtes, die Sekundärspule aus sehr vielen Windungen eines feinen auf einen Glaszylinder aufgewickelten Drahtes. Die Spulen müssen sehr sorgfältig gegeneinander isoliert sein, ebenso die einzelnen Windungen der Sekundärspule unter sich. Letztere wird deswegen häufig paraffiniert und in Öl getaucht.

Die gebräuchlichste Schaltung des Tesla-Transformators ist die Verbindung der Sekundärspule über eine Funkenstrecke und eine Leydener Flasche mit einem Funkeninduktor. In dieser Anordnung erhält man an den Enden der Sekundärspule außerordentlich hohe Spannungen. Berührt man mit der Hand das eine Ende der Spule und nähert dem anderen Ende mit der zweiten Hand eine Geißler'sche Röhre, so leuchtet diese hell auf. Auch kann man mehrere Zentimeter lange Funken beim Nähern der Hände aus der Spule erhalten. Physiologische Wirkungen auf den menschlichen Körper treten dabei wegen der hohen Frequenz der elektrischen Schwingungen (etwa 10^6) nicht auf. *E. Alberti.* Näheres s. Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus.

Thalofidzelle, eine für Rot und Ultrarot empfindliche Widerstands-Photozelle mit einer Thalliumschwefelverbindung als lichtelektrisch empfindliche Elektrode; sie beruht wie die Selenzelle auf dem inneren lichtelektrischen Effekt. *Gerlach.*

Thalpotasimeter s. Fernthermometer.

Theodolit. Ein Winkelmeßinstrument, das aus einem Vertikalkreis mit einem um eine waagerechte Achse drehbaren Fernrohr besteht. Der Vertikalkreis ist noch um eine vertikale Achse drehbar, um auch Horizontalwinkel ablesen zu können (s. a. Magnetischer Theodolit.) *v. Staal.*

Thermaktin heißt ein Strahlungsaustausch, wenn die ausgestrahlte Energie lediglich aus der Wärmeenergie des Strahlers stammt (Temperaturstrahlung), die eingestrahlte Energie lediglich in Wärme (kinetische Energie) des absorbierenden Mediums verwandelt wird. Gegensatz: Resonanzstrahlung, wo absorbierte monochromatische Strahlung unter Wahrung der Wellenlänge wieder emittiert wird; Fluoreszenzstrahlung, wo die absorbierte Strahlung bestimmter, meist für die chemische Konstitution des Körpers charakteristischer, Frequenz eine Emission anderer, meist kleinerer Frequenz erregt; Phosphoreszenzstrahlung, wo die emittierte Strahlung qualitativ und quantitativ außer von der Zusammensetzung des „Phosphors“ auch von seiner Vorgeschichte bzw. Menge der absorbierten Strahlung, Temperatur usw. abhängt. *Gerlach.*

Thermische Analyse (vgl. auch Zustandsdiagramm). Hierunter versteht man die Untersuchung der kristallisierten Ein- oder Mehrstoffsysteme mit Hilfe der bei Temperaturänderungen auftretenden Wärmetönungen. Das experimentelle Hilfsmittel der thermischen Analyse ist der Abkühlungs- und Erhitzungsversuch, bei dem die Temperaturänderung in Abhängigkeit von der Zeit, z. B. mit Hilfe eines im Zentrum der Probe angebrachten Thermoelements, festgestellt wird. Die auf einer Abkühlungs- oder Erhitzungskurve

aufgetragenen Ergebnisse gestatten, auf Grund der Abweichungen des Temperaturganges der Probe von dem des Ofens auf Wärmetönungen zu schließen und hieraus die Vorgänge innerhalb der Probe zu erkennen. Meistens geht man von dem geschmolzenen Zustand aus, und die Abkühlungskurve gibt die thermische Entstehungsgeschichte einer Probe von ihrer Erstarrung bis zur Erreichung des Endzustandes wieder.

Die Abkühlungskurve eines einheitlichen ohne Zersetzung schmelzenden Stoffes (einer Komponente, einer Verbindung oder eines Mischkristalles im Maximum oder Minimum der Schmelzkurve) ist in Fig. 1 wiedergegeben. Nach Erreichung des Schmelzpunktes F findet die Kristallisation des Stoffes bei konstanter Temperatur unter Wärmeentwicklung statt. Nach vollendeter Kristallisation sinkt die Temperatur wieder.

In derselben Weise findet die Kristallisation in Vielstoffsystemen aus n Komponenten statt, wenn

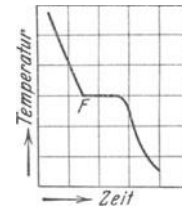


Fig. 1. Abkühlungskurve eines reinen Metalles.

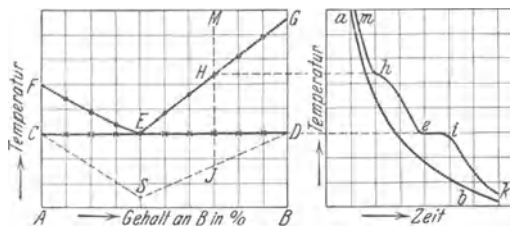


Fig 2 a. Abkühlungskurven einer Legierung.

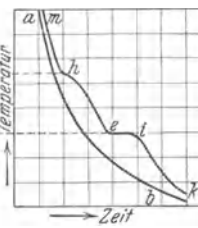


Fig. 2 b.

die Zahl der Phasen $n - 1$ beträgt, weil das kondensierte System hierbei unter Konstanthaltung des Druckes über keinen Freiheitsgrad verfügt (nonvariant ist) (vgl. Phasenregel).

In Fig. 2 b, Kurve m h e i k, ist die Abkühlungskurve einer Legierung M für das Zustandsdiagramm mit einem Eutektikum (Fig. 2a) dargestellt. Der Beginn der Ausscheidung der Kristallart B kennzeichnet sich auf der Kurve durch einen Verzögerungsknick h. Die bei konstanter Temperatur stattfindende eutektische Kristallisation (ei) schließt den

Erstarrungsvorgang ab. Die Kurve a b gibt die Abkühlung des Ofens wieder. Ähnlich finden sich bei Legierungen aller Zusammensetzungen außer der eutektischen E ein Verzögerungsknick beim Beginn der primären Erstarrung und ein Haltepunkt bei der eutektischen Kristallisation. Auf Fig. 2a sind diese thermischen Effekte durch Punkte und Kreuze angedeutet. Aus ihnen wird das thermische Zustandsdiagramm FEG, CED konstruiert.

Die Länge der horizontalen Strecken ist bei konstanter Abkühlungsgeschwindigkeit in erster An-

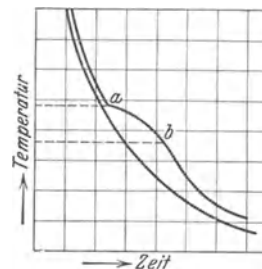


Fig. 3. Abkühlungskurve eines Mischkristalles.

näherung der diesen entsprechenden Wärmetönung und damit der eutektisch kristallisierten Menge proportional. Diese „Haltezeiten“ sind ein Hilfsmittel für die Feststellung der Konzentration des eutektischen Punktes E (Fig. 2a), da sie von F und von G nach E linear ansteigen. Trägt man auf Fig. 2a von CED abwärts die beobachteten Haltezeiten auf, so bekommt man zwei Gerade (gestrichelt), die sich bei S bei der Konzentration des Eutektikums schneiden.

Die von Tammann eingeführte Methode der Haltezeiten findet sinngemäß auch bei anderen Erstarrungsdiagrammen, bei denen nonvariante Gleichgewichte auftreten, Anwendung.

Die Abkühlungskurve eines Mischkristalles ist in Fig. 3 dargestellt. a b ist das Erstarrungsintervall.

G. Masing.

Thermische Detektoren s. Thermodetektor.

Thermische Molekularströmung s. Hochverdünnte Gase.

Thermitreaktion s. Aluminothermie.

Thermitschweißung s. Aluminothermie.

Thermoakustische Apparate beruhen auf dem Vorhandensein von Temperaturdifferenzen, durch die teils unmittelbar, teils mittelbar, periodische Bewegungen erzeugt werden können; s. Erhitzungstöne, Thermophon und Trevelyaninstrument.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. Auerbach, Akustik, in Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. II. Leipzig 1909.

Thermobarometer. Vorrichtung zur genauen Temperaturmessung des Dampfes von siedendem reinen Wasser zwecks Ermittlung des Luftdruckes. Wasser siedet, wenn die Spannkraft seines Dampfes dem Drucke der Luft gleichkommt. Da diese Spannkraft lediglich von der Temperatur abhängt (s. Wasser), so genügt die Bestimmung der Temperatur des aus dem siedenden Wasser entweichenden Dampfes zur genauen Messung des Luftdruckes. Die Skalen der Thermometer, welche man bei diesen Siedeapparaten benutzt, sind daher zur größeren Bequemlichkeit nicht in Grade geteilt, sondern tragen eine nach oben kleiner werdende Teilung, an der man den Luftdruck direkt in Millimetern Quecksilberhöhe ablesen kann.

O. Baschin.

Thermobatterie. Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Ströme unter Benutzung thermoelektrischer Kräfte (vgl. Thermoelektrizität). Durch abwechselndes Aneinanderfügen von geeignet geformten Stäben, Platten oder dgl. aus zwei thermoelektrisch gegeneinander wirksamen Leitern wird eine Kette gebildet, deren geradzahlige Verbindungsstellen erhitzt und deren ungeradzahlige gekühlt werden. Auf Kosten der Heizwärme läßt sich so unmittelbar ein konstanter elektrischer Strom erzeugen.

Für die Wahl der thermoelektrisch wirksamen Leiter und die Ausgestaltung der Elemente zur rationellen Ausnützung der zugeführten Wärme sind sehr zahlreiche Vorschläge gemacht worden. Am bekanntesten ist die Thermobatterie von Gülcher (hergestellt von der Firma Julius Pintsch, Berlin), deren wirksame Leiter Nickel und eine Antimon-Zink-Legierung sind. Die Nickelelektroden bestehen aus dünnen vertikalstehenden Röhren, in deren Innerem Leuchtgas brennt. Durch die Flammen wird ihr oberer Rand und damit ein kreisförmiges Verbindungsstück erhitzt, das die Nickelelektroden mit den stabförmigen Antimon-Zink-Elektroden verbindet. Der Verbrauch wird zu etwa 48 l Gas/Watt-

stunde angegeben. Wesentlich vorteilhafter arbeitet der „Dynamophor“ von Heil (Frankfurt a. M.). Bei dieser Thermobatterie ist durch vorteilhaftere Übertragung der Heizwärme auf die Lötstellen der Verbrauch auf etwa 18 l Gas/Wattstunde herabgedrückt worden.

Der Nutzeffekt der Thermobatterien ist etwa so gering wie der galvanischer Primärelemente, also sehr viel geringer als bei Maschinenstrom. Die Verwendung ist deshalb auf besondere Fälle (Galvanoplastik, ärztliche Zwecke, Schulen u. a.) beschränkt. Die Aussichten auf eine wesentliche Verbesserung sind deshalb gering, weil die beiden, den Nutzeffekt in entgegengesetztem Sinne bestimmenden Faktoren: das thermische und elektrische Leitvermögen, bei allen bekannten metallischen Leitern in einem nahezu festen Verhältnis zueinander stehen (Gesetz von Wiedemann-Franz). Hoffmann.

Näheres s. Franz Peters, Thermolemente und Thermo-säulen. Halle a. S. 1908.

Thermochemie. Die Lehre 1) von den Wärmewirkungen der chemischen Vorgänge und 2) von den chemischen Wirkungen der Wärme.

Der erste Teil behandelt die Wärmemengen, die bei chemischen Vorgängen aus der gebundenen chemischen Energie frei werden, bzw. absorbiert werden, um diese zu erhöhen. Das beherrschende Prinzip ist hier der erste Hauptsatz (s. d.) der Thermodynamik, seine speziellen thermochemischen Folgerungen sind das Gesetz der konstanten Wärmesummen (s. d.) und die Definition der Wärmetönung (s. d.) unter Berücksichtigung der äußeren Arbeit.

Der zweite Teil enthält eine thermodynamische und eine kinetische Aufgabe. Die thermodynamische Aufgabe besteht im Studium der chemischen Gleichgewichte (s. d.). Das Grundprinzip ist zunächst, soweit es sich um die Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichts handelt, der zweite Hauptsatz der Thermodynamik (s. d.). Er liefert zunächst die Gleichgewichtsbedingung (s. Gleichgewicht) allgemein. Aus ihr folgt für die Koexistenz mehrerer Phasen die Phasenregel (s. d.), und für die Konzentrationen der Komponenten in den Phasen mit Hilfe der Zustandsgleichungen (s. d.) ein Gesetz für irgendeine Phase, das der Verteilungssatz (s. Aequipartitionsprinzip) auf alle überträgt. So läßt sich, dem Inhalt des zweiten Hauptsatzes entsprechend, nur die Abhängigkeit des Gleichgewichts von der Temperatur beschreiben. Für seine absolute Lage muß ein besonderes Prinzip eingreifen, das die Integrationskonstante des zweiten Hauptsatzes festlegt: der dritte Hauptsatz (s. d., bzw. Nernstsches Theorem). Damit ist die thermodynamische Aufgabe im Prinzip gelöst.

Die kinetische Aufgabe der Thermochemie ist das Studium der Reaktionsgeschwindigkeiten (s. d.). Die Gaskinetik (s. kinetische Theorie der Materie) gibt im Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten bzw. Energien (s. d.) eine Grundgleichung für die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Molekel bei einer Temperatur reagiert, wenn ein bestimmter Energieinhalt (Mindestgeschwindigkeit) hierfür Bedingung ist. Mit Hilfe dieser Grundvorstellung (s. auch Aktivierung) die Reaktionsgeschwindigkeit in ähnlicher Weise, wie das Gleichgewicht, zu beherrschen, ist die im wesentlichen ungelöste kinetische Aufgabe der Thermochemie.

Schwab.

Thermodetektor. Vorrichtung zum Anzeigen hochfrequenter elektrischer Schwingungen. Die hoch-

frequenten Wechselströme erzeugen in einem Thermoelement aus äußerst dünnen Drähten eine Temperaturerhöhung und damit eine Thermokraft (s. Thermoelement). Die Thermodetektoren wurden früher zu wissenschaftlichen Messungen benutzt. Anfänglich wurde auch bei einer Anzahl von Kristalldetektoren Thermowirkung angenommen. Diese Hypothese ist heute zugunsten der Annahme einer unmittelbaren Elektronenventilwirkung verlassen.

Güntherschulze.

Thermodynamik. Unter Thermodynamik versteht man denjenigen Teil der Wärmelehre, der sich mit der Umwandlung der Wärme in eine andere Energieform oder der Umwandlung irgend einer Energieform in Wärme beschäftigt. Von den physikalischen Gebieten der Wärmelehre gehört also die Ausbreitung der Wärme durch Leitung oder Strahlung nicht in das Kapitel der Thermodynamik. Dafür greift ihr Bereich weit über die eigentliche Physik hinaus in die Chemie (physikalische Chemie) hinein, da auch die Reaktionswärmen und die Vorgänge in verdünnten Lösungen den Gesetzen der Thermodynamik gehorchen.

Die Thermodynamik behandelt in ihrer bisherigen Entwicklung nur Gleichgewichtszustände und reversible Vorgänge, dagegen nicht die während eines Prozesses auftretenden Veränderungen. Darum geht in die thermodynamischen Gleichungen niemals die Zeit ein. Die Berücksichtigung der zeitlichen Veränderungen stößt deshalb auf Schwierigkeiten, weil man nicht über die Reibungsverhältnisse der thermodynamischen Vorgänge unterrichtet ist.

Zum Aufbau der Thermodynamik sind zwei Wege eingeschlagen worden. Der älteste knüpft an die Arbeiten von Carnot an, wurde von Helmholtz, Kelvin und Clausius mächtig gefördert und von Planck zu großer Vollkommenheit ausgebaut. Er ist wesentlich dadurch gekennzeichnet, daß aus zwei grundlegenden Erfahrungstatsachen die ganze Fülle der thermodynamischen Gesetze ableitbar ist. Die beiden Erfahrungstatsachen werden als der erste und zweite Hauptsatz (s. d.) der Thermodynamik oder als das Gesetz von der Erhaltung der Energie und Vermehrung der Entropie bezeichnet. Sie werden oft in negativer Weise dahin ausgesprochen, daß es unmöglich ist, Energie in irgendeiner Form aus nichts zu schaffen (Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile erster Art) und daß es unmöglich ist, durch einen periodischen Vorgang beliebig viel Energie aus der Abkühlung eines Körpers, etwa des Meerwassers oder der Luft zu gewinnen (Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile zweiter Art). Von derselben fundamentalen Zuverlässigkeit wie diese beiden Erfahrungstatsachen sind alle Resultate der Thermodynamik, die auf dieser Grundlage gewonnen sind. Sie verknüpfen die verschiedenen thermischen und mechanischen Eigenschaften eines Körpers miteinander, wie Ausdehnung, Kompressibilität, spezifisches Volumen, Druck, Temperatur, Wärmetönung usw., führen aber nicht zu Zahlenwerten für diese Eigenschaften. In neuerer Zeit wurde zu den beiden Hauptsätzen noch ein dritter Fundamentalsatz durch Nernst hinzugefügt, der für die physikalische Chemie von besonderer Fruchtbarkeit geworden ist. In der Planckschen Fassung läßt er sich dahin aussprechen, daß die Entropie aller festen und flüssigen Systeme im absoluten Nullpunkt der Temperatur den Wert Null besitzt. In Analogie mit der negativen Kennzeichnung der

beiden ersten Hauptsätze kann man diesen neuen fundamentalen Wärmesatz, der auch als das Nernstsche Theorem (s. d.) bezeichnet wird, in etwas engerer Fassung das Prinzip von der Unerreichbarkeit des absoluten Nullpunktes nennen.

Der zweite Weg zum Aufbau der Thermodynamik geht von der kinetischen Theorie der Materie aus und gründet sich auf die mechanische Auffassung aller thermischen Erscheinungen. Unter Anwendung von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen über die Verteilung der einzelnen Moleküle im Raum und über die Verteilung ihrer Geschwindigkeiten, sowie unter der Annahme gleichmäßiger Energieverteilung auf alle Freiheitsgrade wurde diese Behandlungsweise von Clausius begründet und von Maxwell und Boltzmann weitergeführt. Sie bedient sich der Methoden der Statistik und führt unter gewissen Voraussetzungen über die Gestalt der Moleküle und das zwischen den einzelnen Molekülen wirkende Kraftgesetz zu Ergebnissen, die in vieler Beziehung auch eine numerische Nachprüfung der Resultate ermöglichen. Die Ergebnisse sind also weitergehend, als die auf dem ersten Weg gewonnenen, allerdings auch nicht von der gleichen Sicherheit. Die Annahme der gleichmäßigen Energieverteilung auf alle Freiheitsgrade hat sich in ihrer Allgemeinheit sogar als unrichtig erwiesen und gilt nicht für tiefe Temperaturen. Sie steht in offenem Widerspruch mit dem Nernstschen Theorem und muß durch die Plancksche Annahme der Energieverteilung auf Grund der Energiequanten ersetzt werden (s. spezifische Wärme).

Neben der mechanischen Auffassung der Wärme ist neuerdings durch Born, Debye u. a. der Versuch gemacht, die molekularen Vorgänge vom Standpunkt der Elektrizitätslehre zu begreifen, indem den elektrischen Ladungen der Moleküle und Ionen, insbesondere im festen Körper, eine wesentliche Rolle bei der Wirksamkeit der Molekularkräfte zugeschrieben wird, während die gegenseitige Anziehung der Massenteilchen eine untergeordnete Rolle spielt.

Die Thermodynamik wird bisweilen auch als mechanische Wärmetheorie bezeichnet. Dieser Name knüpft unmittelbar an die Erkenntnis an, daß die kinetische Energie der Molekularbewegung als Wärme in die Erscheinung tritt. *Henning.*

Thermodynamische Blätter. Handelt es sich um einen einkomponentigen Stoff, so kann man die Gesamtheit seiner thermodynamischen Zustände in ebenen Diagrammen, sog. Blättern, darstellen. Wählt man irgend zwei unabhängige Variable α und β , welche z. B. das Volumen v und die Temperatur T bedeuten können, so läßt sich durch irgend zwei Werte von α und β ein ganz bestimmter Zustandspunkt eindeutig festlegen, wenn noch die Art der Phase gegeben ist. Jeder einkomponentige Körper besitzt demnach drei homogene Blätter, die sich auf die homogenen Phasen (die feste, flüssige und dampfförmige) beziehen, und drei sog. heterogene Blätter, die sich auf den Fall beziehen, daß zwei verschiedene Phasen gleichzeitig vorhanden sind. Die verschiedenen Blätter besitzen gewisse gemeinsame Linien (Grenzlinien der koexistierenden Phasen). Allen Blättern, die sich auf flüssige und gasförmige Phasen beziehen, ist ein Punkt, nämlich der Tripelpunkt, gemeinsam. — Handelt es sich um zwei oder n -komponentige Stoffe, so treten zu den Variablen α und β noch 1 oder $n - 1$ neue

hinzu. Die graphische Darstellung ist dann nur noch möglich, wenn eine Anzahl dieser Größen als konstante Parameter eingeführt werden.

Für den Fall zweier unabhängiger Variablen α und β kann man als deren Funktion die thermodynamischen Potentiale (s. d.) oder Gibbschen Fundamentalgrößen, die kurz als F bezeichnet seien, einführen. Diese kommen dann als räumliche Flächen zur Darstellung und zerfallen für die Gebiete, welche den ebenen Blättern eines einkomponentigen Stoffes entsprechen, in verschiedene wohlabgegrenzte Bereiche. Es lassen sich α und β so wählen, daß $\frac{\partial F}{\partial \alpha}$ und $\frac{\partial F}{\partial \beta}$ für koexistierende

Phasen gleich sind, so daß die koexistierenden Phasen eine gemeinsame Berührungsebene besitzen. Unterscheidet man die verschiedenen Teile der F -Flächen entsprechend den zugehörigen ebenen Blättern als homogene und heterogene Blätter, so ist also stets eine derartige graphische Darstellung möglich, daß die heterogenen F -Blätter die homogenen F -Blätter berühren. Derartige F -Flächen werden darum auch Tangentialflächen genannt. Die wichtigsten derselben sind die von der Waals'sche ψ -Fläche (s. d.) für zwei komponentige Stoffe, bei der neben der Größe x (Massenverhältnis der einen Komponente zur Masse des Gemisches) das spezifische Volumen und die Temperatur T als Variable gelten und T als Parameter betrachtet wird, ferner die Gibbsche ζ -Fläche für drei komponentige Stoffe mit den Variablen p , T , x , y und den Parametern p und T , und endlich auch die Gibbsche Energiefläche mit den unabhängigen Variablen s und v (vgl. thermodynamisches Potential).
Henning.

Thermodynamische Temperaturskala. Wenn während eines Carnotschen Prozesses (s. d.) ein beliebiger Körper bei der Temperatur T die Wärmemenge Q aufnimmt und bei der Temperatur T' die Wärmemenge Q' abgibt, so läßt sich das Verhältnis der Wärmemengen $\frac{Q}{Q'}$ als eine Funktion der Temperaturen T und T' darstellen, die nach dem zweiten Hauptsatz unabhängig von der Beschaffenheit des arbeitenden Körpers ist. Zu dieser Beziehung zwischen Wärmemenge und Temperatur, die durch $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$ gegeben ist, gelangt man, wenn man den Prozeß mit einem idealen Gas ausgeführt denkt, dessen Zustandsgleichung durch $p_v = RT$ bestimmt ist. Die durch diese Gleichung willkürlich festgelegte und an einen idealen Körper geknüpfte Definition der Temperaturskala lehrt die Thermodynamik in strenger Weise verwirklichen. Durch das Resultat des Carnotschen Prozesses, der zwar als idealer Vorgang ebenfalls nur mit gewisser Annäherung in die Wirklichkeit umgesetzt werden kann, läßt sich der einzuschlagende Weg kennzeichnen. Da Wärmemengen stets der Messung zugänglich sind, kann man aus der obigen Gleichung zunächst die absolute Temperatur T_0 des schmelzenden Eises bestimmen, wenn man den Carnotschen Prozeß zwischen der Siedetemperatur $T_s = T_0 + 100$ des Wassers und der Eis-Temperatur T_0 durchführt und die entsprechenden Wärmemengen mit Q_0 und Q_s bezeichnet. Man erhält dann $T_0 = \frac{100 Q_0}{Q_s - Q_0}$ und kann nun jede beliebige Tempe-

ratur T ermitteln, wenn stets der eine der Wärmebehälter die Temperatur T_0 besitzt.

Mit Hilfe des Entropiegesetzes (s. d.), das mit der Gleichung des Carnotschen Prozesses in nahem Zusammenhang steht, führt die Thermodynamik zu einer Anzahl Beziehungen, welche für reale Körper gelten und welche die Temperatur T mit anderen physikalischen Größen verbindet, die der Messung leicht zugänglich sind.

Für die Verwirklichung der Temperaturskala ist eine der wichtigsten theoretischen Beziehungen die Gleichung des Joule-Thomsoneffektes (s. d.)

$$\mu = \frac{\Delta t}{\Delta p} = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p - v \right].$$

Sie führt auf folgendem Wege zum Ziel:

Zunächst sei der Joule-Thomsoneffekt μ sowohl wie die spezifische Wärme c_p eines Gases nicht in der thermodynamischen Skala, wie es die soeben genannte Gleichung fordert, gemessen, sondern in einer beliebigen anderen, z. B. in der Skala eines Gasthermometers konstanten Druckes, das mit demselben Gas beschickt ist, dessen c_p und μ betrachtet werden. In dieser willkürlichen Skala, deren Angaben T' durch die Gleichung $\frac{v}{v_0} = \frac{T'}{T_0'}$ bestimmt sind, mögen diese Größen die Werte c_p' und μ' haben. Dann ist, da $\mu c_p = \mu' c_p'$, nach Integration der Gleichung des Joule-Thomsoneffektes

$$\ln \frac{T}{T_0} = \int_{T_0'}^{T'} \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T'} \right) dT'}{\mu' c_p' + v} = v_0 \int_{T_0'}^{T'} \frac{dT'}{T_0' \mu' c_p' + v_0 T'} \quad (6)$$

In dieser Gleichung entsprechen sich die Temperaturen T und T' bzw. T_0 und T_0' . Führt man die Integration zunächst zwischen den Grenzen des Fundamentalabstandes T_0' und $T_1' = T_0' + 100$ bzw. T_0 und $T_1 = T_0 + 100$ aus, so erhält man eine Beziehung, welche T_0 durch T_0' auszudrücken gestattet. Da T_0' aus gasthermometrischen Messungen beim Eis- und Siedepunkt des Wassers nach der Gleichung $T_0' = \frac{100 v_0}{v_1 - v_0}$ bestimmbar ist, so ist also der Weg zur Ermittlung der thermodynamischen Temperatur des Eispunktes gegeben, der zu $T_0 = 273,2$ berechnet ist.

Nach Kenntnis dieses Wertes gelingt es, jede andere Temperatur T' durch das zugehörige T auszudrücken, wenn man die Integration zwischen dem Eispunkt und dieser Temperatur T' ausführt, vorausgesetzt, daß in diesem Bereich der Joule-Thomsoneffekt und die spezifische Wärme bekannt sind.

Wenn somit gewisse Gleichungen der Thermodynamik die Ermittlung der thermodynamischen Temperatur im Prinzip gestatten, so stehen doch die auf diesem Wege erzielten Resultate an Genauigkeit einer zweiten Methode nach, die unmittelbar an die experimentell bestimmte Neigung der Isothermen (s. d.) anknüpft und auf der Extrapolation der gasthermometrischen Angaben für Gase von endlicher Dichte auf die Dichte Null beruht. Bezeichnet man im Bereich kleiner Drucke die Neigung der Isothermen bei 0° , 100° oder t° mit k_0 , k_{100} oder k_t ; ferner den Druck des Gases bei 0° mit p_0 und die Angaben des Gasthermometers konstanten Druckes bzw. konstanten Volumens mit t

bzw. t_p , während t die thermodynamische Temperatur bedeutet, so gilt

$$t - t_p = -2,73 p_0 ((t_p - 100) k_0 - t_p \cdot k_{100} + 100 k_t)$$

$$t - t_v = -p_0 (2,73 (t_v - 100) k_0 - 3,73 \cdot t_v \cdot k_{100} + (273 + t_v) k_t)$$

Nach den Messungen von Holborn und Otto gelten für Helium als Füllgas des Thermometers bei dem Anfangsdruck $p_0 = 1$ m Hg folgende Zahlen:

t	$t - t_v$	$t - t_p$
400	+ 0,046	+ 0,010
300	+ 0,023	+ 0,006
200	+ 0,008	+ 0,002
100	± 0,000	± 0,000
50	- 0,001	- 0,000
0	± 0,000	± 0,000
- 100	+ 0,009	+ 0,006
- 150	+ 0,018	+ 0,018
- 200	+ 0,028	+ 0,046
- 250	+ 0,043	+ 0,195

Henning.

Thermodynamische Wahrscheinlichkeit s. Statistik.

Thermodynamisches Gleichgewicht. Bei jeder in der Natur stattfindenden Zustandsänderung muß nach dem zweiten Hauptsatz (s. d.) die Entropie (s. d.) des Systems wachsen. Es läßt sich dies durch die Ungleichungen $ds > \frac{dQ}{T}$ oder $ds > \frac{du + dA}{T}$

zum Ausdruck bringen, wenn s die Entropie pro Masseneinheit, $dQ = du + dA$ (vgl. 1. Hauptsatz) die aufgenommene Wärme, u die innere Energie des Systems und dA die von ihm geleistete äußere Arbeit bedeutet. Soll sich ein System im stabilen Gleichgewicht befinden, so muß jede von dieser Lage aus denkbare Veränderung (virtuelle Veränderung, gekennzeichnet durch den Buchstaben δ) so beschaffen sein, daß sie den Bedingungen für eine frei erfolgende Zustandsänderung widerspricht, daß also $\delta s \leq \frac{\delta u + \delta A}{T}$ ist. Solche virtuellen Änderungen können nun aber immer in zwei entgegengesetzten Richtungen, d. h. im Sinne zunehmender oder abnehmender innerer Energie oder äußerer Arbeitsleistung usw. erfolgen, so daß schließlich die Bedingung für das stabile Gleichgewicht als $\delta s - \frac{\delta u + \delta A}{T} = 0$ gegeben ist. — Ist das System so beschaffen, daß kein Wärmeaustausch mit der Umgebung eintritt, handelt es sich also um ein adiabatisch abgeschlossenes System, so ist $dQ = 0$ und nach dem ersten Hauptsatz also $du + dA = 0$. In diesem Fall ist die Gleichgewichtsbedingung $\delta s = 0$, die auch dahin ausgesprochen werden kann, daß das System ein (absolutes oder relatives) Maximum der Entropie besitzt. — Wird die Bedingung konstanter Temperatur eingeführt, so ist $\delta T = 0$ und also im Falle des Gleichgewichts $\delta(u - Ts) = -\delta A$. Der Ausdruck $u - Ts = F$ heißt nach Helmholtz freie Energie. Es kann also die Gleichgewichtsbedingung isothermer Prozesse dahin ausgesprochen werden, daß die Zunahme der freien Energie gleich der äußeren Arbeit ist, welche dem System zugeführt wird. Vielfach ist die äußere Arbeit praktisch Null. Dann tritt das Gleichgewicht ein, wenn $\delta F = 0$ oder die freie Energie $F = u - Ts$ ein Minimum besitzt. — Wird neben der Temperatur auch der Druck konstant gehalten, so ist $\delta T = 0$, $\delta p = 0$ und $\delta A = p \delta v$. Dann kann man die Gleichgewichtsbedingung in der Form $\delta(u + pv - Ts) = 0$ schreiben.

$u + pv - Ts$ ist eines der thermodynamischen Potentiale (s. d.); es werde mit ζ bezeichnet. Planck führt statt dessen die Funktion $-\frac{\zeta}{T} = \Phi$ ein. Für den Fall konstanter Temperatur und konstanten Druckes kann man die Gleichgewichtsbedingung also in der Form $\delta \zeta = 0$ oder $\delta \Phi = 0$ schreiben.

Für die verschiedenen Arten des Gleichgewichts sind folgende Bezeichnungen gebräuchlich (vgl. Kamerlingh Onnes und Keesom, Enzyklopädie der mathem. Wissensch. Bd. 5): Eine Phase heißt lokal stabil oder kurz stabil, wenn durch kleine Änderungen der Zustandsgrößen ihr Gleichgewicht nicht gestört wird. Sie heißt relativ stabil, wenn sie ohne Änderung ihrer Energie und ihres Volumens in einen Zustand größerer Entropie derart übergehen kann, daß hierbei entweder nur labile Gleichgewichtszustände oder gar keine Gleichgewichtszustände passiert werden. Eine Phase, welche bei gegebenem Volumen und gegebener Energie bereits den höchsten Grad der Stabilität besitzt, wird „absolut stabil“ genannt. Metastabil ist eine Phase, wenn sie bei unverändertem Volumen und unveränderter Energie ohne Überschreitung labiler Zustände in eine korrespondierende Phase höherer Stabilität übergeht.

Metastabil (s. d.) sind insbesondere diejenigen innerhalb des Sättigungsgebietes gelegenen Teile der Isothermen des Andrewschen Diagramms (s. d.), bei denen das Volumen mit wachsendem Druck abnimmt. Sie sind teilweise zu verwicklichen durch Überhitzung der Flüssigkeit und Übersättigung des Dampfes. Labil und deshalb experimentell nicht realisierbar sind die Stücke der Sättigungsisothermen, bei denen v gleichzeitig mit p wächst. Die Gesamtheit dieser labilen Punkte heißt das labile Existenzgebiet.

Man unterscheidet homogenes und heterogenes Gleichgewicht, je nachdem ein Körper im Gleichgewichtszustand eine einzige oder mehrere Phasen bildet. Henning.

Thermodynamisches Potential. Wie in der Potentialtheorie durch Differentiation des sog. Potentials nach einer bestimmten Koordinate die Kraft in Richtung dieser Koordinate erhalten wird, so gibt es auch in der Thermodynamik gewisse Funktionen, sog. thermodynamische Potentiale, durch deren Differentiation nach gewissen unabhängigen Variablen andere thermodynamische Größen abgeleitet werden können.

Geht man von der Entropiegleichung $dU = TdS - pdV$ aus (s. Entropie), so ersieht man sofort $\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_v = T$; $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_s = -p$. Durch Einführung der freien Energie (s. d.) $F = U - TS$ findet man $dF = -pdV - SdT$ oder $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -p$; $\left(\frac{\partial F}{\partial p}\right)_v = -S$. Die Funktion $\zeta = U - TS + pV$ (s. thermodynamisches Gleichgewicht) liefert $d\zeta = -SdT + Vdp$ oder $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial T}\right)_p = -S$; $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial p}\right)_T = V$. Endlich folgt aus der Wärmefunktion (s. d.) $\chi = U + pV$ $d\chi = TdS + Vdp$ und $\left(\frac{d\chi}{dS}\right)_p = T$; $\left(\frac{\partial \chi}{\partial p}\right)_s = V$.

Die Funktionen F und ζ werden thermodynamische Potentiale im engeren Sinne genannt. Bisweilen erstreckt sich die Bezeichnung auch nur auf die Funktion ζ . Duhem nennt den negativen Wert

der freien Energie — F auch inneres thermodynamisches Potential und die Funktion — ζ totales thermodynamisches Potential. Gibbs bezeichnet die 4 Funktionen als Fundamentalgrößen.

Da alle thermodynamischen Eigenschaften einer einheitlichen Substanz durch zwei unabhängige Variable ausdrückbar sind, als welche irgend zwei der Größen p , T , v , S angesehen werden können, so erkennt man, daß die Kenntnis eines der thermodynamischen Potentiale genügt, um die Substanz in allen Einzelheiten zu kennzeichnen. Die thermodynamischen Potentiale heißen darum auch „charakteristische Funktionen“. — Planck führt statt der Funktion ζ die charakteristische Funktion

$\Phi = -\frac{\zeta}{T}$ ein, die indessen nicht im eigentlichen Sinne als thermodynamisches Potential bezeichnet werden kann. Aus ihr folgt $d\Phi =$

$$-\frac{V}{T} dp + \frac{U + pV}{T^2} dT \text{ und } V = -T \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T;$$

$$U = T \left[T \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T \right];$$

$$S = \Phi + T \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_p.$$

Gibbs führte für die freie Energie den Buchstaben ψ ein; desgleichen van der Waals und Kamerlingh Onnes. Vgl. ψ -Fläche von van der Waals.

Vielfach werden die thermodynamischen Potentiale auch durch den Buchstaben \mathfrak{F} bezeichnet, an den als Indizes die unabhängigen Variablen angefügt werden, also $U = \mathfrak{F}_{SV}$; $F = \mathfrak{F}_{TV}$; $\zeta = \mathfrak{F}_{Tp}$; $\chi = \mathfrak{F}_{Sp}$.

Stellt man in einem rechtwinkligen Koordinatensystem eine der Fundamentalgrößen \mathfrak{F} als Funktion ihrer unabhängigen Veränderlichen dar, so erhält man die Gibbschen Fundamentalfächen.

Henning.

Thermodynamisches System. Ein System wird durch einen einzelnen Körper oder durch eine Anzahl von Körpern gebildet, die in irgendeiner Weise zusammengehören und die in ihrer Gesamtheit oder teilweise irgendwelchen physikalischen oder chemischen Vorgängen unterworfen werden. Ein solches System, das Veränderungen erleidet, ohne daß dabei die außerhalb des Systems befindlichen Körper in Mitleidenschaft gezogen werden, heißt ein vollständiges System. Dieser Definition eines ideal vollständigen Systems muß man die eines praktisch vollständigen Systems gegenüberstellen, die einen Körper dann nicht mehr als in Mitleidenschaft gezogen ansieht, wenn die Zustandsänderungen, die er bei dem Prozeß erfährt, verschwindend klein gegen die Zustandsänderungen der übrigen beteiligten Körper sind. Für wirklich vollständige Systeme lassen sich die physikalischen Gesetze nicht prüfen und darum auch nicht anwenden, ohne aus dem Rahmen der Erfahrung herauszutreten.

Ein homogenes System besteht aus einem einzigen Körper, der in allen seinen Teilen in ein und demselben Aggregatzustand vorhanden ist und durch Masse, Temperatur und Druck bzw. Dichte eindeutig bestimmt ist. Ist das System nicht homogen, so nennt man die einzelnen aneinander grenzenden verschiedenartigen Bestandteile Phasen.

Neben den Phasen unterscheidet man in einem System die Zahl der unabhängigen Bestandteile oder Komponenten. Diese ist gegeben durch die

Anzahl derjenigen chemischen Elemente, welche der Art und Masse nach gegeben sein müssen, um alle Bestandteile des Systems eindeutig zu bestimmen. Besteht z. B. das System nur aus Wasser in verschiedenen Aggregatzuständen, so ist nur ein unabhängiger Bestandteil vorhanden: nämlich entweder Sauerstoff oder Wasserstoff. Bei einer wässrigen Lösung von Schwefelsäure sind zwei Komponenten oder unabhängige Bestandteile zu verzeichnen, nämlich etwa Wasserstoff und Schwefel. Sind ihre Massen festgesetzt, so ist damit auch die Konzentration der Lösung bestimmt. Systeme mit zwei oder drei Komponenten werden binär oder ternär oder auch wohl binäre oder ternäre Mischungen genannt.

Über die Beziehung zwischen den Komponenten und den Phasen eines Systems gibt die Gibbs'sche Phasenregel Auskunft, die zuerst von Gibbs aus den Hauptsätzen der Thermodynamik abgeleitet wurde und besagt, daß die Zahl der Phasen eines Systems höchstens um zwei größer sein kann als die Zahl der unabhängigen Bestandteile oder Komponenten des Systems. *Henning.*

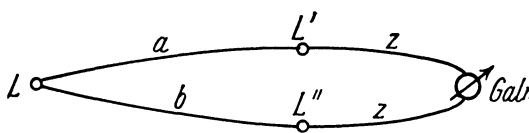
Thermoelektrizität. Wird in einem aus zwei verschiedenen Leitern zusammengesetzten Stromkreis die eine Verbindungsstelle („Lötstelle“) der beiden Leiter auf eine andere Temperatur gebracht als die andere, so entsteht im allgemeinen in dem Kreis ein Strom („Seebeckeffekt“). Das Auftreten dieser „Thermoströme“ findet ihre einfachste Erklärung in der Annahme, daß die Lötstellen selbst Sitz einer EMK sind, die von der Natur der beiden dort zusammenstoßenden Leiter und der dort herrschenden Temperatur abhängig ist. Diese EMK heißt „Thermokraft“. Man bezeichnet sie mit $(E_{ab})_t$, worin die Abhängigkeit von den beiden Leitern a und b und der Temperatur t zum Ausdruck kommt. Das Vorzeichen ist positiv, wenn der durch sie hervorgerufene Strom in der Richtung von a nach b durch die Lötstelle geht.

Thermoelektrische Grundgesetze. Satz 1: In einem, aus beliebigen metallischen Leitern zusammengesetzten Kreis ist die resultierende Thermokraft allein bestimmt durch das Material der an den Lötstellen zusammenstoßenden Leiter und der dort herrschenden Temperatur, und zwar setzt sie sich additiv zusammen aus den an den verschiedenen Lötstellen auftretenden Einzelthermokräften. Zusatz: Die EMK an den Enden eines homogenen Leiterstückes ist unabhängig von der Temperaturverteilung innerhalb dieses Leiterstückes (s. Magnusscher Satz).

Satz 2 (Satz von Volta): In einem aus beliebigen metallischen Leitern zusammengesetzten Kreis ist die resultierende Thermokraft Null, wenn die Temperatur aller Lötstellen gleich ist. Zusatz (Satz von Becquerel): Die Thermokraft einer Kette aufeinanderfolgender Glieder ist bei Temperaturgleichheit aller zwischen ihnen liegenden Lötstellen ebenso groß wie die Thermokraft des Anfangsgliedes gegen das Endglied bei dieser gemeinsamen Temperatur.

Messung der Thermokraft. Die Thermokraft zwischen zwei Leitern kann wie jede EMK gemessen werden entweder im offenen Stromkreise mit dem Elektrometer oder besser im geschlossenen Kreise mit dem Galvanometer oder durch Kompensation durch eine bekannte EMK (vgl. Thermolement). Der einfachste thermoelektrische Meßkreis besteht aus den beiden zu untersuchenden Leitern a und b , die

einerseits unmittelbar in der „Hauptlötstelle“ L miteinander und in den beiden „Nebenlötstellen“ L' und L'' mit den Zuleitungen z (meist aus Kupfer) verbunden sind (s. Figur). Die Gesamtthermokräfte



Thermoelektrischer Meßkreis.

E des Kreises ist, wenn L die Temperatur t und L' und L'' die Temperatur t₀ haben:

$$E = (E_{ab})^t + (E_{bz})t_0 + (E_{za})t_0$$

oder nach dem Satz von Becquerel:

$$= (E_{ab})^t - (E_{ab})t_0$$

Gemessen wird also nur die Differenz zwischen den Einzelthermokräften des Leiterpaares bei t⁰ und t₀⁰. Diese wird mit (E_{ab})_{t₀}^t bezeichnet.

Die Thermokraft eines Leiters gegen einen anderen ist hiernach eindeutig bestimmt, wenn über die Temperatur t₀ der Nebenlötstellen eine Festsetzung getroffen ist. Man wählt dafür zweckmäßig 0⁰ C. Es empfiehlt sich ferner, alle Thermokräfte auf ein Normalmetall zu beziehen. Hierfür ist früher vielfach (aus theoretischen Gründen — vgl. Thomson effekt) Blei gewählt worden. Viel vorteilhafter ist jedoch Platin, das sehr rein darstellbar und in weiten Temperaturgrenzen brauchbar ist. Für viele praktische Zwecke ist auch Kupfer zu empfehlen. Für eine bestimmte Temperatur der Hauptlötstelle (z. B. 100⁰ C) und der Nebenlötstellen (0⁰ C) lassen sich alle Leiter entsprechend der Größe ihrer Thermokraft in eine Reihe anordnen. Für einige der wichtigsten ergibt sich so folgende „Thermo-elektrische Spannungsreihe“ s. o.

Tab. 1. Thermokraft verschiedener Leiter (L) gegen reines Platin (Pt):

L	Für t ₀ =0 ⁰	t=100 ⁰ (E _{L,Pt}) ₀ ¹⁰⁰
Wismut zur Achse		+ 15,8 Millivolt
⊥ „ „		+ 7,3 „
Konstantan (60 Cu, 40 Ni)		+ 3,5 „
Nickel		+ 1,7 „
Palladium		+ 0,5 „
Platin		0 „
Blei		— 0,4 „
Aluminium		— 0,4 „
Platinrhodium (90 Pt, 10 Rh)		— 0,6 „
Manganin (84 Cu, 4 Ni, 12 Mn)		— 0,65 „
Kupfer		— 0,7 „
Silber		— 0,75 „
Gold		— 0,75 „
Eisen	— 1,5 bis	— 1,9 „
Antimon zur Achse		— 2,7 „
⊥ „ „		— 3,0 „

Die Thermokraft ist positiv, wenn der durch sie hervorgerufene Strom an der Hauptlötstelle von dem Metall zum Platin fließt. Für irgendein Leiterpaar ergibt sich die Thermokraft aus der Differenz der angeführten Zahlen, z. B. für

$$(E_{\text{Konstantan, Kupfer}})_{0}^{100} = 4,2 \text{ Millivolt.}$$

Die Spannungsreihe gilt nur für das angegebene Temperaturgebiet. Für andere Temperaturen der

Haupt- oder Nebenlötstellen sind nicht nur die Größen der Thermokräfte andere, sondern auch die Reihenfolge der Leiter kann eine andere werden.

Über den Zusammenhang der thermoelektrischen mit anderen Eigenschaften der Leiter ist erst sehr wenig bekannt. Verwandte Metalle haben im allgemeinen kleine Thermokräfte gegeneinander. Bei Legierungen treten die mannigfachsten Verhältnisse auf: Die Kurve für die Abhängigkeit der Thermokraft von der Konzentration der Bestandteile ist teils nahezu linear (Gültigkeit der Mischungsregel), teils stark gekrümmt (kettenlinienartig), teils aus verschiedenen Stücken unstetig zusammengesetzt. Beziehungen zur Konstitution der Legierungen sind erkennbar.

Abhängigkeit von der Temperatur: Ein vollständiges Bild von dem thermoelektrischen Verhalten eines Leiters ergibt sich erst, wenn man seine Thermokraft als Funktion der Temperatur der Hauptlötstelle darstellt. Im graphischen Bilde ergibt sich so eine Schar von Kurven, die sämtlich vom Koordinatenursprung bei t = 0⁰ C ausgehen. Der vertikale Abstand der Kurven zweier Leiter an einer Stelle t ergibt dann unmittelbar die Thermokraft zwischen den beiden Leitern bei t⁰. Für viele Zwecke empfiehlt es sich, statt der Thermokraft E deren Temperaturgradienten ε = dE/dt aufzutragen. Für die Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur sind allgemeingültige Gesetze nicht aufzustellen. Für viele reine Metalle ist jedoch in ziemlich weiten Grenzen der Verlauf fast parabelförmig, der des Temperaturgradienten also linear. Indessen zeigen verschiedene Metalle (z. B. Eisen, Nickel u. a.) starke Abweichungen von diesem einfachen Verhalten; plötzliche Änderungen im gleichförmigen Verlauf der Thermokraft stehen im allgemeinen in engem Zusammenhang mit molekularen Umwandlungen. In hohem Grade ist die Thermokraft abhängig von der Reinheit, Struktur und Härte und infolgedessen auch häufig von der mechanischen und thermischen Vorbehandlung des Materials. Bei der Verwendung von Thermoelementen zur Temperaturmessung spielen Fehler durch Inhomogenitäten infolge derartiger Einflüsse eine grosse Rolle. Vom Drucke ist die Thermokraft zwar in geringem, aber gut meßbarem Grade abhängig.

Theorie: Die ersten wichtigen Beziehungen zwischen den Wärmeeffekten, die im thermoelektrischen Kreise auftreten, gab die thermodynamische Theorie von W. Thomson. Sie forderte eine einfache Beziehung zwischen Thermokraft und „Peltier effekt“ (s. d.) und führte zur Auffindung eines besonderen Wärmeeffektes im Temperaturgefälle eines Leiters: des „Thomson effektes“ (s. d.). Trotz mancher Bedenken hinsichtlich der Annahmen über die Reversibilität der Vorgänge im Thermoelement gibt die Thomsonsche Theorie zweifellos ein im wesentlichen richtiges Bild der Erscheinungen, ohne sie indessen restlos aufzuklären. So bleibt z. B. die Frage nach dem Sitz der Thermokraft offen, da sich Potentialdifferenzen sowohl an den Berührungsstellen der verschiedenen Leiter wie in homogenen Leiterstücken infolge des Temperaturgefälles erwarten lassen. Einen tieferen Einblick in die Vorgänge geben die Elektronentheorien der Thermoelektrizität, unter denen besonders die Elektronendampfdrucktheorie berufen zu sein scheint, die thermoelektrischen Größen mit anderen meßbaren elektrischen Größen zu ver-

knüpfen. Als abgeschlossen kann die Theorie der Thermoelektrizität jedoch noch nicht gelten.

Die Thermokräfte finden ausgedehnte Verwendung, und zwar A. zu Meßzwecken: 1. zur Temperaturmessung in den „Thermoelementen“ (s. d.), 2. zur Messung der strahlenden Wärme in der Thermosäule von Rubens u. a. (s. d.), 3. zur Messung der Stromstärke (besonders von Wechselströmen) bei dem Hitzdrahtinstrument mit Thermoelement (s. Thermokreuz), 4. zur Messung der Energie elektrischer Wellen in dem „Thermodektor“;

B. zur Stromerzeugung in den „Thermobatterien“ (s. d.).

Störungen durch Thermokräfte treten bei fast allen elektrischen Präzisionsmessungen leicht auf (durch ungleichförmige Erwärmung von Verbindungen aller Art, besonders der Schleifkontakte). Sie sind entweder durch die Meßmethode zu eliminieren oder durch besondere Konstruktion der Apparate auf einen unschädlich geringen Betrag zu erniedrigen (s. Kompensator). *Hoffmann.*

Näheres s. L. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnetism. Leipzig 1918. Bd. I (3), 699—734.

Thermoelement. Werden zwei Drähte von verschiedenem Material mit ihren beiden Enden aneinander gelötet, so daß sie von einem Metall zum anderen und wieder zum ersten zurück eine geschlossene Schleife bilden, so fließt durch die Schleife ohne weiteres Zutun ein elektrischer Strom, sobald und solange sich die beiden Lötstellen auf verschiedener Temperatur befinden. Der Strom verdankt sein Entstehen einer durch die Temperaturdifferenz der Lötstellen in der Schleife hervorgerufenen elektromotorischen Kraft (Thermokraft), die bei den zu Messungen benutzten Drahtkombinationen mit wachsender Temperaturdifferenz der beiden Lötstellen ansteigt. Man mißt die Thermokraft und damit die Temperaturdifferenz beider Lötstellen an einem in den Stromkreis eingeschalteten Spannungsmesser. Wird eine Lötstelle dauernd auf Zimmertemperatur oder einer anderen konstanten Temperatur, etwa 0°, gehalten, so teilt man die für technische Messungen bestimmten Spannungsmesser nicht nach Volt oder Millivolt, sondern nach Temperaturen, derart, daß man an ihnen unmittelbar die Temperatur der anderen Lötstelle ablesen kann.

Statt den einen Thermoelementendraht aufzuschneiden und den Spannungsmesser in die Schnittstelle einzuschalten, genügt es, die beiden Thermoelementendrahte auf der einen Seite zu der Meßlötstelle zu vereinigen und die freien Enden unmittelbar an die Klemmen des Spannungsmessers zu legen. Haben die Klemmstellen gleiche Temperatur, so kann man diese als die Temperatur der (in Wirklichkeit jetzt gar nicht vorhandenen) zweiten Lötstelle betrachten. Für genauere Messungen lötet man an die freien Enden der Elementendrahte zunächst Kupferdrähte und führt erst diese zu dem Spannungsmesser; es kommt dann, falls die Klemmen auch aus Kupfer bestehen, auf die Temperatur der Klemmen gar nicht mehr an, sondern nur auf die Temperatur der beiden neu entstandenen Lötstellen (Nebenlötstellen), welche man leicht auf einer genau gemessenen, gleichen, konstanten Temperatur halten kann.

Thermoelemente lassen sich aus den verschiedensten Drahtpaaren zusammensetzen. Eine wichtige

Rolle spielt dabei eine Konstantan genannte Legierung von Kupfer und Nickel, die mit Eisen oder Silber oder Kupfer oder Chromnickel kombiniert wird. Solche Elemente sind von — 200 bis + 600°, wohl auch noch vorübergehend etwas höher brauchbar. In hohen Temperaturen verwendet man Platin mit einer 10%igen Platinrhodiumlegierung, Auch Nickel wird mit anderen Materialien mehrfach kombiniert. Die folgende Tabelle gibt die Thermokraft einiger gebräuchlicher Thermoelemente in

t	Konstantan — Eisen	Konstantan — Silber	Konstantan — Kupfer	Konstantan — Chromnickel (85 Ni, 12 Cr)	Platin- Platinrhodium (90 Pt, 10 Rh)	Nickel — Kohle	Nickel- Chromnickel (85 Ni, 12 Cr)	Nickel- Nickelstahl (66 Ni, 34 Fe)
— 185	— 7,5	—	— 5,0	—	—	—	—	—
0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
+ 300	15,8	14,1	14,1	19,1	2,3	6,5	11,7	7,4
600	32,1	32,1	—	42,0	5,2	12,5	21,8	14,2
900	49,4	—	—	65,8	8,4	21,8	33,0	23,8
1200	—	—	—	—	11,9	34,4	—	—
1500	—	—	—	—	15,4	—	—	—

Millivolt. Die Zahlen gelten für den Fall, daß sich die Meßlötstelle auf t°, die Nebenlötstellen auf 0° befinden; der Strom fließt dabei an der Meßlötstelle vom ersten zum zweiten Metall.

Die Länge der Drähte, der Schenkel des Elements, ist, falls nicht Stromstärken sondern elektromotorische Kräfte gemessen werden, gleichgültig und kann den jeweiligen Verhältnissen angepaßt werden; Thermoelemente lassen sich deshalb auch gut als Fernthermometer (s. d.) verwenden. Auch die Dicke der Drähte ist beliebig, doch wählt man die Drähte meist möglichst dünn (0,6 mm und weniger), um Fehler in der Temperaturmessung infolge Wärmeableitung zu vermeiden; andererseits wird man Elemente aus unedlen Metallen um so stärker wählen, je länger und bei je höherer Temperatur man sie zu benutzen gedenkt. Belieb ist es in gewissen Fällen, das Element aus einem Metall- oder Kohlerohr und einem isoliert durch dieses gezogenen Draht eines anderen Metalles zu bilden; Rohr und Draht werden am einen Ende zur „Lötstelle“ verschweißt oder auf andere Weise, etwa durch Verschraubung, verbunden.

Die mit Thermoelementen erreichbare Genauigkeit hängt in hohem Maße von der Beschaffenheit der Drähte ab. Bei der Messung von Temperaturdifferenzen (etwa im Kalorimeter) ist das Thermoelement einer hohen Genauigkeit fähig. *Scheel.* Näheres s. Henning, Temperaturmessung. Braunschweig 1915.

Thermogalvanometer (Duddell). Dieses Instrument gehört zu den Hitzdrahtinstrumenten (s. kalorische Instrumente). Es besteht aus einem Drehspulgalvanometer, bei dem zwischen den Magnetpolen eine mit Ablesungsspiegel versehene Drahtschleife als bewegliches System an einem Quarzfaden aufgehängt ist. Die Drahtschleife wird aus einem Thermoelement Wismut-Antimon gebildet, dessen eine Lötstelle sich am unteren Ende der Schleife befindet. Unterhalb der Lötstelle ist in geringer Entfernung von derselben der eigentliche Hitzdraht angebracht, d. h. ein dünner Widerstandsdraht, der durch den zu messenden Strom erwärmt wird und die Wärme auf die Lötstelle durch Strahlung überträgt. Infolge des hierdurch in der Schleife entstehenden Stromes erfährt der Spiegel des

Instrumente eine Ablenkung, die ein Maß des Wechselstroms darstellt. Der Hitzdraht wird aus einem etwa 4 mm langen platinieren Quarzfaden von einem der Stromstärke angepaßten Widerstand (4 bis 1000 Ohm) gebildet. Die Empfindlichkeit ist bei großem Widerstand auch für Telefonströme ausreichend.

W. Jaeger.

Näheres s. Duddell, *Electrician* 61, 94; 1907.

Thermokette s. Thermobatterie und Thermoelktrizität.

Thermokraft s. Thermoelktrizität.

Thermolumineszenz. Phosphoreszenz (s. d.) unter Einfluß von Wärme. P. Lenard hat gezeigt, daß es eine Thermolumineszenz an sich nicht gibt, sondern daß Erwärmung nur das Ausleuchten erregter Phosphore beschleunigt, daß die Erregung aber durch Zufuhr von Wärme allein nicht zustande kommt (s. a. Lumineszenz).

Gerlach.

Thermomagnetische Effekte. Durch die Einwirkung eines magnetischen Feldes werden die thermischen und elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern in charakteristischer, durch die Vektornatur des magnetischen Feldes bestimmter Weise modifiziert. Es entsteht so eine Gruppe von Effekten, von denen diejenigen, bei denen ein durch einen räumlichen Leiter fließender Wärmestrom in seinen thermischen und elektrischen Folgeerscheinungen beeinflußt wird, als „thermomagnetische Effekte“ zusammengefaßt werden.

Steht der magnetische Vektor senkrecht zum Vektor des Wärmestromes, so treten sechs Effekte auf: 1. zwei „Transversaleffekte“, deren Vektor senkrecht zu dem des Wärmegefälles und dem der magnetischen Kraft steht: der „Leduc-Righi-Effekt“, bei dem eine transversale Temperaturdifferenz und der „Nernst-Effekt“, bei dem eine transversale Potentialdifferenz beobachtet wird; 2. zwei „Achseffekte“, die den beiden ersten völlig gleichen, nur daß ihr Vektor parallel dem der magnetischen Kraft ist (Sellerio); 3. zwei „Longitudinaleffekte“, nämlich eine Änderung der Wärmeleitfähigkeit bei transversaler Magnetisierung und eine Peltier-Wirkung zwischen transversal magnetisiertem und nicht magnetisiertem Material. Ist der magnetische Vektor parallel dem Vektor des Wärmestromes, so treten zwei „Longitudinaleffekte“ auf, nämlich eine Änderung der Wärmeleitfähigkeit bei longitudinaler Magnetisierung und eine Peltier-Wirkung zwischen longitudinal magnetisiertem und nicht magnetisiertem Material.

Von diesen Effekten sind die beiden transversalen als die wichtigsten besonders besprochen (s. Leduc-Righi-Effekt“ und „Nernst-Effekt“). Die Änderung der Wärmeleitfähigkeit im magnetischen Felde ist bisher nur bei Wismut und ferromagnetischen Metallen, der Peltiereffekt zwischen magnetisiertem und nicht magnetisiertem Leiter nur bei Wismut beobachtet worden. *Hoffmann.* Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Thermometer s. Ausdehnungsthermometer, Flüssigkeitsthermometer, Metallthermometer, Quecksilberthermometer, Segersche Kegel, Strahlungs-pyrometer, Temperaturskalen, Thermolemente, Widerstandsthermometer u. a.

Thermometrische Fixpunkte s. Temperaturskalen.

Thermophon nennt man einen metallischen Leiter, der durch Strombeschickung periodisch erwärmt wird und durch periodische Wärme-

abgabe an die Umgebung Schallwellen erzeugt. Als Metall werden eine Folie oder ein dünner Draht verwendet, damit — infolge der geringen Wärmekapazität — möglichst starke Temperaturschwankungen in dem umgebenden Medium erzeugt werden. Wird das Metall nur mit Wechselstrom geheizt, so ist die Schwingungszahl der erzeugten Schallwelle gleich der doppelten Periodenzahl des Wechselstromes; wird Gleichstrom überlagert, so entsteht ein Ton von der Periode des Wechselstromes und seine Oktave. Wegen der Kleinheit der erzeugten Schallenergie schließt man das Metall in eine mit einer Öffnung versehene Kapsel ein; diese Öffnung wird durch den Schallempfänger verschlossen. Die Schallintensität läßt sich dann absolut berechnen. Aus diesem Grunde wird das Thermophon als Normalschallquelle verwendet. *E. Waetzmann.* Näheres s. E. C. Wentz, *Phys. Rev.* (2) 19, 1922.

Thermophor s. Kalorifer von Andrews.

Thermosäulen (für Strahlungsmessungen) bestehen aus mehreren hintereinander geschalteten Thermolementen, deren Lötstellen so angeordnet sind, daß abwechselnd eine bestrahlte und eine nicht bestrahlte, auf konstanter Temperatur gehaltene aufeinander folgen (ausgearbeitet von H. Rubens, F. Paschen u. a.). Wesentlich ist geringe Wärmekapazität (kleine Masse) bei großer Empfangsfläche der Elemente, was durch Flachwalzen der dünnen Drähte erreicht wird (Paschen). Zur vollständigen Strahlungsabsorption wird die Thermosäule mit Ruß geschwärzt. Thermosäulen für absolute Messung nach Gerlach. *Gerlach.*

Näheres s. Kohlrausch, *Lehrb. d. Prakt. Physik.* Anwendung für meteorologische Untersuchungen s. Pyrometer, Pyrheliometer; für Temperaturmessung s. Strahlungspyrometer. Sehr empfindliche Thermosäulen sind bei C. Zeiß-Jena käuflich.

Thermostaten s. Bäder konstanter Temperaturen.

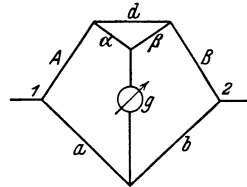
Thermotelephon, Thermophon. Ein Telephon, bei welchem die durch den elektrischen Wechselstrom hörbarer Frequenzen erzeugten Temperaturschwankungen in Schallwellen umgesetzt werden. Bei den ältesten, von Preece und Forbes angegebenen Thermophonen ist der stromdurchflossene Draht in der Mitte durch einen feinen Draht mit geringer Spannung an der Mitte einer sehr dünnen Membran befestigt. Bei Erwärmung dehnt sich der Draht aus und der Zug an der Membran läßt nach. Die Membran folgt den Schwankungen des Wechselstromes mit der gleichen Frequenz, wenn dem Wechselstrom ein Gleichstrom überlagert ist. Statt der mechanischen Umsetzung in Schallwellen wendet man neuerdings fast ausschließlich die thermodynamische Umsetzung an. Mit den Temperaturschwankungen der Drähte sind Druckschwankungen in der umgebenden Luft verbunden, die die Schallwellen ergeben. Die stromdurchflossenen Drähte müssen außerordentlich fein, z. B. Wollastondrähte sein. *E. Alberti.*

Näheres s. A. v. Hippel, *Ann. d. Phys.* 1924, S. 521.

Thomson'sches Ähnlichkeitsgesetz s. Ähnlichkeitsgesetze.

Thomsonbrücke (Doppelbrücke). Eine Erweiterung der Wheatstoneschen Brücke (s. d.), bei der die Zuleitungswiderstände zum Teil überbrückt werden, so daß sie eliminiert werden können. Sie dient besonders zur Messung kleiner Widerstände, die durch Strom- und Potentialdrähte definiert sind. Das Schema der Brücke zeigt die Figur. A und B bezeichnen die zu vergleichenden Widerstände, welche durch das Verbindungsstück d

hintereinandergeschaltet sind. Die Verbindung d wird überbrückt durch die Widerstände a und β , die annähernd in demselben Verhältnis stehen wie A und B . Mit a und b sind die Vergleichswiderstände bezeichnet, die ebenfalls nahe in demselben Verhältnis stehen wie A und B und deren Werte bekannt sein müssen. Der Meßstrom tritt bei 1 und 2 in die Brücke. Die Zuleitungen der Widerstände a und b zu den Punkten 1 und 2 müssen, wenn sie nicht sehr klein sind oder auch im Verhältnis $A:B$ stehen, besonders gemessen und berücksichtigt werden. Das Galvanometer g zeigt keinen Ausschlag, wenn die Bedingung erfüllt ist:



Thomsonbrücke.

Das Galvanometer g zeigt keinen Ausschlag, wenn die Bedingung erfüllt ist:

$$Ab - Ba + \frac{d}{a + \beta} [b(A + a) - a(B + \beta)] = 0.$$

Dieser Fall tritt ein, wenn $A : B = a : b = \alpha : \beta$; dann ist wie bei der Wheatstoneschen Brücke $Ab - Ba = 0$. Man kann aber auch das die eckige Klammer enthaltende Korrektionsglied berechnen, wenn d angenähert gemessen wird und braucht dann a und β nicht genau abzugleichen. Bei Messung sehr kleiner Widerstände (10^{-4} Ohm und weniger) kann das Korrektionsglied unter Umständen erhebliche Werte im Verhältnis zum Hauptglied annehmen.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Thomsoneffekt. Bei Entwicklung der thermodynamischen Theorie der thermoelektrischen Erscheinungen kam W. Thomson zu dem Schluß, daß außer dem „Peltiereffekt“ noch ein anderer umkehrbarer Wärmeeffekt im thermoelektrischen Stromkreise vorhanden sein müsse, nämlich in den ungleich temperierten Leiterstücken selbst. Die Beobachtung bestätigte ihm (1856) das Vorhandensein dieses nach ihm benannten „Thomson-Effektes“.

Die Fundamentalerscheinung ist folgende: Erwärmt man einen stabförmigen Leiter in der Mitte, während seine Enden auf konstanter tieferer Temperatur gehalten werden, und sendet durch ihn einen elektrischen Strom, so tritt eine einseitige Verschiebung des Temperaturmaximums ein, die sich mit der Stromrichtung umkehrt. Die Joulesche Wärme kann, da sie proportional dem Quadrat der Stromstärke ist, einen solchen Effekt nicht hervorgerufen. Eine nähere Betrachtung zeigt, daß in einem stromdurchflossenen Leiterelement dx , in dem ein Temperaturgefälle $\frac{d\theta}{dx}$ herrscht, eine Wärmemenge dW_{Th} entwickelt wird, die proportional ist der Zeit t des Stromdurchganges und der Stromstärke J , also der hindurchgeflossenen Elektrizitätsmenge und die ferner proportional ist dem an der Stelle herrschenden Temperaturgefälle. Es ist also:

$$dW_{Th} = \sigma \cdot \frac{d\theta}{dx} \cdot J \cdot t \cdot dx.$$

Der „Thomson-Koeffizient“ σ ist eine vom Leitermaterial bestimmte und von der Temperatur abhängige Größe, die sowohl positiv als auch negativ sein kann. Ist sie positiv, so tritt eine Verschiebung des Temperaturgefälles in der Weise ein, als ob ein Wärmetransport im Sinne des elektrischen Stromes stattgefunden hätte (positiver Thomsoneffekt).

Nach Benedicks soll σ auch eine Funktion des Temperaturgradienten sein (s. Benedicks-Effekt). Die gemessenen Thomsoneffekte sind bei verschiedenen Metallen im Vorzeichen verschieden. Die früher gemachte Annahme, daß der Thomsoneffekt im Blei verschwindend klein ist, die viele Forscher veranlaßt hat, Blei als Normalleiter thermoelektrischer Messungen zugrunde zu legen, trifft nach Borelius (1921) bei Zimmertemperatur nicht zu.

Hoffmann.

Thomsonsche Formel. Gibt die Eigenfrequenz eines Kreises

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{W}{2L}\right)^2}$$

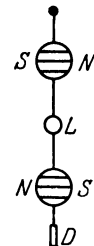
s. Eigenschwingung.

A. Meißner.

Thomsonscher Schwingungskreis s. Eigenschwingung.

Thomsonisches Atommodell s. Atommodelle.

Thomsonisches Nadelgalvanometer. Dieses Instrument ist ein astatisches Nadelgalvanometer, bei dem daher zwei entgegengesetzt orientierte Nadelssysteme von nahe gleichem magnetischen Moment miteinander verbunden sind (s. Figur). In der Mitte zwischen beiden Systemen ist in der Regel der Spiegel L angebracht und am unteren Ende des drehbaren Gehänges eine Dämpferscheibe D (du Bois-Rubens). Beide Magnetssysteme befinden sich zwischen Spulen, die von dem Strom durchflossen werden (s. auch Galvanometer). Wegen der erheblichen magnetischen Störungen des Erdfeldes durch die elektrischen Straßenbahnen können die Galvanometer in größeren Städten jedoch kaum mehr Verwendung finden; betreffs einer noch weitergehenden Astasierung des Nadelsystems durch Hilfsmagnete s. unter Nadelgalvanometer.



Thomsonisches Nadelsystem.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechn. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Thomsonisches Prinzip s. perpetuum mobile.

Thorium. Wegen seiner radioaktiven Eigenschaften nimmt Thorium ebenso wie Uran, Radium, Protoactinium, Actinium, die Emanationen und Polonium eine ausgezeichnete Stellung unter den chemischen Elementen ein; es ist die Stammsubstanz einer der drei bisher bekannten radioaktiven Zerfallsreihen. Seine Radioaktivität wurde im Jahre 1898 entdeckt. Die Atome solcher aktiver Elemente (vgl. „Atomzerfall“) sind nicht stabil und verändern unter Abstoßung von Atombestandteilen (α - oder β -Teilchen) ihre innere Konstitution so lange, bis eine stabile Gleichgewichtslage erreicht ist. Die mehr oder weniger haltbaren Konstellationen, die ein Atom nacheinander durchläuft, geben Anlaß zu neu entstehenden und wieder verschwindenden Zerfallsprodukten, die sich untereinander durch ihr radioaktives Gehaben — also durch ihre verschiedene Stabilität und den damit zusammenhängenden Erscheinungen — und größtenteils auch durch ihre chemischen Eigenschaften unterscheiden. In letzterer Hinsicht erweisen sie sich des öfteren völlig identisch mit bereits bekannten chemischen Elementen; die Zerfallsprodukte nehmen somit vorübergehend Atomkonstitutionen an, wie sie in altbekannten, aber stabilen und daher nicht radioaktiven Stoffen

vorkommen (vgl. den Artikel „Isotopie“). Die Zerfallsreihe des Thoriums zeitigt ebenso eine Anzahl von Substanzen, deren Eigenschaften im folgenden in der Reihe ihrer Entwicklung besprochen werden sollen.

Die Muttersubstanz Thorium kommt in einer großen Zahl von Mineralien teils als ThO_2 , teils als Silikat, Phosphat, Niobat usw. vor, meist vergesellschaftet mit Uran und seltenen Erden. Ein konstantes Verhältnis, wie dies etwa für den Uran und Radiumgehalt, oder für den Uran- und Actiniumgehalt in den entsprechenden Uranerzen gefunden wurde, besteht zwischen Uran- und Thoriumgehalt dieser Mineralien nicht, so daß kein Hinweis auf einen genetischen Zusammenhang zwischen beiden Elementen gegeben ist. Von den Thorerzen seien als Beispiele erwähnt: Thorit (ThSiO_4 ; 45% ThO_2); Oranigit (ThSiO_4 ; 65% ThO_2); beide fast uranfrei. Thorianit (selten! bis 70% ThO_2); Monazit (bis 18% ThO_2), der wegen seiner großen Verbreitung als hauptsächlichstes Ausgangsmaterial für die Thorgewinnung in Betracht kommt. Eruptivgesteine enthalten durchschnittlich $1,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{g Thor}}{\text{g Substanz}}$, Sedimentgesteine etwas weniger, etwa $1,2 \cdot 10^{-5}$. Die technische Gewinnung des Elementes ist seit seiner Verwendung in der Gasglühlichtindustrie vollkommen durchgearbeitet. In radioaktiver Hinsicht ist die chemische Reindarstellung noch durch einen langwierigen Prozeß zu ergänzen, um Thorium von seinem ihm chemisch gleichen, aber radioaktiv verschiedenen Zerfallsprodukt Radiothor zu trennen. Wegen der völligen chemischen Gleichheit versagen chemische Trennungsmethoden; man ist gezwungen, die Nacherzeugung des Radiothoriums zu unterbinden und damit sein spontanes Verschwinden zu bewerkstelligen, indem man Mesothor, das sich chemisch abtrennen läßt und dem das Radiothor (vgl. weiter unten) entstammt, durch Bariumsulfatfällungen entfernt und diesen Prozeß so lange wiederholt, bis RdTh auf die gewünschte Minimalmenge zerfallen ist. Da Radiothorium eine lange Lebensdauer hat, muß diese Operation durch $12\frac{1}{2}$ Jahre ständig wiederholt werden, um den RdTh -Gehalt des Thoriums auf 1% herabzudrücken.

Th-Metall ist duktil, verbrennt bei Erhitzung zu ThO_2 , hat ein spezifisches Gewicht von 11,0 und schmilzt bei 1700° . Es ist vierwertig und wird aus seinen Salzlösungen durch Alkalien, Ammoniak und Schwefelammonium als ThO_4H_4 gefällt, das selbst in Säuren löslich ist.

Reines Th sendet beim Zerfall α -Strahlen aus, deren Reichweite zu 2,90 cm in Luft von 15°C und 760 mm Druck bestimmt wurde, entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $1,44 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$.

Die Zahl der pro Sekunde ausgeschleuderten α -Partikel beträgt $q = 4,5 \cdot 10^3$. Damit kann man aus der Gleichung $q = \lambda N$ die Zerfallskonstante λ berechnen, wenn die Zahl N der in einem Gramm Thorium enthaltenen Atome bekannt ist. N rechnet sich aus dem Atomgewicht (232,12) und aus der Loschmidtschen Zahl zu $2,61 \cdot 10^{21}$, daher wird $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$. Nach anderen Beobachtungsmethoden erhält man etwas kleinere Zahlen, so daß der wahrscheinlichste Wert mit $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$ angesetzt wird. Entsprechend ist die mittlere

Lebensdauer $\tau = 2,4 \cdot 10^{10}$ Jahre und die Halbwertszeit $T = 1,65 \cdot 10^{10} \text{ a}$.

Mesothorium 1 (MsTh_1). Nachdem das Thoratom ein α -Teilchen verloren hat, gruppieren sich die Bestandteile des Atomrestes zu dem Atom des Mesothor 1, das nach den Verschiebungsregeln um vier Atomgewichtseinheiten und zwei Valenzen weniger hat. Sein Atomgewicht wäre demnach etwa 228 und es steht in der Valenzgruppe II, in der sich die Homologen Ra, Ba, Sr, Ca befinden; seinem Gewicht nach kann es wohl nur auf denjenigen Platz kommen, wo bereits Ra mit dem Atomgewicht 226 sich befindet. In der Tat weist es genau die gleichen Eigenschaften auf, wie dieses, wird wie Ra zugleich mit Ba aus Lösungen abgeschieden und kann von Ba ebenfalls durch fraktioniertes Kristallisieren getrennt werden, indem es die minder löslichen Halogenverbindungen liefert. Oder man fällt das Thorium aus Lösungen, die auch MsTh_1 enthalten, mittels Ammoniak, dann bleiben bis zu 90% des MsTh_1 in Lösung. Aus heißen, 80-gradigen Thornitratlösungen wird das MsTh_1 nach Zusatz von Eisenchlorid mit Soda gefällt. Man erhält dabei das MsTh_1 immer zugleich mit dem isotypen ThX und, wenn die Lösung auch Radium enthalten hat, zugleich mit Ra; Thorium X verschwindet durch Absterben nach einigen Wochen von selbst und seine Nachbildung kann durch wiederholtes Abtrennen des Radiothors (s. u.), aus dem es entsteht, unterbunden werden. Um aber radiumfreies Mesothor zu erhalten, müßte ein Thorium zuerst von allem Ra — und damit auch von MsTh_1 — befreit und die Nacherzeugung des MsTh_1 aus dem nun Ra-freien Thorium abgewartet werden.

Mesothor ist Handelsartikel, der wegen seiner Anwendung in der Radiumtherapie und Leuchtfarbertechnik fabrikatorisch hergestellt wird. Unter „1 mg MsTh_1 “ ist jene Menge MsTh_1 zu verstehen, die bezogen auf γ -Strahlung dieselbe Stromwirkung hat, wie 1 mg Ra. (Die Strahlenwirkung stammt aber nicht von MsTh_1 , sondern von dessen Zerfallsprodukten.) Da wegen der verschiedenen Härte der MsTh_1 - und Ra- γ -Strahlung auch die Strahlenabsorption eine verschiedene ist, hängt das Ergebnis einer solchen Relationierung zunächst von der Versuchsanordnung ab; weiters aber auch von dem Alter des Präparates, mit welchem sich der Prozentgehalt des an der γ -Strahlung beteiligten ThC'' ändert. Der Wert einer solchen „quantitativen“ Angabe ist daher ein problematischer, besonders wenn als Ra-Vergleichspräparat einmal 1 mg Ra-Element, das andere Mal 1 mg RaBr_2 genommen wird, welches letzteres eine um 40% geringere γ -Strahlung hat. — Gewichtsmäßig ist für die gleiche γ -Wirkung viel weniger MsTh_1 als Ra nötig, für die gleiche α -Wirkung sogar nur der 300. Teil der Ra-Menge. MsTh_1 ist wie Ac (s. d.) strahlenlos und hat, wie aus Zerfallsmessungen von Thoriumpräparaten verschiedenen Alters folgt, eine Zerfallskonstante $\lambda = 3,26 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$, $\tau = 9,7$ Jahre, $T = 6,7$ Jahre.

Mesothorium 2 (MsTh_2). Durch strahlenlose Umwandlung entstanden, rückt das neue Atom bei gleichbleibendem Gewicht um eine Valenzgruppe nach rechts, wird somit isotop dem Ac, das sich auf diesem Platz der Elemententabelle befindet. Aus Mesothor-Lösungen wird es bei Gegenwart von Zirkon, Aluminium oder Eisen zugleich mit diesen und mit Radiothor und ThX durch Ammoniak

gefällt. Da sich Radiothor nur langsam, Ms Th_2 wegen seiner kurzen Lebensdauer schnell nachbildet, so liefert eine nach kurzer Zeit neuerlich vorgenommene Abtrennung das Ms Th_2 reiner von Rd Th . Zur Reinigung von den weiteren Zerfallsprodukten Th B (isotop mit Pb) und Th C (isotop mit Bi) werden Pb - und Bi -Salze zugesetzt und mit Schwefelwasserstoff gefällt. Ms Th_2 sendet β - und γ -Strahlen aus. Die ersteren zeigen im magnetischen Spektrum (s. d.) Linien, die den Anfangsgeschwindigkeiten 1,1 bis $2,99 \cdot 10^{10}$ entsprechen. Die γ -Strahlen weisen Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Al}} = 26 \text{ cm}^{-1}$ und $\mu_{\text{Al}} = 0,12 \text{ cm}^{-2}$ auf. Die Zerfallsgeschwindigkeit ist charakterisiert durch die Zahlen: $\lambda = 3,14 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 8,84 \text{ h}$, $T = 6,13 \text{ h}$.

Radiothor (Rd Th). Da von Thorium ausgehend bis jetzt eine α - und zwei β -Umwandlungen stattgefunden haben, deren Wirkung auf die Einreihung des Atomes in das periodische System sich nach der Verschiebungsregel gerade aufhebt, so kehrt der Abkömmling des Ms Th_2 das Rd Th wieder in die Thoriumgruppe zurück und ist mit dem Thoratom bis auf das um vier Einheiten verkleinerte Atomgewicht chemisch gleich. In radioaktiver Hinsicht unterscheidet es sich durch seine geringere Stabilität, der eine geringere Lebensdauer und das Freiwerden größerer Energiemengen beim Zerfall, also eine α -Strahlung größerer Reichweite und Anfangsgeschwindigkeit entspricht. Die Reichweite wurde bestimmt zu 3,81 cm, daher die Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 1,60 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$. Außer der α -Strahlung findet sich aber auch eine β -Strahlung, deren Existenz zunächst eine Verzweigung der Zerfallsreihe an dieser Stelle vermuten läßt (vgl. Atomzerfall). Doch gab das Experiment bisher keine weiteren diesbezüglichen Anhaltspunkte, so daß diese β -Strahlung wohl als kernfremd aufzufassen ist. Auch eine schwache γ -Strahlung wurde konstatiert. Die Zerfallskonstante ergibt sich zu $1,16 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, die mittlere Lebensdauer zu $\tau = 2,74$ Jahren, die Halbwertszeit T zu $T = 1,90$ Jahre. — Die chemischen Eigenschaften sind durch die Isotopie des Rd Th mit Thorium charakterisiert. Um es von letzteren zu befreien, muß man Rd Th aus von Thor getrenntem Mesothor frisch erzeugen lassen. Zur Reinigung von dem Folgeprodukt Thorium X fällt man Rd Th aus einer Lösung nach Zusatz von Al- oder Fe-Salzen; Th X bleibt in Lösung. Das von Th X befreite Rd Th wird in angesäuerte Lösung gebracht und nach Zusatz von Hg, Pb oder Bi-Salzen wird durch Fällung mit Schwefelwasserstoff das Thorium B und C mit den ausfallenden Sulfiden entfernt. — Das aus Rd Th durch α -Zerfall entstehende Folgeprodukt ist:

Thorium X (Th X), welches der Entstehungsweise nach ein Atomgewicht von 224 haben und isotop mit Ra sein muß. Es ist ein α -Strahler mit der Reichweite $R = 4,13$ bei 0° C und 760 mm Druck entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 1,64 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$. Seine Zerfallsgeschwindigkeit wird gemessen zu $\lambda = 2,20 \cdot 10^{-6}$, daher die mittlere Lebensdauer $\tau = 5,25$ Tage, die Halbwertszeit $T = 3,64$ Tage. Als isotop mit Ra und Ms Th_1 befolgt es alle deren chemische Reaktionen; um es, was auf direktem chemischen Weg nicht möglich ist, von Ms Th_1 zu befreien, muß man es aus mesothorfreiem Radiothor sich bilden lassen und das Radiothor mit

Aluminiumhydroxyd ausfällen. Nach Entfernung der Folgeprodukte des Thorium X, die mit Pb und Bi isotop sind, bleibt reines Th X in Lösung und kann aus diesem durch Bariumsulfatfällungen abgeschieden werden. — Bei Kristallisation verhält sich Th X isomorph mit Barium. Aus alkalischen Lösungen kann es durch Elektrolyse gewonnen werden.

Das nächste Zerfallsprodukt, durch α -Zerfall entstanden, muß nullwertig sein und erweist sich als eine gasförmige Substanz. Die

Thorium-Emanation (Th Em), neuerdings auch „Thoron“ (Tn) genannt, war das erste radioaktive Gas, das durch E. Rutherford im Jahre 1900 entdeckt wurde. Wie die anderen Emanationen ist sie ein inertes Gas und mit ihnen chemisch identisch. Das Atomgewicht ist laut Genesis mit 220 anzusetzen. Effusionsversuche ergaben Werte von 201 bis 210. Sie ist kondensationsfähig und zwar beginnt die Kondensation bei -120° , aber selbst bei -160° sind noch Gasspuren nachweisbar. Der Löslichkeitskoeffizient ist in Wasser $\alpha = 1$, in Petroleum 5. Der Verteilungskoeffizient ist für Kohle und Gas bei 15° gleich 50. Die α -Strahlung hat eine Reichweite von 4,80 cm bei 0° C und 760 mm Druck bzw. eine Anfangsgeschwindigkeit von $1,73 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$. Die Zerfallskonstante wurde zu $\lambda = 1,27 \cdot 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bestimmt; dem entspricht die mittlere Lebensdauer $\tau = 78,7 \text{ sec}$, und die Halbwertszeit $T = 54,5 \text{ sec}$. Die aus der Emanation im weiteren entstehenden Folgeprodukte heißen wie bei den anderen radioaktiven Zerfallsreihen: „aktiver Niederschlag“ bzw. „induzierte Aktivität“. Diese Folgeprodukte setzen sich auf allen in emanationshaltiger Atmosphäre exponierten Körpern, insbesondere wenn diese negativ aufgeladen werden, ab als eine unendlich dünne Haut und können, da sie nur oberflächlich haften (abgesehen von den durch den Rückstoßvorgang in das Unterlagsmaterial hineingehämmerten Zerfallsprodukten) auf mechanischem oder chemischem Wege (Kochen mit Säure) zum größten Teil entfernt und in eine sogenannte „Induktionslösung“ gebracht werden, aus der je nach Bedarf das eine oder das andere Teilprodukt abgeschieden werden kann. Zu diesem aktiven Niederschlag gehört als der Genesis nach erstes das

Thorium A (Th A), dessen außerordentlich kurze Lebensdauer spezielle Versuchsmethoden zur Bestimmung der Zerfallskonstante erfordert. Die Randteile einer sich schnell drehenden Scheibe passieren zuerst einen emanationshaltigen Raum und unmittelbar danach eine Ionisierungskammer, in der die Aktivierung der Scheibe untersucht wird. Die Stärke der Aktivität wird cet. par. von der Umdrehungsgeschwindigkeit und der Länge des vom Aktivierungsort zum Meßort zurückgelegten Weges sowie von der Abklingungsgeschwindigkeit abhängen. Es ergab sich auf diese Art: $\lambda = 4,95 \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 0,20 \text{ sec}$; $T = 0,14 \text{ sec}$. Die Reichweite der α -Strahlen wurde zu 5,39 cm in Luft von 0° C und Normaldruck bestimmt entsprechend einer Anfangsgeschwindigkeit von $v_0 = 1,80 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Wegen dieser kurzen Lebensdauer hat sich frisch entstehende Emanation schon nach wenigen Augenblicken mit Th A ins Gleichgewicht gesetzt, so daß man Th Em allein nicht erhalten kann. Die Ent-

Die Thoriumreihe.

Symbol und Zerfallschema	Name	T Halbwertszeit	λ Zerfalls- konstante in sec^{-1}	Strahlung	v Geschwindigkeit in cm/sec	Ro in Luft	Absorptions- koeffizient in Al in cm^{-1}	Gleich- gewichts- menge	Plejade	A Atom- gewicht
Th	Thorium	$1,65 \cdot 10^{10}$ a	$1,3 \cdot 10^{-18}$	α	$1,44 \cdot 10^9$	2,75		$2,6 \cdot 10^9$	Nr. 90; Th 232,1	232
Ms Th_1	Meso- thorium 1	6,7 a	$3,26 \cdot 10^{-9}$	(β)				1	Nr. 88; Ra 226	228
Ms Th_2	Meso- thorium 2	6,13 h	$3,14 \cdot 10^{-5}$	β γ	1,10 bis $2,994 \cdot 10^{10}$		40; 20 26; 0,116	10^{-4}	Nr. 89; Ac 226	228
Rd Th	Radio- thorium	1,90 a	$1,16 \cdot 10^{-8}$	α β	$1,60 \cdot 10^9$ $1,41 \cdot 10^{10}; 1,53 \cdot 10^{10}$	3,81	groß	0,3	Nr. 90; Th 232,1	228
Th X	Thorium X	3,64 d	$2,20 \cdot 10^{-6}$	α	$1,64 \cdot 10^9$	4,13		$1,5 \cdot 10^{-3}$	Nr. 88; Ra 226	224
Th Em	Thorium- Emanation (Thoron, Tn)	54,5 s	$1,27 \cdot 10^{-2}$	α	$1,73 \cdot 10^9$	4,80		$2,5 \cdot 10^{-7}$	Nr. 86; Em 222	220
Th A	Thorium A	0,14 s	4,95	α	$1,80 \cdot 10^9$	5,39		$6,2 \cdot 10^{-10}$	Nr. 84; Po 210	216
Th B	Thorium B	10,6 h	$1,82 \cdot 10^{-5}$	β γ	$1,89 \cdot 10^{10}; 2,31 \cdot 10^{10}$		153 160, 32, 0,36	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Nr. 82; Pb 207,2	212
Th C	Thorium C	60,5 m	$1,91 \cdot 10^{-4}$	α β	$170 \cdot 10^9$ $0,87 \cdot 10^{10};$ $2,997 \cdot 10^{10}$	4,53	14,4	$1,6 \cdot 10^{-5}$	Nr. 83; Bi 209,0	212
$\text{Th C}''$	Thorium C''	3,2 m	$3,61 \cdot 10^{-3}$	β γ	$0,87 \cdot 10^{10}; 2,52 \cdot 10^{10}$		21,6 0,096	$2,9 \cdot 10^{-7}$	Nr. 81; Tl 204,4	208
$\text{Th C}'$	Thorium C'	ca 10^{-11} s	10^{11}	α	$2,06 \cdot 10^9$	8,17		10^{-20}	Nr. 84; Po 210	212
Th D	Thorium D (Thorium- blei)	∞	$\frac{1}{\infty}$						Nr. 82; Pb 207,2	208

Erklärung: \downarrow bedeutet α -Zerfall; \downarrow β -Zerfall; \downarrow strahlenlose Umwandlung; bei gleichzeitigem α - und β -Zerfall (Th C) bedeuten die beigeschriebenen Zahlen das Verhältniss in Prozenten. — Bei den Zahlenangaben für die Halbwertszeit T bedeuten: a .. Jahre; d .. Tage; h .. Stunden; m .. Minuten; s .. Sekunden. — Die Reichweite R ist in Zentimetern für Luft bei 0° Celsius und 760 mm Druck angegeben. — Die in Grammen ausgedrückte Gleichgewichtsmenge ist auf Mesothor 1 als Einheit bezogen. Die Zahlen sind abgerundet. — In der vorletzten Kolonne ist angegeben: Die Atomnummer (Kernladungszahl), das Atomgewicht und das Symbol der Dominante, die der Plejade, in welche das betreffende Radioelement gehört, den Namen gibt.

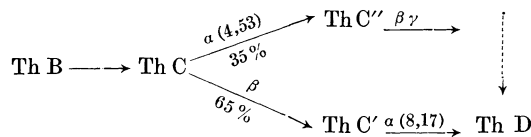
deckung des Th A erfolgte auch dadurch, daß man bei der Zählung (s. d.) von aus angeblich reiner Emanation stammenden α -Partikeln die Wahrnehmung machte, daß sich immer je zwei α -Partikel, wie wenn sie durch eine kurze Schnur miteinander verbunden wären, in ganz kurzen Zeitabständen folgen, so daß z. B. bei der Szintillationsmethode Doppellichtblitze beobachtet werden. Im weiteren konnte man dann zeigen, daß diesen beiden α -Partikeln verschiedene Reichweiten zukommen, daß sie somit zu verschiedenen langlebigen Substanzen, eben Th Em und Th A gehören. — Die Th A-Atome sind bei ihrer Entstehung positiv geladen. Sie sind isotop mit Polonium; ihr Atomgewicht muß der Entstehung nach 216 betragen. Nach Abstoßung des α -Teilchens verbleibt ein Atomrest mit dem Atomgewicht 212 und einer um zwei Stellen niedrigeren Wertigkeit, der als

Thorium B (Th B) bezeichnet wird und isotop ist mit Blei. Th B verdampft bei 700° und ist flüchtiger als Th C, doch hängt die Verdampfungstemperatur von der jeweiligen chemischen Bindung ab (vgl. die analogen Bemerkungen bei den B-Produkten der beiden anderen Zerfallsreihen). Es ist in anorganischen Flüssigkeiten löslicher, in organischen weniger löslich als Th C und elektrochemisch

weniger edel als dieses. Es wird also bei Elektrolyse einer Induktionslösung durch Abscheiden des Th C (und Th D) an der Kathode in der Lösung angereichert; taucht man in eine heiße salzsaure Induktionslösung Nickel ein, so scheidet sich vorwiegend Th C auf ihm ab. Th B sendet eine weiche β -Strahlung aus mit Anfangsgeschwindigkeiten von $1,89 \cdot 10^{10}$ und $2,31 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$ und einer Halbwertsdicke von $4,5 \cdot 10^{-3}$ cm Al. Bei der begleitenden γ -Strahlung wurden drei verschiedene Härten konstatiert. Die Stabilität des Atomes ist gegeben durch die Zerfallskonstante $\lambda = 1,82 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, mittlere Lebensdauer $\tau = 15,3$ Stunden und Halbwertszeit $T = 10,6$ Stunden. Sein Zerfallsprodukt ist:

Thorium C (Th C), das bei ungeändertem Atomgewicht von 212 infolge des Verlustes eines Elektrons um eine Wertigkeitsstufe höher, also in der Wismutgruppe steht und mit diesem isotop ist. Sein Verhältnis zu Th B in bezug auf elektrochemisches Gebaren, Löslichkeit und Flüchtigkeit wurde bei Th B besprochen. Durch Schütteln einer Induktionslösung mit Tierkohle wird Th C in dieser angereichert. Wegen seiner Isotopie mit Wismut, dessen Salze in Lösung leicht hydrolytisch werden, wird es von

Oxyden des Cu, Ti, Ta stärker adsorbiert als Th B. Sein Zerfall ist charakterisiert durch die Zahlen $\lambda = 1,91 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 87,3 \text{ m}$, $T = 60,5 \text{ m}$. Und zwar erfolgt der Zerfall unter gleichzeitiger Abstoßung von α - und β -Partikeln, wobei außerdem noch die α -Strahlung doppelter Art ist und zwei Reichweiten aufweist. In Analogie mit den anderen (Ac und Ra) C-Substanzen wird man einen dualen Zerfall erwarten, so daß hier eine Gabelung der Thorium-Zerfallsreihe eintritt. Man kann feststellen, daß von den ausgesendeten α -Teilchen 35% eine kürzere Reichweite, nämlich 4,53 cm, und 65% eine längere Reichweite von 8,17 cm besitzen. Da im ganzen aber nur der dritte Teil jener α -Zahl auftritt, die Th Em + Th A + Th C gemeinsam aufweisen, also offenbar im ganzen von Th C ebensoviele α -Partikel ausgehen, wie sowohl von Th Em als von Th A einzeln entsendet werden, und da ferner auch noch eine β -Strahlung nachzuweisen ist, so ist wieder in Analogie mit dem Zerfall von Ra C und Ac C folgendes Zerfallsschema wahrscheinlich:



Die dem Thorium C zugeschriebene Reichweite von 8,17 cm gehört also zu einem äußerst kurzlebigen Zwischenprodukt Th C', dessen Zerfallskonstante aus der Reichweite gerechnet sich zu $\lambda = 10^{11}$ bis 10^{12} sec^{-1} ergibt, und eben wegen dieser kurzen Lebensdauer von Th C nicht abtrennbar ist. Die von Th C nach C' führende β -Strahlung zeigt Geschwindigkeitsgruppen von 0,87 bis $2,997 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$; ihr Absorptionskoeffizient in Al ist $14,4 \text{ cm}^{-1}$. Wegen des β -Zerfalles ist Th C' isotyp mit Polonium. Außer den oben erwähnten „normalen“ Reichweiten wurden in neuerer Zeit auch übernormale festgestellt; und zwar kommen auf 10^6 normale α -Teilchen etwa 200α -Teilchen mit $R = 11,5 \text{ cm}$ und etwa 70 mit $R = 9,5 \text{ cm}$. Ihre Entstehungsweise ist noch nicht geklärt.

Thorium C'' (Th C''). Mit Hilfe des Rückstoß-Verfahrens läßt sich aus Th C das β -, γ -strahlende Th C'' abscheiden, das auch wegen seiner größeren Flüchtigkeit leicht vom A, B und C getrennt werden kann. Seiner Genesis entsprechend ist es isotyp mit Thallium und den übrigen C''-Produkten (vgl. Ra C'', Ac C''). Es löst sich schwerer in starken Säuren als Th B und Th C und ist unedler als Th C', scheidet sich aber aus saurerer Lösung auf Ni oder durch Elektrolyse mit schwachem Strom (kurze Exposition) auf blanken Pt-Kathoden ab. Seine Zerfallskonstante ist $\lambda = 3,61 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$; mittlere Lebensdauer $\tau = 4,62$ Minuten, Halbwertszeit $T = 3,2$ Minuten. Die β -Strahlung hat einen Absorptionskoeffizienten von $21,6 \text{ cm}^{-1}$ in Aluminium und eine Geschwindigkeit von 0,87 und $2,52 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek}}$; die γ -Strahlung ist sehr hart ($\mu \text{ Al} = 0,096$).

Thorium D (Th D). Nach Thorium C' bzw. Th C'' wird kein radioaktives Folgeprodukt mehr gefunden. Es scheint damit also der Zerfall beendet und das Atom eine stabile Innenkonfiguration erreicht zu haben. Nach den Verschiebungsregeln müßte das β -strahlende Th C'' sowohl als das

α -strahlende C' bleiartige Endprodukte geben; das Atomgewicht dieses Bleies sollte ungefähr 208 sein. In der Tat ließ sich aus (uranarmen) Thorium-mineralien ein Blei gewinnen, dessen Atomgewicht zu $207,77 \pm 0,14$ bestimmt wurde, also wesentlich höher, als das des „gewöhnlichen“ Bleies vom Atomgewicht 207,15.

Die vorstehende Tabelle enthält die Glieder der Thoriumfamilie, ihren genetischen Zusammenhang und ihre wichtigsten Eigenschaften.

K. W. F. Kohlrusch.

Thoriumkathode s. Glühkathode.

Thoriumröhre (Verstärkung elektrischer Ströme). Elektrische Entladungsröhre zur Verstärkung usw. mit Glühkathode, welche metallisches Thorium (reduziertes Thoriumdioxid) enthält (s. Glühkathode).
H. Rukop.

Thoron s. Thorium.

Tidebewegung s. Ebbe- und Flut.

Tiefendosis s. Tiefenquotient.

Tiefenschärfe. Die Beträge der Tiefenschärfe nach vor- und rückwärts und der Gesamttiefe sind in dem Abschnitt „Abbildung durch photographische Objektive“ angegeben. Danach ist die Tiefenschärfe ohne Rücksicht auf die Bauart des Objektivs abhängig von der relativen Öffnung, der Brennweite und der Entfernung der Einstellebene. Der Ableitung jener Beträge liegt die Annahme idealer Abbildung zugrunde. Eine Vergrößerung der Tiefenschärfe ist für wirklich scharf zeichnende Objektive durch eine bestimmte Art der Korrektur bisher nicht gelungen; gegenteilige Behauptungen sind irreführend.

W. Merté.

Tiefentherapie. Die Bestrahlung unterhalb der Haut liegender Krankheitsherde mit Röntgenstrahlen, um dieselben zu heilen, insbesondere die Röntgenbehandlung der malignen Geschwülste.

Behnken.

Tiefenvergrößerung s. Gaußsche Abbildung.

Tiefenwahrnehmung. Die bestimmte und richtige Empfindung der Tiefenerstreckung des Sehraumes, d. h. der räumlichen Beschaffenheit und Verteilung der Sehdinge, ist an das Sehen mit zwei Augen gebunden und hat zur Voraussetzung, daß die vom Außenraum entstehenden Netzhautbilder sich durch ihre perspektivische Parallaxe unterscheiden. Wären die beiden Bilder in allen Stücken identisch, so würden sie in beiden Netzhäuten Punkt für Punkt auf korrespondierenden Stellen liegen, würden also ganz in die Kernfläche des Sehraumes lokalisiert werden und rein flächenhaft erscheinen (Prinzip der Haploskopie). Für das Zustandekommen plastischer Effekte ist es erforderlich, daß ein Teil der Außenpunkte sich unter Disparation in beiden Augen abbildet. Mit Hilfe der Stereoskopie ist leicht zu zeigen, daß disparat gesehene Punkte, je nach der Art ihrer Disparation (s. Raumwerte der Netzhaut) nach hinten oder vorne aus der Kernfläche heraustreten, indem die gekreuzte Disparation zwangsmäßig zum Eindruck größerer Nähe, die ungekreuzte zum Eindruck größerer Ferne führt. Ebenso wie bei der Betrachtung plastischer Objekte jene Punkte, die den Augen näher bzw. ferner liegen als die Punkte des Horopters (s. d.) sich unter gekreuzter bzw. ungekreuzter Disparation abbilden, gilt auch umgekehrt, daß das Bestehen einer gekreuzt bzw. ungekreuzt disparaten Netzhautreizung entsprechende Tiefeneffekte im binokularen Verschmelzungsbilde bedingt. Besonders schlagend geht dies daraus hervor, daß man den räumlichen

Effekt zweier stereoskopischer Teilbilder unmittelbar in sein Gegenteil verkehren kann, wenn man das rechts- und das linksäugige Teilbild vertauscht und damit die Art der Disparation für jeden Punkt des Raumbildes umkehrt.

Die Feinheit der räumlichen Lokalisation der Sehdinge relativ zur Kernfläche, die sich dieserart aus der wechselnden funktionellen Zusammenfassung identischer und disparater Netzhautpunkte herleitet, ist durch die anatomische Feinheit der Netzhautelemente als der Träger der Ortsdaten und durch die gegenseitige Augendistanz bestimmt. Aus den hierfür geltenden Durchschnittswerten berechnet sich, daß es noch zu einer Disparation kommt, die zum Auftreten sicher erkennbarer räumlicher Effekte führt, wenn der Winkel, den die Richtungsstrahlen des fraglichen Objektpunktes einschließen, von dem der Gesichtslinien um 5 Winkelsekunden abweicht. Dies bedeutet, daß in der Umgebung eines 1 m entfernten Blickpunktes Tiefenunterschiede von etwa 0,5 mm noch sicher erkannt werden, während auf 10, 100 und 1000 m Entfernung Differenzen von 0,04, 3,7 und 274 m bestehen müssen, um im Verschmelzungsbilde als Tiefendifferenz wahrnehmbar zu werden (reliefartiger Charakter des Sehraumes gegenüber dem wirklichen Raum). Durch künstliche Erweiterung der Pupillendistanz (Telestereoskop) können diese Verhältnisse erheblich günstiger gestaltet werden.

Die Fähigkeit zu absoluter, d. h. auf das eigene Ich bezogener Tiefenlokalisierung und zahlenmäßiger Angabe absoluter Entfernungen ist ziemlich wenig entwickelt. Da dem Sehorgan besondere Mechanismen der absoluten Tiefenlokalisierung nicht gegeben sind (das sog. Konvergenzgefühl wird auf Grund experimenteller Feststellungen als solcher abgelehnt), so kann die absolute Tiefenlokalisierung nur auf dem Umwege über die relative Lokalisation der disparat gesehenen Dinge in die Kernfläche erfolgen, und es wird verständlich, warum die absolute Lokalisation der Kernfläche so unbestimmt wird, wenn die (meist sichtbaren) Teile des eigenen Körpers durch geeignete Blenden vom Sehakt ausgeschlossen werden oder wenn (speziell bei größeren Entfernungen) prägnante Zwischenobjekte auf der Strecke zwischen dem eigenen Körper und dem fixierten Punkte fehlen. Dieser bekannte Mangel in der Leistung unseres Sehorgans wird durch erfahrungsmäßige Ausnützung der sog. sekundären Lokalisationsmotive (Linearperspektive, Luftperspektive, Sehgröße, Verteilung von Licht und Schatten, parallaxische Verschiebung), die auch schon bei einäugigem Sehen eine ganz gute Raumschauung geben können, wesentlich gemildert. Die Methoden der stereoskopischen Messung (Methoden der schwebenden und der wandernden Marken) machen von der geschilderten Eigenart der Funktionsweise des Sehorgans unmittlerbar Gebrauch.

Dittler.

Näheres s. Dittler, Stereoskopisches Sehen und Messen. Leipzig 1919.

Tiefseethermometer s. Umkippthermometer.

Tiefste Töne s. Hörgrenzen.

Tierkreis s. Zodiakus.

Tikker (V. Poulsen). Ein durch Uhrwerk oder elektromagnetisch angetriebener Unterbrecher, der als Wellenanzeiger in Verbindung mit einem elektrischen Schwingungskreis und einem Telephon früher vielfach zum Empfang drahtloser Signale benutzt wurde. Die Wirkungsweise ist jedoch nicht

die eines gewöhnlichen Unterbrechers, da der Tikker einen vom Strom abhängigen Kontaktwiderstand besitzt, der stark dämpfend auf die Ausgleichsströme wirkt. Infolgedessen entspricht die Tonhöhe des im Fernhörer wahrgenommenen Tones auch nicht der Unterbrechungszahl des Tikkers. Die Ausführungsform lehnt sich meist an die des bekannten elektromagnetischen Hammerunterbrechers an. Da die Signale entsprechend der niedrigen und wenig regelmäßigen Unterbrechungszahl als knarrende Geräusche erscheinen, die sich von atmosphärischen Störungen nur sehr schwer unterscheiden lassen, so ist er in der neueren Zeit durch den Überlagerungs-(Schwebungs-)Empfang verdrängt worden.

E. Alberti.

Näheres s. Rein, Lehrb. d. drahtl. Telegraphie.

Tirril-Regler s. Schnellregulierung elektrischer Generatoren.

Titer s. Maßanalyse und Normalität.

Titration oder **Titrierung**, volumetrisches Verfahren der Maßanalyse s. d.

Titration, elektrometrische, s. Elektrometrische Titration.

Tönen s. Verstärkerröhre.

Tönende Funken. Funkensender mit derartig erhöhter Funkenfolge (300 bis 1500), daß im Empfänger musikalische Töne gehört werden. Die Vorteile der tönenden Funken sind: Charakterisierung des Senders, besseres Arbeiten bei atmosphärischen Störungen, bessere Telephonausnutzung (s. a. Löschfunken).

A. Meißner.

Töner. Sehr regelmäßig arbeitender, elektromagnetisch angetriebener Unterbrecher, der in Verbindung mit einem Empfangsapparat den Nachweis und die Aufnahme drahtloser Signale gestattet. Infolge seiner hohen Unterbrechungszahl werden die Signale je nach seiner Einstellung als höhere oder tiefere musikalische Töne wiedergegeben, die sich von atmosphärischen Störungen wesentlich besser abheben als beim Tikkerempfang (s. auch Tonrad).

A. Esau.

Töplersche Elektriermaschine s. Influenzmaschine.

Toluolthermometer s. Flüssigkeitsthermometer.

Ton ist eine spezielle Art von Schall (s. d.). Im physikalischen Sinne des Wortes ist ein Ton eine Sinusschwingung (pendelförmige Schwingung) eines („tönenden“) Körpers, im psychologischen Sinne die Schallempfindung, die durch diese Sinusschwingung verursacht wird. Was der Physiker der Kürze des Ausdruckes halber oft schon als Ton bezeichnet, ist also weiter nichts als ein rein mechanischer pendelförmiger Schwingungsvorgang. Auch eine gedämpfte Sinusschwingung, die nicht mehr periodisch im strengen Sinne des Wortes ist, erzeugt noch eine annähernd reine Tonempfindung (abklingender Ton). Eine ungedämpfte und genau sinusförmige Schwingung kann man in Wirklichkeit kaum herstellen, sondern muß sich meist mit Annäherung begnügen. Prinzipiell ist aber daran festzuhalten, daß von sämtlichen periodischen Schwingungen nur eine reine Sinusschwingung einen einfachen Ton darstellt. Hierbei hat der Psychologe noch zu prüfen, ob eine Tonempfindung eine wirklich „einfache“ Empfindung ist. Bezüglich der Wahrnehmung kann mit Sicherheit behauptet werden, daß es „Klänge“ gibt, die selbst für das geübteste Ohr aus einem einzigen Tone bestehen. Für die Wahrnehmung gibt es also bestimmt „einfache“ Töne.

Zwei Sinusschwingungen können sich durch ihre Schwingungszahl und durch die Größe ihrer Amplituden unterscheiden, entsprechend zwei „Töne“ durch ihre Höhe und durch ihre Stärke.

Je größer die Schwingungszahl, also je kleiner die Schwingungsdauer oder Periode ist, um so höher ist der Ton. Zur Demonstration dieser Tatsache eignet sich besonders die Sirene (s. d.). Um eine Tonempfindung zu erhalten, dürfen wir die Schwingungszahl nicht ganz willkürlich variieren. Es ist dem eine Grenze gesetzt durch die Fähigkeiten unseres Ohres (s. Hörgrenzen).

Das zweite Charakteristikum eines Tones ist seine Stärke oder Intensität. Es ist streng zu scheiden zwischen objektiv-physikalischer Intensität und subjektiver oder Empfindungsintensität. Die subjektive Intensität ist durchaus noch nicht bestimmt, wenn die objektive Intensität gegeben ist. Unser Ohr ist für Töne verschiedener Höhe verschieden empfindlich, wie ja auch das Auge für verschiedene Farben verschieden empfindlich ist (s. Schallintensität und Hörgrenzen).

Während der „Ton“ im physikalischen Sinne durch Höhe (Schwingungszahl) und Stärke (Amplitude) eindeutig bestimmt ist, können die Tonempfindungen noch weitere Unterschiede aufweisen (s. Tonfarbe). Siehe auch Klang, Schallregistrierung und Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Tonbereich. Gesamtheit aller Schwingungszahlen, die vom Ohr als Töne wahrgenommen werden können. Es handelt sich um die Frequenzen von etwa 30—20000 in der Sekunde. *A. Esau.*

Tonfarbe. Zwei Tonempfindungen können sich außer durch ihre Höhe („Helligkeit“) und ihre Stärke noch durch ein Drittes unterscheiden, durch ihre „Größe“ oder ihr „Volumen“. Diese drei Faktoren Helligkeit, Stärke und Volumen hat C. Stumpf unter dem Namen „Tonfarbe“ zusammengefaßt, wobei m. E. allerdings ein Parallelismus zwischen Tonfarbe und Klangfarbe (s. d.) nicht besteht. Tatsache scheint mir zu sein, daß tiefe Töne als massig, breit, voluminös empfunden werden, während man hohe Töne, entsprechend den ausgelösten Empfindungen, mit Recht als scharf, dünn, spitzig bezeichnet. Die genannten Volumenunterschiede sind vielleicht (nach Waetzmann) dadurch bedingt, daß die von einem Ton erregte Fasergruppe der Basilarmembran (s. Resonanztheorie des Hörens) mit wachsender Tonhöhe an Breite abnimmt.

E. Waetzmann.

Näheres s. E. Waetzmann, Folia Neuro-Biologica Bd. VI, 1912.

Tonfrequenz s. Hörfrequenz und Hörgrenzen.

Tonfrequenzverstärker s. Niederfrequenzverstärker.

Tonhöhe s. Ton.

Tonleiter. Man versteht darunter eine Auswahl bestimmter Tonstufen, die zur Melodiebildung benutzt werden. In bezug auf diese Stufen finden sich in den verschiedenen Zeiten und bei den verschiedenen Völkern sehr erhebliche Unterschiede. Nur eine feste Grundlage scheinen alle Zeiten und alle Völker gemeinsam zu haben, nämlich die, daß sie ihren Einteilungen stets das Intervall (s. d.) der Oktave zugrunde legen. Dieses Intervall wird nun in der verschiedenartigsten Weise unterteilt.

Hierbei achtete man im allgemeinen darauf, daß die Stufenbildung in Konsonanzen (s. d.) erfolgte. Die Quinte ist nächst der Oktave die vollkommenste Konsonanz; so entstanden die Tonleitern aus Quintenfolgen. Geht man vom „Grundton“ 1 um eine Quinte nach unten auf $\frac{2}{3}$ und um eine Quinte nach oben auf $\frac{3}{2}$, fügt die Oktave 2 zu 1 hinzu und setzt statt $\frac{2}{3}$, um in die Oktave 1—2 hineinzukommen, $\frac{4}{3}$, so erhält man die Tonfolge

$$1 \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad 2,$$

also Grundton, Quarte, Quinte und Oktave. Mit Saiten von diesen relativen Tonhöhen war die älteste Lyra der Griechen ausgerüstet, die zur Begleitung beim Deklamieren auf der Bühne benutzt wurde.

Die Chinesen gingen von $\frac{2}{3}$ aus noch um eine weitere Quinte abwärts und von $\frac{3}{2}$ aus noch um eine weitere Quinte aufwärts. Verfährt man im übrigen wie vorher, so erhält man die Tonfolge

$$1 \quad \frac{9}{8} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{1}{9} \quad 2,$$

die auch (noch jetzt gesungenen) schottischen und irischen Volksliedermelodien zugrunde liegt.

Die Pythagoräer gingen von 1 um eine Quinte abwärts und um fünf Quintenschritte aufwärts. Verfährt man wieder wie vorher, so ergibt sich die Tonfolge

$$1 \quad \frac{9}{8} \quad \frac{81}{64} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{27}{16} \quad \frac{243}{128} \quad 2,$$

die zahlreichen späteren Tonskalen bis zum 16. Jahrhundert zur Grundlage gedient hat.

Solange man nur homophone Musik machte, kam es auf gutes Zusammenklingen der einzelnen Töne der Skala nicht an; das wurde erst wichtig, als sich die polyphone Musik und die moderne harmonische Musik zu entwickeln begann, wobei in der harmonischen Musik noch dem Prinzip der Klangverwandtschaft (s. d.) eine ausschlaggebende Rolle zufiel.

Die moderne diatonische Durskala ist von Chladni aus dem Durakkord (s. Akkord)

$$1 \quad \frac{4}{4} \quad \frac{3}{2}$$

in der Weise abgeleitet worden, daß an $\frac{3}{2}$ und 1 noch je zwei weitere Töne angesetzt werden, die mit $\frac{3}{2}$ bzw. 1 einen neuen Durakkord bilden. Also folgt

$$\frac{2}{3} \quad \frac{5}{6} \quad 1 \quad \frac{5}{4} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{1}{5} \quad \frac{9}{4}.$$

Verfährt man wieder wie vorhin, so ergibt sich

$$1 \quad \frac{9}{8} \quad \frac{5}{4} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{5}{3} \quad \frac{1}{5} \quad 2$$

$$c \quad d \quad e \quad f \quad g \quad a \quad h \quad c'.$$

In genau analoger Weise ergibt sich aus dem Molldreiklang $1 \quad \frac{6}{5} \quad \frac{3}{2}$ die diatonische Mollskala

$$1 \quad \frac{9}{8} \quad \frac{6}{5} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{8}{5} \quad \frac{9}{5} \quad 2$$

$$c \quad d \quad es \quad f \quad g \quad as \quad b \quad c'.$$

Soll nun die reine Durtonleiter nicht nur von c, sondern auch von jedem anderen ihrer Töne aus gespielt werden können, so braucht man dazu noch 11 weitere Töne; wird das gleiche auch für die Molltonleiter verlangt, so kommen abermals 11 Töne hinzu. Wird außerdem noch verlangt, daß Dur- und Molltonleiter auch von den gegen die ursprünglichen Töne um je einen Halbton erhöhten bzw. vertieften Tönen aus gespielt werden können, so tritt eine weitere große Anzahl neuer Töne auf. Von allen diesen Tönen liegen eine ganze Anzahl sehr nahe aneinander. Man vereinfacht nun zunächst in der Weise, daß Töne, deren Schwingungszahlen sich nur um den Faktor $\frac{8}{6}$ (das sog. Komma) voneinander unterscheiden, gleich gesetzt werden. Indem dann noch weitere, schon recht erhebliche Vernachlässigungen eingeführt werden, wird die

Zahl der Töne innerhalb einer Oktave zunächst auf 21 und dann, durch Ersetzen der mehrfachen, zwischen den ursprünglichen Tönen der diatonischen Leitern liegenden Töne durch je einen, auf 12 reduziert. Es entsteht so die „temperierte“ Skala. Je nachdem die Unreinheiten gleichmäßig auf alle Intervalle innerhalb der Oktave verteilt sind, oder die Quinten als die empfindlichsten Konsonanzen rein erhalten und die Unreinheiten nur auf die übrigen Intervalle verteilt sind, ist die temperierte Stimmung „gleichschwebend“ oder „ungleichschwebend“. Bei ersterer ist das Oktavenintervall in 12 genau gleiche Tonstufen eingeteilt. Die Schwingungszahl eines höheren Tones erhält man dann aus der des benachbarten tieferen, wenn die letztere mit $\sqrt[12]{2}$ multipliziert wird. Das ist die sog. chromatische Tonleiter.

Bei Instrumenten mit festen Tönen, wie beispielsweise dem Klavier, würde die Handhabung zu unbequem werden, wenn innerhalb jeder Oktave sämtliche bei reiner Stimmung gebrauchten Töne vorhanden sein sollten. Deshalb wird bei diesen Instrumenten die temperierte Stimmung angewandt. Andere Instrumente, wie beispielsweise Violine und Gesangstimme, haben sämtliche Töne in kontinuierlichem Übergang zur Verfügung und können daher ohne weiteres in reiner Stimmung benutzt werden.

E. Waetzmann.

Näheres s. H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

Tonmaschine. Vorrichtung zum Empfang ungedämpfter Schwingungen, bei der die Herstellung der Schwebungsfrequenz auf maschinellem Wege erfolgt.

A. Esau.

Tonpilz wird von Hahnemann und Hecht ein geschlossenes (nicht strahlendes) mechanisches Schwingungsgebilde genannt, dessen Masse und Elastizität örtlich getrennt sind — in Analogie zu einem elektromagnetischen Schwingungskreis mit kapazitätsfreier Selbstinduktion und induktionsfreier Kapazität, verbunden durch einen nicht strahlenden Ohmschen Widerstand. Für die Massen läßt sich die genannte Forderung leicht verwirklichen, während die Herstellung praktisch massfreier Elastizitäten immer schwieriger wird, je höher die Schwingungszahl liegt. Für Schwingungszahlen, wie sie in der technischen Akustik vielfach üblich sind, werden longitudinal beanspruchte Stäbe als Elastizitäten benutzt.

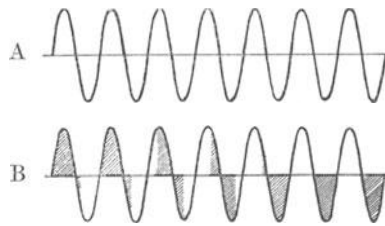
Die Einführung des Tonpilzes hat den Zweck, einfachere Begriffe und Gesetzmäßigkeiten herauszuschälen als es an Schwingungsgebilden möglich ist, bei denen Masse und Elastizität nicht getrennt, sondern, wie beispielsweise bei der Saite, über das ganze Gebilde verteilt sind (s. a. Tonraum.)

E. Waetzmann.

Näheres s. Hahnemann u. Hecht, Akustik, in Gehlhoffs Lehrbuch der techn. Physik. J. A. Barth, Leipzig 1924.

Tonrad. Ein von Goldschmidt für den Empfang ungedämpfter elektrischer Schwingungen angegebener Apparat, der den Schwebungsempfängern zugerechnet werden kann. Die Schwebungen werden dadurch erzeugt, daß die Hochfrequenzschwingungen rhythmisch unterbrochen werden, wobei die Unterbrechungszahl etwas abweicht von der aufgedrückten Periode des Wechselstroms. Die Tonhöhe der Signale ist gegeben durch die Differenz der Hochfrequenzperiodenzahl gegen die Unterbrechungszahl.

Fig. A stellt den nicht unterbrochenen Hochfrequenzstrom dar. Fig. B gibt den Verlauf des Tonradstromes wieder, der durch die schraffierten Kurvenstücke dargestellt ist, wobei die Unter-



A.: Nicht unterbrochener Hochfrequenzstrom;
B.: Verlauf des Tonradstromes.

brechungszahl etwas von der Periodenzahl des Wechselstromes abweicht. Da die Augenblickswerte des Stromes bald vorwiegend positiv, bald negativ sind, so erhält man eine Art Schwebung, die im Telephon als Ton gehört wird.

A. Esau.

Tonraum wird von Hahnemann und Hecht die Grundform des geschlossenen Schwingungsgebildes für gasförmigen oder flüssigen Aggregatzustand genannt. Er wird gebildet von zwei Räumen, die durch einen Kanal verbunden sind. Die beiden Räume sind die Träger der potentiellen Energie des Schwingungsgebildes, während der Sitz der kinetischen Energie der Verbindungskanal ist; deshalb müssen die Abmessungen klein gegen die Viertelwellenlänge des Tones sein (s. a. Tonpilz).

E. Waetzmann.

Näheres s. Hahnemann u. Hecht, Akustik, in Gehlhoffs Lehrbuch der techn. Physik. Leipzig 1924.

Tonselektion. Vorrichtung zur Steigerung der Störungsfreiheit von Empfangseinrichtungen für drahtlose Telegraphie gegenüber unerwünschten fremden Störwellen, die entweder akustische oder elektrische Resonanzerscheinungen benutzt.

A. Esau.

Topfmagnete (Glockenmagnete) haben etwa die Gestalt einer Topfkuchenform, wobei die äußere Wand den einen, der innere Zapfen den zweiten Schenkel bildet, der bei Elektromagneten auch die Wickelung trägt; der Anker besteht aus einer ebenen Scheibe. Infolge des guten magnetischen Schlusses und daher geringen magnetischen Widerstandes sind die Topfmagnete verhältnismäßig sehr kräftig.

Gumlich.

Topographische Korrektur s. Schwerkraft.

Topologie heißt derjenige Teil der Mathematik, der sich mit der Gestalt der Flächen im allgemeinsten Sinne beschäftigt. Unter topologischen Eigenschaften werden diejenigen Eigenschaften der Flächen verstanden, die sich bei beliebigen, aber überall eindeutigen und stetigen Transformationen erhalten. So ist die Kugelfläche topologisch äquivalent der Eifläche, beides sind geschlossene Flächen; aber sie ist topologisch verschieden von der Ebene, denn es ist nicht möglich, die sämtlichen Punkte der Kugelfläche denen der Ebene eindeutig und stetig zuzuordnen. Auch verschiedendimensionale Mannigfaltigkeiten sind topologisch verschieden. Für die Charakterisierung der topologischen Gestalt hat man den Begriff des Zusammenhangs geprägt; so heißt eine Kugelfläche einfach zusammenhängend, eine Torusfläche (d. i. die Oberfläche eines ringförmigen Kreiswulstes) zweifach zusammenhängend usw. Die topo-

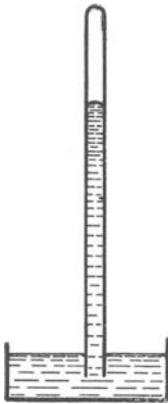
logischen Begriffe lassen sich sinngemäß auf Mannigfaltigkeiten höherer Dimensionszahl übertragen.

H. Reichenbach.

Näheres s. Klein, Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus, S. 113 ff. Julius Springer, Berlin.

Toricelli, Prinzip von — s. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Toricellischer Versuch. Ein vor dem Versuch durch Erwärmen gut getrocknetes, einseitig geschlossenes Glasrohr von über 760 mm Länge wird mit Quecksilber voll gefüllt und etwa eingeschlossene oder an der Wandung haftende Luftreste werden entfernt. Taucht man dann das offene Ende, ohne dabei der Luft Zutritt zu gewähren, in ein breiteres offenes, ebenfalls Quecksilber enthaltendes Gefäß (s. Fig.), d. h. gibt man die während des Eintauchens verschlossen gehaltene Öffnung des Rohres erst frei, nachdem sie sich unter dem freien Spiegel des Quecksilbers im größeren Gefäß befindet, so sinkt das Quecksilber in der Röhre ab, bis sich sein Spiegel (Meniskus) der Größe des äußeren Luftdruckes auf den freien Quecksilberspiegel im größeren Gefäß entsprechend etwa 760 mm über diesem Spiegel befindet. Die Quecksilbersäule im Rohr wird vom Luftdruck getragen.



Toricellischer Versuch.

Über dem Quecksilber im Rohr bildet sich ein hohes Vakuum, da die Dampfspannung des Quecksilbers bei Zimmertemperatur sehr gering ist.

Diesen, nach ihm benannten Versuch beschrieb und deutete zuerst Torricelli im Jahre 1643; das Vakuum wird Torricellisches Vakuum genannt. Einen „horror vacui“, d. h. daß die Natur die Entstehung leerer Räume nicht zuläßt, wie früher zur Deutung des Hochsaugens (Aufsteigens) der Flüssigkeit angenommen wurde, hat Torricelli durch diesen Versuch und seine richtige Erklärung widerlegt.

Eisner.

Toricellisches * Theorem. Der Ausfluß einer Flüssigkeit aus einem Gefäß unter der Wirkung der Schwere kann aus den Eulerschen Gleichungen (s. d.) bzw. dem Bernoullischen Theorem (s. d.) bestimmt werden. Steht im Gefäß der Flüssigkeitsspiegel unter Atmosphärendruck und ist die Wassergeschwindigkeit des Spiegels im (großen) Gefäß im Verhältnis zur Geschwindigkeit in der (kleinen) Ausflußöffnung sehr klein, so beträgt die Ausflußgeschwindigkeit, wenn im Ausflußstrahl parallele Stromfäden vorausgesetzt werden und der Ausfluß in die freie Atmosphäre erfolgt: $v = \sqrt{2gh}$. Hier ist h die Tiefenlage der Ausflußöffnung (gegebenenfalls durch Integration über die Mündung zu ermitteln) unter dem in konstanter Höhenlage gedachten Spiegel. Die Ausflußgeschwindigkeit ist also ebenso groß, als wenn die Teilchen von der Höhe des Spiegels aus im freien Fall auf das Niveau der Öffnung gelangt wären. Dieser Satz heißt: Toricellisches Theorem (1643). Erfolgt der Ausfluß unter Überdruck

Δp , so folgt sinngemäß: $v = \sqrt{\frac{2g \cdot \Delta p}{\gamma}}$ bzw.

$= \sqrt{2g \left(h + \frac{\Delta p}{\gamma} \right)}$ mit γ = spezifischem Gewicht und g = Schwerebeschleunigung. Über die wirklichen Vorgänge s. Ausfluß.

Eisner.

Toricellisches Vakuum s. Torricellischer Versuch.

Toroid. Ring mit kreisförmigem Querschnitt, der vielfach zu magnetischen Messungen benützt wird.

Gumlich.

Torsion, Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften, s. Aeolotropie.

Torsion (von geraden Stäben). Die einzelnen aufeinanderfolgenden Querschnitte eines geraden Stabes, der nur durch ein Torsionsmoment um die Stabachse (s. Spannungsergebnisse und Spannungsmoment) beansprucht ist, werden verwölbt und gegeneinander verdreht; zur Stabachse parallele Gerade werden schraubenlinienähnlich verzerrt. Sei (O, x, y, z) ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen Nullpunkt in den Schwerpunkt der Querschnittsfigur fällt, welche durch die zur Stabachse z normale Ebene $z = 0$ ausgeschnitten wird. Die in einem beliebigen Querschnitte $z = \text{konstant}$ übertragenen Spannungen

$$\hat{s}_z = e_x \tau_{zx} + e_y \tau_{yz} + e_z \sigma_z$$

haben nach Voraussetzung die Schnittkraft Null

$$\mathcal{S} = \int_F \hat{s}_z dF = 0$$

und ein Schnittmoment

$$\mathcal{M} = \int [r \hat{s}_z] dF = e_z M_z,$$

dessen Biegungskomponenten M_x und M_y verschwinden (r = Ortsvektor des Flächenelements dF bezüglich des Querschnittsschwerpunktes).

Im Sonderfalle eines *isotropen, prismatischen Stabes* herrscht in den Querschnitten $z = \text{konst.}$ bei verschwindenden Massenkräften eine reine Schubspannungsbeanspruchung, da $\sigma_z = 0$ ist. Die Verteilung der Schubspannungen über den Querschnitt erhält man mit Hilfe der sog. *Torsionsfunktion* Φ , deren Bedeutung aus den folgenden Gleichungen (1) für die Verschiebungskomponenten der Punkte des Prismas zu erkennen ist.

$$(1) \quad u = -\omega yz, \quad v = \omega xz, \quad w = \omega \Phi(x, y).$$

Die Schubspannungen sind

$$(2) \quad \tau_{zx} = G \omega \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} - y \right), \quad \tau_{yz} = G \omega \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} + x \right),$$

alle übrigen Komponenten des Spannungstensors für das Koordinatensystem (O, x, y, z) verschwinden.

Die Torsionsfunktion $\Phi(x, y)$ ist für alle Punkte (x, y) des Querschnitts F so zu bestimmen, daß sie der Gleichung

$$(3) \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0$$

genügt und die Mantelfläche des Stabes spannungsfrei ist. Das Torsionsmoment ist

$$(4) \quad M_z = \omega C,$$

worin

$$(5) \quad C = G \iint \left\{ x^2 + y^2 + x \frac{\partial \Phi}{\partial y} - y \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right\} dx dy$$

die von Form und Größe des Querschnitts abhängige *Torsionssteifigkeit* oder *Drillungssteifigkeit* des Stabes bedeutet und G der Schubmodul ist (s. Elastizitätskonstanten). Der *Drall* ω ist die auf die Längeneinheit der Stabachse bezogene relative Verdrehung der aufeinanderfolgenden Stabquerschnitte. Die Gestalt der verwölbtten Querschnitte $z = \text{konstant}$ ist bis auf den Faktor ω durch die Torsionsfunktion $\Phi(x, y)$ dargestellt, deren Be-

stimmung für verschiedene Berandungen oft als Torsionsproblem bezeichnet wird.

Bei der Torsion isotroper, prismatischer Stäbe ist eine unmittelbare Ermittlung der Schubspannungen möglich, wenn man eine Spannungsfunktion $\chi(x, y)$ durch die Gleichungen

$$(6) \quad \tau_{zx} = G \omega \frac{\partial \chi}{\partial y}, \quad \tau_{yz} = -G \omega \frac{\partial \chi}{\partial x}$$

einführt. Die Kurven $\chi = \text{konstant}$ sind *Schubspannungslinien*, d. h. in jedem Punkte (x, y) des Querschnitts fällt die resultierende Schubspannung $\hat{s}_z = e_x \tau_{zx} + e_y \tau_{yz}$ in die Richtung der Tangente der Kurve $\chi = \text{konstant}$, welche durch den betreffende Punkt (x, y) hindurchgeht. Da die Schubspannungen am Rande des Querschnitts die Richtung der Randlinie haben, ist die Berandung eine Schubspannungslinie und der Wert der Spannungsfunktion χ längs einer Randlinie konstant.

Die Spannungsfunktion $\chi(x, y)$ hängt nur von Größe und Gestalt des Stabquerschnitts ab. Sie genügt der Differentialgleichung

$$(7) \quad \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} + 2 = 0.$$

Setzt man für einen prismatischen Stab mit einem einfach zusammenhängenden Querschnitt („Vollstab“) den Wert der Spannungsfunktion an der Berandung Null ($\chi_{\text{rand}} = 0$), so ist das Torsionsmoment

$$(8) \quad M_z = 2 G \omega \iint \chi \, dx \, dy,$$

die Torsionssteifigkeit des Stabes

$$(9) \quad C = 2 G \omega \iint \chi \, dx \, dy$$

und der Drall

$$(10) \quad \omega = \frac{M_z}{C},$$

worin die Doppelintegrale über die ganze Querschnittsfläche F zu erstrecken sind. Zwischen der Spannungsfunktion χ und der Torsionsfunktion Φ besteht ein einfacher Zusammenhang. Ist nämlich Ψ die zu Φ konjugierte harmonische Funktion, für welche die Beziehungen

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = + \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = - \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0$$

gelten, so ist die Spannungsfunktion

$$(11) \quad \chi = \Psi - \frac{1}{2}(x^2 + y^2).$$

Bei mehrfach zusammenhängenden Stabquerschnitten (Hohlquerschnitten) treten in den Gleichungen (8) und (9) kleine Änderungen ein, weil der Wert $\chi_{\text{rand}} = \text{konstant}$ der Spannungsfunktion auf verschiedenen (nicht zusammenhängenden) Randlinien im allgemeinen nicht der gleiche sein wird.

Für kreisförmige Querschnitte verschwindet die Torsionsfunktion bei Drillung um die Stabachse ($\Phi = 0$). Sodann bleiben die Querschnitte $z = \text{konstant}$ eben und die Schubspannungen sind laut Gl. (2) proportional dem Abstand von der Stabachse. Die Torsionssteifigkeit ist für kreiszylindrische Stäbe vom Halbmesser a

$$C = G \cdot \frac{\pi a^4}{2},$$

so daß der Drall

$$\omega = \frac{M_z}{G J_p}$$

wird, wenn mit $J_p = \frac{\pi a^4}{2}$ das polare Trägheitsmoment der Kreisquerschnitte bezeichnet ist.

Ferner findet man mit $\Psi = \frac{a^2}{2} = \text{konstant}$ für die Spannungsfunktion

$$\chi = \frac{a^2}{2} - \frac{x^2 + y^2}{2}, \quad \chi_{\text{rand}} = 0$$

und für die Schubspannungen

$$\tau_{zx} = - \frac{M_z}{J_p} y, \quad \tau_{yz} = + \frac{M_z}{J_p} x.$$

Das Torsionsproblem ist bereits von B. d. St. Venant für eine Reihe von Berandungen gelöst worden. Vergl. Balken und Stäbe, Spannungsergebnisse und Spannungsmoment. *F. Schleicher*.

Eine Übersicht über die wichtigsten Ergebnisse der Theorie gibt Th. Pöschl, Bisherige Lösungen des Torsionsproblems. *Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech.* 1921, S. 312 bis 328. Näheres über die Torsionstheorie s. Love, Lehrbuch der Elastizität. Leipzig 1907.

Torsionsdynamometer. Ein elektrodynamisches Dynamometer (s. Elektrodynamometer), bei dem der Ausschlag durch eine Torsionsfeder auf Null zurückgeführt wird, so daß der Torsionswinkel ein Maß für das Produkt der in beiden Spulen fließenden Ströme darstellt; das Produkt ist dem Torsionswinkel, der an einer Teilung abgelesen werden kann, proportional. *W. Jaeger*.

Torsionsfunktion s. Torsion.

Torsionsgalvanometer (Fröhlich). Ein Nadelgalvanometer (s. d.), bei dem der Magnet (Glockenmagnet) durch Torsion des Aufhängefadens in die Nullage zurückgeführt wird, so daß er stets die gleiche Lage zu der Stromspule einnimmt. Der Torsionswinkel wird an einem Teilkreis abgelesen; die Stromstärke ist dem Torsionswinkel proportional. Dieses von Siemens & Halske in den Handel gebrachte Instrument war vor der Einführung der Westonschen direkt zeigenden Amperemeter in Gebrauch und bildete einen Vorläufer derselben, da auch bei ihm die Stromstärke bzw. Spannung bis auf eine Zehnerpotenz direkt abgelesen werden konnte. Zusammen mit Nebenschlüssen und Vorschaltwiderständen kann es für Messung der Stromstärke und Spannung in mehreren Meßbereichen angewendet werden. Der Magnet muß in den Meridian eingestellt werden. Dieser Umstand und die notwendige Einjustierung mit Stellschrauben sind Nachteile des Instruments, das jetzt fast völlig durch die neueren direkt zeigenden Amperemeter usw. verdrängt worden ist, die auch wesentlich genauere Messungen zulassen. *W. Jaeger*.

Torsionsmagnetometer s. Magnetometer (Kohlrausch und Holborn).

Torsionsmodul (vgl. Torsion). Im CGS-System wird er mit Φ bezeichnet und in Dyn/cm² ausgedrückt, während er als technische Einheit mit F bezeichnet und in kg-Gew./mm² gemessen wird.

Für die Umrechnung gilt: $F = \frac{1}{981 \cdot 10^5} \Phi$. Ist ein einseitig eingespannter kreiszylindrischer Stab oder Draht an seinem freien Ende durch ein Drehmoment \mathcal{D} Dyn \times cm verdreht, so ist

$$\Phi = \frac{1}{a} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{r^4} \cdot \mathcal{D},$$

wenn l = Länge des Stabes oder Drahtes, r = Halbmesser und a = Verdrehungswinkel in absolutem Maße gemessen.

Mit wachsender Temperatur sinkt im allgemeinen der Torsionsmodul etwas stärker als der Elastizitätsmodul (s. Elastizitätskonstanten). *v. Staal*.

Torsionsmoment s. Spannungsergebnisse und Spannungsmoment.

Torsionssteifigkeit s. Torsion.

Torsionswaage. Sie dient zur Messung kleiner Gewichtsmengen mittels der Torsion eines gespannten Fadens. *v. Staal.*

Totalastigmatismus s. Brille.

Totalintensität des Erdmagnetismus. Die totale Stärke des erdmagnetischen Feldes wird nur selten absolut gemessen, sondern meist aus anderen Bestimmungsstücken berechnet (s. Erdmagnetismus).

A. Nippoldt.

Totalreflexion s. Reflexion des Lichtes.

Toter Gang von Schrauben s. Mikrometer-schrauben.

Totwasser s. Kielwasser.

Townsend'sche Theorie. Theorie über das Zustandekommen selbständiger Gasentladungen. Townsend geht davon aus, daß in einem Gase stets Ionen, wenn auch in äußerst geringer Menge, vorhanden sind. Wird in dem Gase ein genügendes elektrisches Feld erzeugt, so bilden sowohl die Elektronen als auch die positiven Ionen durch Stoß neue Ionen, diese ihrerseits wieder neue und so wächst die Ionenmenge lawinenartig an, bis der weiteren Vermehrung entweder durch eine Veränderung der Feldstärke infolge der durch die Ionen bedingten Raumladungen (bei der Glimmentladung) oder durch Erschöpfung der verfügbaren Elektrizitätsmenge (beim Funken) Halt geboten wird. Die Theorie von Townsend gibt die Erscheinungen des Zustandekommens der Entladung gut wieder, weil die erforderlichen Konstanten, nämlich die von einem Elektron oder positiven Ion in einem Feld von E Volt/cm auf l cm seines Weges erzeugte Anzahl neuer Träger, aus zu diesem Zweck veranstalteten Messungen entnommen werden. Der Grundgedanke der Theorie ist zweifellos richtig. Ihre Mängel sind, daß sie die Wirkung der Elektroden außer acht läßt und sich in ihren Einzelannahmen vergreift, so daß sie außerstande ist zu erklären, weshalb bei der Entladung in verdünnten Gasen die Zündspannung vom Material der Elektrode abhängt und man bei der Berechnung der Ionisierungsspannung zu gänzlich falschen Werten kommt. Außerdem leugnet Townsend die ganzen Erscheinungen der Anregungsstöße der Elektronen.

Güntherschulze.

Träger. Von Lenard vorgeschlagene Bezeichnung für elektrisch geladene Atome oder Moleküle, also für Ionen oder Elektronen. *Güntherschulze.*

Trägheitsarm s. Trägheitsmoment.

Trägheitsellipsoid s. Trägheitsmoment.

Trägheitsgesetz s. Impulssätze.

Trägheitskräfte. Als Trägheitskraft bezeichnet man den Widerstand, welchen jede Masse zufolge ihrer Trägheit jeder Änderung ihrer Bewegung entgegengesetzt, genauer das Produkt aus der Masse in den negativen Vektor der Beschleunigung. In dieser Begriffsbestimmung ist die Übertragung des Wechselwirkungsgesetzes von der Statik auf die Kinetik inbegriffen. Insofern nämlich das Produkt aus der Masse in den positiven Vektor der Beschleunigung gleich der äußeren Kraft ist (s. Impulssätze), so sind die bewegende Kraft und die Trägheitskraft einander entgegengesetzt gleich. Wie die äußere Kraft die Wirkung des bewegenden Körpers auf den bewegten vorstellt, so die Trägheitskraft die Gegenwirkung des bewegten auf den bewegenden zurück.

Für besondere Bewegungsarten hat man die Trägheitskräfte sowie ihre statischen Momente noch besonders benannt. So heißt die bei der Kreisbewegung auftretende, der Zentripetalkraft entgegengesetzt gleiche Trägheitskraft die *Zentrifugalkraft* oder *Fliehkraft* vom Betrag

$$F = m \frac{v^2}{r} = m r \omega^2 = m v \omega,$$

wobei v die Bahngeschwindigkeit, ω die Winkelgeschwindigkeit, m die Masse und r der Bahnhalmmesser oder, im Falle einer beliebig gekrümmten Bahn, der Krümmungshalmmesser der Bahn an der betreffenden Stelle ist.

Wenn ein Massenpunkt gezwungen ist, in einer geraden Führung zu bleiben, die sich um einen ihrer Punkte in einer Ebene gleichmäßig dreht, so tritt außer der Zentrifugalkraft noch eine zweite Trägheitskraft auf, so oft der Massenpunkt seine Entfernung r vom Drehpunkt ändert, nämlich eine Gegenwirkung des bewegten Punktes auf die Führung. Diese Trägheitskraft hat den Betrag

$$C = m \cdot 2 \omega \frac{dr}{dt}$$

und steht senkrecht auf der Führung, und zwar entgegengesetzt oder im Sinne der Bewegung, je nachdem dr/dt positiv oder negativ ist. Sie heißt die *Corioliskraft*, und der Ausdruck für sie bleibt auch noch richtig, wenn die Drehung ungleichmäßig wird; nur tritt dann noch eine weitere Trägheitskraft $m r d\omega/dt$ hinzu.

Das bei der Schwenkung der Drehachse eines starren Körpers auftretende Moment der Trägheitskräfte heißt das *Kreiselmoment* (s. Kreisel).

R. Grammel.

Die allgemeinste Darstellung der Trägheitskräfte findet man im Geiger-Scheelschen Handb. d. Physik. Bd. V, S. 446ff.

Trägheitskreis s. Trägheitsmoment.

Trägheitsmoment. 1. Begriffsbestimmung und Einteilung. a) Massenträgheitsmomente. Ist gegeben ein (starrer oder unstarrer) Körper von der Masse m sowie eine Achse, und ist s der Abstand eines Massenelements dm des Körpers von der Achse, so nennt man die Summe der Produkte aller dm mit ihren s^2

$$S = \int s^2 dm$$

das (*axiale*) *Trägheitsmoment des Körpers in bezug auf jene Achse*. Die Größe S ist ein unmittelbares Maß für die Trägheit des Körpers gegenüber Drehungen um jene Achse (s. Impuls). Weil S der Dimension nach stets das Produkt aus einer Masse in das Quadrat einer Länge ist, so definiert man einen „mittleren“ Abstand k durch

$$S = m k^2$$

und nennt k den *Trägheitsarm* (*Trägheitshalmmesser*, *Trägheitsradius*) des Körpers in bezug auf die Achse. Die Länge k bedeutet den Halmmesser eines Zylinders um jene Achse, welcher, wenn die ganze Körpermasse flächenhaft irgendwie auf ihm verteilt gedacht wird, die gleiche Trägheit gegenüber Drehungen um die Achse besitzt wie der Körper selber.

Neben den axialen Trägheitsmomenten spielen in der Dynamik noch zwei ähnliche Bildungen eine Rolle, nämlich die Summe der Produkte aller dm mit den Quadraten ihrer Abstände r von einem Punkt bzw. r' von einer Ebene

$$R = \int r^2 dm, \\ R' = \int r'^2 dm.$$

Sie heißen das (*polare*) *Trägheitsmoment in bezug auf jenen Punkt* bzw. das (*Binetsche*) *Trägheitsmoment in bezug auf jene Ebene*. Endlich führt man noch die Summe der Produkte aller dm mit dem Produkt ihrer Abstände r' und r'' von zwei aufeinander senkrechten Ebenen ein

$$T = \int r' r'' dm$$

und heißt diese das *Deviations- oder Zentrifugalmoment* in bezug auf jene Ebenen. Mitunter spricht man von dem *Deviationsmoment*¹⁾ in bezug auf eine Achse und einen auf ihr gelegenen Punkt und versteht darunter einen Vektor

$$\mathfrak{X} = \int r_1 r_2 dm,$$

wo r_1 den Abstandsvektor des Massenelementes dm von der Achse bedeutet, d. h. das von dm auf die Achse gefällte Lot seiner Größe und Richtung nach, wogegen r_2 die vom Bezugspunkt aus gerechnete Abszisse des Fußpunktes des Lotes vorstellt; die im Integral auszuführende Summierung ist geometrisch (vektoriell) zu denken. T und \mathfrak{X} stehen in folgendem Zusammenhang: Legt man eine Ebene E_1 durch den Bezugspunkt senkrecht zur Achse und zwei weitere Ebenen E_2 und E_3 zueinander senkrecht durch die Achse, so daß also alle drei Ebenen im Bezugspunkt eine rechtwinklige Ecke bilden, so ist die Projektion des Vektors \mathfrak{X} auf die Ebene E_3 identisch mit dem Deviationsmoment T in bezug auf die Ebenen E_1 und E_2 .

Eine Achse heißt *Hauptachse* in bezug auf einen ihrer Punkte, falls das Deviationsmoment \mathfrak{X} in bezug auf diese Achse und jenen Punkt verschwindet; die durch den Punkt senkrecht zur Achse gelegte Ebene heißt *Hauptebene* in bezug auf jenen Punkt; die Trägheitsmomente in bezug auf eine Hauptachse bzw. Hauptebene heißen (*axiale* bzw. *Binetsche*) *Hauptträgheitsmomente*.

Häufig bezieht man den Körper auf ein kartesisches Raumkoordinatensystem. Sind x, y, z die Koordinaten des Massenelementes dm , so sind die Trägheitsmomente bezüglich der Koordinatenachsen

$$A = \int (y^2 + z^2) dm,$$

$B = \int (z^2 + x^2) dm$, $C = \int (x^2 + y^2) dm$,
diejenigen bezüglich der Koordinatenebenen

$A_1 = \int x^2 dm$, $B_1 = \int y^2 dm$, $C_1 = \int z^2 dm$,
dasjenige bezüglich des Nullpunktes

$$R = \int (x^2 + y^2 + z^2) dm,$$

die Deviationsmomente bezüglich je zweier Koordinatenebenen

$$D = \int y z dm, \quad E = \int z x dm, \quad F = \int x y dm.$$

Zwischen diesen Größen bestehen die Beziehungen

$$A = B_1 + C_1, \quad B = C_1 + A_1, \quad C = A_1 + B_1,$$

$$A_1 = \frac{1}{2}(B + C - A), \quad B_1 = \frac{1}{2}(C + A - B),$$

$$C_1 = \frac{1}{2}(A + B - C),$$

$$R = A_1 + B_1 + C_1 = \frac{1}{2}(A + B + C).$$

b) *Flächenträgheitsmomente*. Ist gegeben eine ebene Fläche sowie ein kartesisches Koordinatensystem $x y$ in ihrer Ebene, so nennt man die Integrale, erstreckt über die ganze Fläche,

$$J_x = \int y^2 dF, \quad J_y = \int x^2 dF, \quad J_z = \int r^2 dF,$$

$$J_{xy} = \int x y dF$$

¹⁾ Das Wort *Deviationsmoment* wird in der Lehre vom *Kreisel* (s. d.) in ganz anderer Bedeutung gebraucht.

der Reihe nach: (*axiales*) *Trägheitsmoment in bezug auf die x-Achse*, (*axiales*) *Trägheitsmoment in bezug auf die y-Achse*, (*polares*) *Trägheitsmoment in bezug auf den Nullpunkt*, *Deviations- oder Zentrifugalmoment in bezug auf die x- und y-Achse*. Hierbei ist dF ein Flächenelement mit den Koordinaten x, y und dem Abstand r vom Nullpunkt, und es gilt

$$J_x + J_y = J_z.$$

Diese Trägheitsmomente treten auf bei der Lehre von der Biegung eines Balkens, dessen Querschnitt jene Fläche ist, sowie bei der Lehre von der Drillung (Torsion). Sie sind rein geometrische Größen. Bei J_x, J_y und J_z werden die zugehörigen Trägheitsarme in ganz entsprechender Weise definiert wie bei S , nur daß an Stelle der Masse die ganze Fläche tritt.

2. *Sätze über Massenträgheitsmomente*. Legt man durch den Schwerpunkt des Körpers die zu einer gegebenen Achse parallele Achse und ist S_0 das Trägheitsmoment in bezug auf diese Schwerpunktsachse, sowie k_0 der zugehörige Trägheitsarm, so gilt der Satz von Huygens (Steiner)

$$S = S_0 + m a_0^2 \quad \text{oder} \quad k^2 = k_0^2 + a_0^2,$$

wo a_0 den Abstand beider Achsen mißt. Ganz entsprechende Sätze gelten auch für die anderen Trägheitsmomente, nämlich in leichtverständlichen Bezeichnungen

$$\begin{aligned} R &= R_0 + m a^2, \\ R' &= R_0' + m a'^2, \\ T &= T_0 + m a' a''. \end{aligned}$$

Dabei bezieht sich der Zeiger Null allemal auf den Schwerpunkt bzw. auf die zu den ursprünglichen Ebenen parallelen Schwerpunktsachsen; a', a'' sind die Abstände entsprechender Ebenen, und a bedeutet den Abstand des alten Bezugspunktes vom Schwerpunkt. Es genügt also, die Trägheits- und Deviationsmomente in bezug auf die Schwerpunktsachsen und -Ebenen zu kennen; dann sind sie auch für alle anderen Achsen und Ebenen bekannt. Unter allen parallelen Achsen bzw. Ebenen ist das axiale bzw. Binetsche Trägheitsmoment am kleinsten in bezug auf diejenige, die den Schwerpunkt trägt. Unter allen polaren Trägheitsmomenten ist dasjenige in bezug auf den Schwerpunkt das kleinste.

Ist ein rechtwinkliges Achsenkreuz in den Körper gelegt und sind die Größen $A, B, C, A_1, B_1, C_1, D, E, F$ in bezug auf diese Achsen und die Achsenebenen bekannt, so ist das axiale Trägheitsmoment S in bezug auf eine vierte Achse durch den Achsenmittelpunkt mit den Richtungskosinussen α, β, γ gegen die drei Achsen gegeben durch

$$S = A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2 - 2D\beta\gamma - 2E\gamma\alpha - 2F\alpha\beta$$

und ebenso das Binetsche R' in bezug auf eine vierte Ebene durch den Achsenmittelpunkt mit den Neigungskosinussen α, β, γ gegen die drei Achsenebenen durch

$$R' = A_1\alpha^2 + B_1\beta^2 + C_1\gamma^2 + 2D\beta\gamma + 2E\gamma\alpha + 2F\alpha\beta.$$

Um diejenigen Achsen eines Körpers aufzufinden, welche Hauptachsen in bezug auf einen ihrer Punkte sind, benutzt man die Sätze: Hat ein Körper eine Symmetrieebene, so sind alle auf dieser senkrechten Achsen Hauptachsen in bezug auf ihren Durchstoßungspunkt durch die Ebene. Eine Achse ist im allgemeinen Hauptachse in bezug auf nur einen ihrer Punkte; sie ist es dagegen für alle ihre Punkte, wenn sie den Schwerpunkt trägt und für diesen eine Hauptachse ist; insbesondere ist auch jede Symmetrieebene eine solche Hauptachse für alle ihre Punkte. Unter allen durch einen Punkt O gelegten

Achsen sind diejenigen Hauptachsen, in bezug auf welche das axiale Trägheitsmoment einen Extremwert oder einen Sattelwert besitzt (Sattelwert soll heißen: Extremwert je unter allen Achsen durch je eine auch jene Achse enthaltende Ebene, also teils Höchst-, teils Tiefstwert bei den verschiedenen Ebenen). Hinsichtlich der Zahl der Hauptachsen in bezug auf einen Punkt gibt es nur folgende drei Möglichkeiten: (a) entweder sind alle durch den Punkt gehenden Achsen Hauptachsen mit lauter gleichen axialen Trägheitsmomenten, (b) oder alle durch den Punkt gehenden und einer einzigen Ebene angehörenden Achsen sind Hauptachsen mit gleichen axialen Trägheitsmomenten, und außerdem ist die darauf senkrechte Achse eine Hauptachse, jedoch mit anderem axialem Trägheitsmoment, (c) oder es gibt nur drei, und zwar auf einander senkrecht stehende Hauptachsen durch den Punkt mit lauter verschiedenen axialen Hauptträgheitsmomenten. Im Falle (a) sind alle Ebenen durch den Punkt Hauptebenen, im Falle (b) alle Ebenen durch die isolierte Hauptachse sowie die Ebene der anderen Hauptachsen, im Falle (c) gibt es nur drei Hauptebenen, nämlich die durch je zwei Hauptachsen bestimmten. Es sind übrigens einfache Methoden entwickelt worden, um die Hauptachsen in bezug auf irgend einen Punkt zu finden, wenn die Hauptachsen und Hauptträgheitsmomente in bezug auf den Schwerpunkt bekannt sind.

Trägt man die reziproken Quadratwurzeln der axialen Trägheitsmomente eines Körpers in bezug auf alle durch einen Punkt gehenden Achsen von diesem Punkte aus als Strecken nach beiden Seiten auf der zugehörigen Achse ab, so liegen die Endpunkte dieser Strecken auf einem Ellipsoid, welches das *Trägheitsellipsoid* in bezug auf jenen Punkt als Mittelpunkt heißt. Die Hauptachsen des Ellipsoids sind Hauptachsen in bezug auf jenen Punkt. Im Falle (a) ist das Ellipsoid eine Kugel, im Falle (b) ein Umdrehungsellipsoid. (Es sind auch noch andere Ellipsoide im Gebrauch, um die Trägheitsmomente eines Körpers für alle Achsen durch einen Punkt darzustellen; sie haben aber keine so unmittelbare Bedeutung für die Dynamik wie das zuerst genannte; vgl. den Art. Poinsotbewegung.)

Bei den Flächenträgheitsmomenten J tritt an die Stelle des Trägheitsellipsoids die in der Ebene gelegene *Trägheitsellipse*, deren Fahrstrahlen vom Mittelpunkt nach dem Umfange gleichfalls die reziproken Quadratwurzeln der axialen Trägheitsmomente der Fläche in bezug auf die im Fahrstrahl liegende Achse messen. Häufig benützt man daneben die sog. *Culmannsche Ellipse*, welche man als Einhüllende der Geraden erhält, die zu allen durch den Mittelpunkt gehenden Achsen in je einem Abstände gezeichnet werden, der gleich dem Trägheitsarm bezüglich der betreffenden Achse ist. Die Culmannsche Ellipse ist der Trägheitsellipse ähnlich, und zu ihr ähnlich gelegen; das Größenverhältnis beider wechselt jedoch mit der Lage des Mittelpunktes. Alle Culmannschen Ellipsen enthalten den Schwerpunkt der Fläche im Innern; unter ihnen kommen auch zwei Kreise vor (die sog. *Mohrschen Trägheitskreise*), mit Hilfe deren man in sehr einfacher Weise alle Trägheitsmomente der Fläche und die Hauptachsen durch jeden Punkt finden kann.

Bezogen auf den Schwerpunkt als Mittelpunkt spricht man von *Zentralellipsoid* bzw. *Zentralellipse*.

3. Die Ermittlung der Trägheitsmomente geschieht bei geometrisch einfachen Körpern rechnerisch (man findet die Ergebnisse vielfach zusammengestellt, z. B. in „Hütte“, des Ingenieurs Taschenbuch Bd. I), bei ebenen Figuren auch mit den Hilfsmitteln der graphischen Statik, bei Körpern von unregelmäßiger oder nicht einfacher Gestalt durch einen oder mehrere Schwingungsversuche (s. Pendel). Hinsichtlich des Deviationsmomentes T greift man zu geeigneten Impulsmessungen (s. Impuls).

R. Grammel.

Näheres s. E. J. Routh, Die Dynamik der Systeme starrer Körper, deutsch von A. Schepp, Leipzig 1898, Bd. 1, Kap. I.

Trägheitsmomente der Erde. Die Differenz der beiden Hauptträgheitsmomente ist charakteristisch für die Zunahme der Dichte im Erdinnern. Von ihr hängt auch der Wert der Abplattung, der Unterschied der Schwere am Pol und Äquator, gewisse Glieder der Mondbewegung und der Betrag der Präzession ab. Ist M die Erdmasse und a ihr Radius, so ist nach Helmert:

$$C - A = 0,0010865 a^2 M$$

$$C - A = 0,003272 C$$

$$C = 0,3321 a^2 M$$

$$A = 0,3310 a^2 M$$

(s. Dichte im Erdinnern).

A. Prey.

Trägheitsradius s. Trägheitsmoment.

Tragender Faden s. Faden, tragender.

Tragfläche s. Flügel.

Tragflächenkühler heißt eine Kühlerkonstruktion, bei welcher die Kühlrippen in den Flügel eingebaut sind, die also dem Wind keine Stirnfläche bietet und daher keinen großen Widerstand besitzen soll. Der Tragflächenkühler wird von einem Luftstrom durchspült, der von der Unterseite nach der Oberseite des Flügels gerichtet ist und daher den Auftrieb des Flügels vermindern muß. Modellversuche haben gezeigt, daß diese Verminderung für die Leistungsfähigkeit des Flugzeugs ausschlaggebender ist als die immerhin nicht vollständige Ersparnis an Kühlerwiderstand.

L. Hopf.

Tragflügel s. Flügel.

Tragflügeltheorie heißt die rechnerische Durchführung der Zirkulationstheorie des Flügelauftriebs für endliche Spannweiten, insbesondere die Lehre vom induzierten Widerstand (s. d.). Der Auftrieb (Kraft senkrecht zur Flugrichtung) wird auf eine Zirkulation um den Flügel zurückgeführt, deren Größe durch die Bedingung glatten Abströmens an der hinteren Spitze des Flügels erzwungen wird. Die Wirbelfäden, welche von dieser Zirkulation umschlungen werden, liegen im Flügel, bzw. an dessen Oberfläche; sie enden nicht am seitlichen Flügelende, sondern setzen sich von jedem Querschnitt aus hufeisenförmig nach hinten in den vom Flügel überstrichenen Raum fort. Ihre Verteilung längs der Spannweite hängt von der Auftriebsverteilung ab; die Abnahme des Auftriebs längs des Flügels an einem bestimmten Flügелеlement nach außen ist nämlich maßgebend für die von diesem Flügелеlement ausgehenden Wirbel; die Energie dieser Wirbel muß durch die Arbeit gegen den sog. induzierten Widerstand aufgebracht werden. Die Durchrechnung der günstigsten Verhältnisse, sowie die Übertragung auf mehrere Flügel bildet den Inhalt der von Prandtl ausgearbeiteten Tragflügeltheorie, welche den praktischen Flugzeugberechnungen heute allgemein zugrunde gelegt wird. Auch auf Luft- und Wasserschrauben ist die Theorie übertragen worden.

L. Hopf.

Tragglas s. Mikroskop.

Tragkraft, magnetische s. Zugkraft.

Tragwerk nennt man die Gesamtheit aller Auftrieb erzeugenden Teile eines Flugzeuges. Bei Doppeldeckern rechnet man auch die Verspannung der Flügel gegeneinander zum Tragwerk.

L. Hopf.

Transformation s. Additionstheorem der Geschwindigkeiten; Lorentztransformation; Relativitätsprinzip nach Gallilei und Newton; Relativitätsprinzip, spezielles nach Einstein; Relativitätstheorie spezielle.

Transformation der Frequenz s. Frequenzwandler.

Transformation der Spannungskomponenten. Der Spannungszustand in einem Punkte ist bekannt, wenn z. B. die sechs Spannungskomponenten $\sigma_x \dots \tau_{yz}$ gegeben sind, welche zu drei orthogonalen Schnittrichtungen mit den Normalen x, y, z gehören. Ist (O, ξ, η, ζ) ein zweites orthogonales Koordinatensystem, das mit dem ersten Koordinatensystem (O, x, y, z) durch das Transformationsschema ver-

	x	y	z
ξ	l_1	m_1	n_1
η	l_2	m_2	n_2
ζ	l_3	m_3	n_3

bunden ist, so sind die Spannungskomponenten $\sigma_\xi \dots \tau_{\eta\zeta} \dots$ bezüglich der Schnittrichtungen ξ, η, ζ aus drei Transformationsgleichungen vom Typus

$$(1a) \quad \sigma_\xi = l_1^2 \sigma_x + m_1^2 \sigma_y + n_1^2 \sigma_z + 2m_1 n_1 \tau_{yz} + 2n_1 l_1 \tau_{zx} + 2l_1 m_1 \tau_{xy},$$

$$(1b) \quad \tau_{\eta\zeta} = l_2 l_3 \sigma_x + m_2 m_3 \sigma_y + n_2 n_3 \sigma_z + (m_2 n_3 + m_3 n_2) \tau_{yz} + (n_2 l_3 + n_3 l_2) \tau_{zx} + (l_2 m_3 + l_3 m_2) \tau_{xy}$$

zu berechnen.

Die Größen

$$(2) \quad \begin{cases} S_1 = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z = 3p \\ S_2 = \sigma_y \sigma_z + \sigma_z \sigma_x + \sigma_x \sigma_y - \tau_{yz}^2 - \tau_{zx}^2 - \tau_{xy}^2 \\ S_3 = \sigma_x \sigma_y \sigma_z + 2 \tau_{yz} \tau_{zx} \tau_{xy} - \sigma_x \tau_{xy}^2 - \sigma_y \tau_{zx}^2 - \sigma_z \tau_{xy}^2 \end{cases}$$

sind gegenüber allen orthogonalen Transformationen (O, ξ, η, ζ) invariant. Diese sog. *Invarianten des Spannungszustandes* oder *Skalare des Spannungstensors* sind für die Hauptachsentransformation von Bedeutung. Die Wurzeln $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ der kubischen Gleichung

$$(3) \quad \sigma_i^3 - S_1 \sigma_i^2 + S_2 \sigma_i - S_3 = 0, \quad (i = 1, 2, 3)$$

sind die Hauptspannungen (s. d.). Die Richtungen der Hauptachsen des Spannungszustandes findet man nach Bestimmung der Hauptspannung $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ aus den Transformationsgleichungen (1), wenn man darin $\sigma_\xi = \sigma_1$ usw., $\tau_{\eta\zeta} = \dots = 0$ setzt.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (deutsch von Timpe). Leipzig 1907. § 49 u. § 53.

Transformation der Verzerrungskomponenten. Der Verzerrungszustand in einem Punkte ist durch die sechs Verzerrungskomponenten $\epsilon_x \dots \gamma_{yz} \dots$

bezüglich eines rechtwinkligen Koordinatensystems (O, x, y, z) vollständig beschrieben. Ein zweites orthogonales Koordinatensystem (O, ξ, η, ζ) sei durch das folgende Transformationsschema gegeben. Die

	x	y	z
ξ	l_1	m_1	n_1
η	l_2	m_2	n_2
ζ	l_3	m_3	n_3

Verzerrungskomponenten $\epsilon_\xi, \epsilon_\eta, \epsilon_\zeta, \gamma_{\eta\zeta}, \gamma_{\zeta\xi}, \gamma_{\xi\eta}$ bezüglich des Koordinatensystems (O, ξ, η, ζ) sind dann aus den Transformationsgleichungen

$$(1) \quad \begin{cases} \epsilon_\xi = l_1^2 \epsilon_x + m_1^2 \epsilon_y + n_1^2 \epsilon_z + m_1 n_1 \gamma_{yz} + n_1 l_1 \gamma_{zx} + l_1 m_1 \gamma_{xy} \\ \dots \\ \gamma_{\eta\zeta} = 2 l_2 l_3 \epsilon_x + 2 m_2 m_3 \epsilon_y + 2 n_2 n_3 \epsilon_z + (m_2 n_3 + m_3 n_2) \gamma_{yz} + (n_2 l_3 + n_3 l_2) \gamma_{zx} + (l_2 m_3 + l_3 m_2) \gamma_{xy} \\ \dots \end{cases}$$

zu berechnen.

Die drei Ausdrücke

$$(2) \quad \begin{cases} T_1 = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = \text{spez. Volumdehnung } e \\ T_2 = \epsilon_y \epsilon_z + \epsilon_z \epsilon_x + \epsilon_x \epsilon_y - \frac{1}{4} (\gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2 + \gamma_{xy}^2) \\ T_3 = \epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z + \frac{1}{4} (\gamma_{yz} \gamma_{zx} \gamma_{xy} - \epsilon_x \gamma_{yz}^2 - \epsilon_y \gamma_{zx}^2 - \epsilon_z \gamma_{xy}^2) \end{cases}$$

sind gegenüber allen orthogonalen Transformationen (O, ξ, η, ζ) invariant. Sie heißen die *Skalare des Verzerrungstensors* oder auch *Invarianten des Verzerrungszustandes*.

Die Hauptdehnungen $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ erhält man als Wurzeln der Gleichung

$$(3) \quad \epsilon_i^3 - T_1 \epsilon_i^2 + T_2 \epsilon_i - T_3 = 0 \quad (i = 1, 2, 3).$$

Die den Hauptdehnungen entsprechenden Richtungen 1, 2, 3 (Hauptachsen des Verzerrungszustandes) findet man aus den Gleichungen (1), wenn man dort $\epsilon_\xi = \epsilon_1$ usw., $\gamma_{\eta\zeta} = \gamma_{\zeta\xi} = \gamma_{\xi\eta} = 0$ einsetzt. Die oben angegebenen Zusammenhänge gelten natürlich für isotrope Körper und für anisotrope Stoffe gleichmäßig.

Bei isotropen Körpern fallen die Hauptachsen des Verzerrungszustandes mit den Richtungen der Hauptachsen des Spannungszustandes zusammen.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrbuch der Elastizität (deutsch von Timpe). Leipzig 1907. § 12 u. § 13.

Transformationstöne, eine andere Bezeichnungweise für Deformationstöne (s. d.).

E. Waetzmann.

Transformator (Vgl. auch Übersetzungsverhältnis). Der Transformator formt eine Leistung hoher Spannung in eine solche niederer Spannung um oder umgekehrt. Er besteht entweder nach Fig. 1 aus einem einfach geschlossenen Eisenkörper, auf dessen Schenkeln die primären und sekundären Wicklungen I und II aufgebracht sind (Kerntransformator), oder nach Fig. 2 aus einem zweifach geschlossenen Eisenkörper, dessen mittlere Säule die Wicklungen trägt, während die äußeren Säulen, der sog. Mantel, die Linien des magnetischen Induktionsflusses schließen (Manteltransformator). Die Eisenkörper sind, um

die Wirbelstromverluste zu verringern, aus lamelliertem, legiertem Eisenblech aufgebaut.

Bei der Betrachtung der Wirkungsweise des Transformators ist es zweckmäßig, den Induktionsfluß zu trennen in den Hauptfluß Φ , der zum größten Teil im Eisen verläuft und mit allen primären und

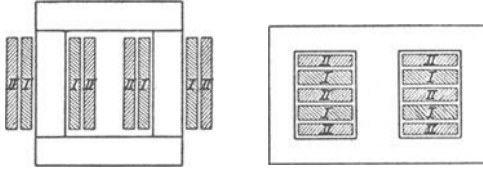


Fig. 1. Kerntransformator. Fig. 2. Manteltransformator.

sekundären Windungen verkettet ist und in den Streufluß, der zum Teil in Luft verläuft und nicht mit allen Windungen verkettet ist. Der Hauptfluß induziert primär und sekundär die Spannungen

$$e_1 = -w_1 \frac{d\Phi}{dt}; \quad e_2 = -w_2 \frac{d\Phi}{dt};$$

(w_1 und w_2 = primäre und sekundäre Windungszahl), so daß

$$e_1 : e_2 = w_1 : w_2$$

ist.

Bei offenem Sekundärkreis fließt lediglich der Magnetisierungsstrom i_a (vgl. Erregerstrom); die induzierte Spannung e_1 ist angenähert gleich der Klemmenspannung, da der durch i_a hervorgerufene Spannungsabfall klein ist. Bei dem unbelasteten Transformator ist daher das Überspannungsverhältnis, d. h. das Verhältnis der sekundären zur primären Klemmenspannung, angenähert gleich dem Verhältnis der Windungszahlen.

Im unbelasteten Zustande entspricht dem Hauptfluß Φ die Durchflutung $i_a w_1$; damit der Fluß bei Belastung des Sekundärkreises aufrecht erhalten bleibt, muß die Summe der primären und sekundären Durchflutungen gleich $i_a w_1$ sein:

$$i_1 w_1 + i_2 w_2 = i_a w_1, \text{ oder}$$

$$i_1 = i_a - i_2 \frac{w_2}{w_1} = i_a + i_2'$$

Der primäre Strom erscheint als die Summe zweier Komponenten, dem Magnetisierungsstrom i_a und dem primären Nutz- oder Belastungsstrom i_2' , der entgegengesetzt gleich dem auf die primäre Windungszahl reduzierten sekundären Strom ist.

Unter Berücksichtigung der Beziehung $\frac{e_1}{e_2} = \frac{w_1}{w_2}$ folgt weiter

$$e_1 i_2' = -e_2 i_2.$$

$e_2 i_2$ ist die sekundär abgegebene Leistung; ihr entspricht eine primäre Leistungsaufnahme $e_1 i_2'$.

Wenn sämtliche Induktionslinien im Eisen verlaufen und mit sämtlichen Windungen verkettet sind, so ist die primäre Klemmenspannung gleich der Summe des Ohmschen Spannungsabfalls $i_1 R_1$ und der induzierten Spannung $-e_1 = w_1 \frac{d\Phi}{dt}$; die sekundäre Klemmenspannung erhielte man, wenn

man von $e_2 = -w_2 \frac{d\Phi}{dt}$, der sekundär induzierten Spannung, den Ohmschen Spannungsabfall $i_2 R_2$ subtrahierte. In Wirklichkeit zeigt der Transformator „Streuung“, d. h. neben dem Hauptfluß besteht ein Streufluß, dessen Linien teils nur mit primären oder sekundären Windungen, teils mit

beiden verkettet sind. Die Streuflüsse durchlaufen längere Luftstrecken und sind daher proportional den Strömen i_1 bzw. i_2 . Sie induzieren in der primären und der sekundären Wicklung die Spannungen $-S_1 \frac{di_1}{dt}$ und $-S_2 \frac{di_2}{dt}$, wenn S_1 und S_2 die sog. Streuinduktivitäten sind.

Man gelangt daher zu folgenden allgemeinen Grundgleichungen für den Transformator:

$$v_1 = i_1 R_1 + w_1 \frac{d\Phi}{dt} + S_1 \frac{di_1}{dt}$$

$$-v_2 = i_2 R_2 + w_2 \frac{d\Phi}{dt} + S_2 \frac{di_2}{dt}.$$

Die vorstehenden Beziehungen und Ableitungen lassen sich unter Voraussetzung einwelliger Kurvenform für Effektivwerte sehr übersichtlich in dem Vektordiagramm darstellen, wenn man den von der Sinusform stark abweichenden Magnetisierungsstrom durch einen äquivalenten Sinusstrom (siehe Vektordiagramm) ersetzt. Sekundärer Strom und sekundäre Spannung sind dabei durch Multiplikation

mit $\frac{w_1}{w_2}$ auf die primäre Windungszahl reduziert; der Umlaufsinn der Vektoren in Fig. 3 und 4 ist entgegengesetzt dem Drehsinn des Uhrzeigers.

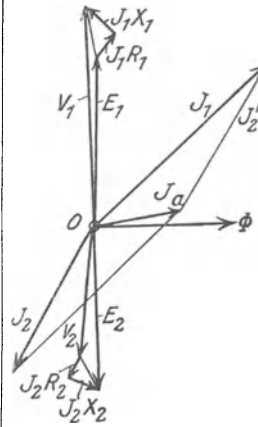


Fig. 3.

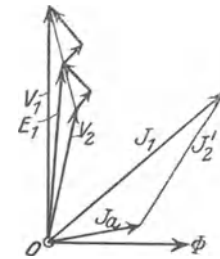


Fig. 4.

Diagramm des Transformators.

Die primäre Klemmenspannung V_1 setzt sich entsprechend den obigen Gleichungen zusammen aus der Komponente E_1 (entgegengesetzt gleich der induzierten EMK $-E_1$), dem Ohmschen Spannungsabfall $J_1 R_1$, dem hierauf senkrechten, durch Streuinduktivität hervorgerufenen induktiven Spannungsabfall $J_1 \omega S_1 = J_1 X_1$; der Hauptfluß eilt der Spannungskomponente E_1 um 90° nach. Die sekundäre induzierte EMK $-E_2$ ist gegen Φ um 90° verzögert. Subtrahiert man von ihr die Ohmschen und induktiven Spannungsabfälle $J_2 R_2$ und $J_2 \omega S_2 = J_2 X_2$, so erhält man die sekundäre Klemmung V_2 .

Der äquivalente Magnetisierungsstrom J_a eilt wegen der Hysterisis des Eisens und wegen der Rückwirkung der Wirbelströme um einen gewissen Winkel gegen Φ vor (s. Erregerstrom). Der primäre Strom J_1 erscheint als die Summe von J_a und J_2 , dem Sekundärstrom. Fig. 2 zeigt das gleiche Diagramm, jedoch sind die sekundären Vektoren um 180° gedreht. Man sieht: Große Streuung und starke Belastung, verbunden mit großen induktiven und

Ohmschen Spannungsabfällen, verursachen, daß das Verhältnis von primärer und sekundärer Klemmenspannung nicht dem Windungsverhältnis entspricht; sie können außerdem Abweichungen der primären und sekundären Spannungsverschiebung von 180° verursachen, ein Fehler, der bei Verwendung der Transformatoren zu Meßzwecken zu berücksichtigen ist.

Bei modernen Arbeitstransformatoren nimmt die Spannung vom Leerlauf bis Vollast um etwa 2—3% ab; der Wirkungsgrad, bedingt durch die Hysterese und Wirbelstromverluste (s. d.), sowie die Verluste durch Stromwärme, beträgt bei guten Transformatoren von 1 kW Leistung etwa 92%, bei Transformatoren über 20 kW Leistung etwa 97% und mehr.

R. Schmidt.

Näheres s. A. Fraenkel, Theorie der Wechselströme. Berlin, Julius Springer, 1921.

Transformatorenblech. Der Eisenkern eines Transformators ist, um die Verluste durch Wirbelströme herabzusetzen aus hochlegierten Eisenblechen aufgebaut, welches bis zu 4% Silizium enthält. Durch den Zusatz von Silizium wird der Widerstand des Bleches ungefähr auf das Fünffache des reinen Eisens erhöht. Die Stärke der Bleche beträgt 0,3 bis 0,5 mm. Die einzelnen Bleche sind einseitig mit dünnem Papier beklebt und werden unter hohem Druck durch Druckplatten und durch isolierte eiserne Bolzen zusammengehalten. Die Stoßflächen der einzelnen Bleche sind dabei vorher sorgfältig von dem beim Stanzen sich bildenden Grad zu befreien.

K. Pohlhausen.

Näheres s. M. Vidmar, Die Transformatoren, Berlin, Julius Springer, 1925.

Transformatorenöl. Zur Erhöhung der elektrischen Isolation und zur Verbesserung der Wärmeabgabe werden Transformatoren für höhere Spannungen unter Öl gesetzt. Dieses Öl ist ein Mineralöl, welches frei von Säure und Wasser sein muß. Der Stockpunkt soll unter — 15° C und der Flammpunkt im offenen Tiegel nicht unter 145° C liegen. Das spezifische Gewicht darf nicht mehr als 0,92 bei 20° C betragen. Das Öl soll mehrstündiges Erhitzen vertragen, ohne daß sich feste Bestandteile absetzen. Die elektrische Durchschlagfestigkeit, die durch Feuchtigkeit stark herabgesetzt wird, soll bei im Betrieb befindlichem Transformatoröl 80 KV/cm nicht unterschreiten. Gebrauchtes Öl kann durch Filtrieren in einer Druckpresse wieder gereinigt und durch Auskochen von beigemengtem Wasser befreit werden.

K. Pohlhausen.

Näheres s. A. Roth, Hochspannungstechnik. Berlin, Julius Springer, 1927.

Transgression. Im Gegensatz zur Ingression (s. d.) bezeichnet man als Transgression des Meeres eine oberflächliche Überspülung flacher Landgebiete infolge einer negativen Strandverschiebung (s. d.). In der Stratigraphie (s. Geologie) spricht man von transgredierenden Schichten, die durch solche Meeresausbreitungen in früheren geologischen Epochen auf dem älteren Gebirgsuntergrund zur Ablagerung gelangt sind. Die Unterlage der transgredierenden Schichten bildet dann meist eine frühere Abrasionsfläche (s. Abrasion).

O. Baschin.

Translationsbewegung s. Geschwindigkeit.

Transmissionskoeffizient. In der Meteorologie bezeichnet man so den bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlen und absolut heiterem Himmel durchgelassenen Anteil der Wärmestrahlung. Er dürfte in Wirklichkeit etwa 0,6 bis 0,7 betragen.

Unter Annahme der mittleren Transmissionskoeffizienten 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 und 0,6 hat A. Angot die der Erde zugestrahlten Wärmemengen in den einzelnen Monaten wie im Jahre für jeden zehnten Breitengrad berechnet. Auszug aus diesen Tabellen siehe unter Sonnenstrahlung.

Der Transmissionskoeffizient wächst nach den Untersuchungen von Langley mit der Wellenlänge der Strahlung vom violetten zum roten Ende des Spektrums und darüber hinaus beträchtlich. Siehe auch Extinktion.

O. Baschin.

Näheres s. A. Angot, Recherches théorétiques sur la distribution de la chaleur à la surface du Globe. Annales du Bureau Central Mét. de France, Année 1883, Tome I. 1885.

Transneptunischer Planet s. Planeten.

Transparenz s. Beersches Gesetz.

Transversalkomparator s. Längenmessungen.

Traubenzucker. Dieser Zucker C₆H₁₂O₆, auch d-Glukose, Dextrose oder Glykose genannt, zeigt die Erscheinung der Multirotation, d. h. die Abnahme des Drehvermögens einer frisch hergestellten Lösung mit der Zeit. In Wasser für q = 9,097 Gramm Zucker in 100 ccm Lösung beträgt die spezifische Drehung bei der Temperatur t = 20° und Natriumlicht nach 5,5 Minuten $[\alpha]_{20}^D = 105,2$, d. i. die Anfangsdrehung als α -Modifikation, während sich die Enddrehung nach 6 Stunden als β -Modifikation zu $[\alpha]_{20}^D = 52,49$ ergibt.

Änderung der Drehung mit dem Prozentgehalt p, der Anzahl Gramm Zucker in 100 g Lösung: für p = 1 bis 18 gilt

$$[\alpha]_{20}^D = 52,50 + 0,01880 p + 0,0005168 p^2.$$

Die Rotationsdispersion, d. i. das Drehvermögen $[\alpha]$ als Funktion der benutzten Wellenlänge λ des Lichtes in Luft zeigt die folgende Tabelle, gültig für q = 4,5:

λ in μ	$[\alpha]_{20}$
0,447	96,62
0,479	83,88
0,508	73,61
0,535	65,35
0,589	52,76
0,656	41,89

Im diabetischen Harn ermittelt man die Konzentration q, d. h. die Anzahl Gramm Traubenzucker in 100 ccm Harn, indem man diesen bei 20° in einem Rohr von l = 2 dm Länge mit Natriumlicht polarisiert. Der beobachtete Drehwinkel sei α , dann ist

$$q = \frac{100 \alpha}{1[\alpha]} = \frac{100 \alpha}{2 \cdot 52,8} = 0,947 \alpha.$$

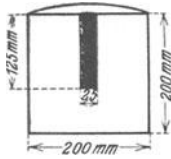
Benutzt man statt des 2 dm-Rohrs ein solches von 1,894 dm, so wird $q = \alpha$, oder von 0,947 dm, so wird $q = 2\alpha$.

Schönrock.

Näheres s. H. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig 1898.

Traubenzucker. Der Bleiblock von Trauzl ist ein massiver Normalzylinder aus Weichblei mit einer axialen Bohrung, der zum Vergleich der Arbeitsfähigkeit und der Brisanz (s. d.) von Sprengstoffen dient. Zwecks Ausführung der Probe bringt man in die Bohrung 10 g des zu untersuchenden Explosivstoffes und darüber eine Sprengkapsel mit elektrischer Zündung. Den übrigen Hohlraum füllt man mit trockenem Quarzsand und feuert ab.

Nach der Detonation erscheint dann der Block flaschenförmig ausgebaucht. Das Volumen der Ausbauchung wird mit Wasser ausgemessen. Den Betrag benutzt man nach Abzug des ursprünglichen Hohlraumes und einer Korrektur für die Sprengkapsel als relatives Maß der vom untersuchten Explosivstoff geleisteten Arbeit. Bei Zündung mit 2 g Knallquecksilber ergibt die Probe:



Trauzsicher Bleiblock.

Explosivstoff (10 g)	Ausbauchung cm ³
Sprenggelatine (8% Kollodiumwolle)	520
Gurdynamit	325
Trinitrotoluol	260
Knallquecksilber	150
Ammonitrat	130
Schwarzpulver	30

Von der Arbeitsfähigkeit eines Sprengstoffes wird im allgemeinen um so mehr zur Ausbauchung des Bleizylinders benutzt, je brisanter der Sprengstoff ist. Bei geringer Brisanz werden die Explosionsgase langsamer entwickelt und haben mehr Zeit, durch die Bohrung zu entweichen, als bei hoher Brisanz. Der Block wird deshalb auch Brisanzmesser genannt. Den Einfluß der Dichte und der Detonationsgeschwindigkeit auf die Brisanz gibt die Trauzsche Probe nicht hinreichend wieder (s. Brisanz).

R. Wendlandt.

Näheres H. Kast, Anleitung zur chem. u. phys. Untersuchung der Spreng- und Zündstoffe.

Trefferberg, Trefferbild s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Treffpunkte. Punkte, die bei der Gaußschen Abbildung (s. d.) in sich selbst abgebildet werden, von J. B. Listing 1865 unter dem Namen symptomatische Punkte eingeführt. Boegehold.

Treffwahrscheinlichkeit s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Treibhaustheorie. Das Auftreten hoher Temperatur in mit Glas überdeckten Räumen, die der Sonne ausgesetzt sind, kommt so zustande: die sichtbare Strahlung der Sonne durchdringt das Glas mit relativ geringem Verlust, sie wird vom Boden innerhalb des Raumes absorbiert, in Wärme umgesetzt. Die durch die Temperaturerhöhung des Bodens bedingte vergrößerte Ausstrahlung besteht aus sehr langen Wärmestrahlen, für welche das Glas undurchlässig ist. Die hierdurch bedingte Vermeidung des Wärmeverlustes durch Strahlung bringt die dauernde Temperaturerhöhung zustande. R. W. Wood hat allerdings gezeigt, daß die Unterbindung der Konvektion von der erwärmten Fläche zur freien Atmosphäre als wesentlichster Faktor der Treibhauswärme anzusehen ist.

Gerlach.

Treibschraube (Propeller), das einzige heute verwendete Mittel zum Antrieb von Flugzeugen und Luftschiffen, auch bei Motorschlitten angewandt, das wichtigste Mittel zum Antrieb von Wasserfahrzeugen (s. auch Propulsion). Die Kräfte, welche auf die bewegte Schraube wirken, entsprechen ganz den auf einen Flugzeugflügel wirkenden. Die praktische Verwendbarkeit beruht darauf, daß an der Schraube mit einem verhältnismäßig kleinen Energie verzehrenden Drehmoment eine große Schubkraft senkrecht zur Relativbewegung des Schraubenflügels gegen die Flüssig-

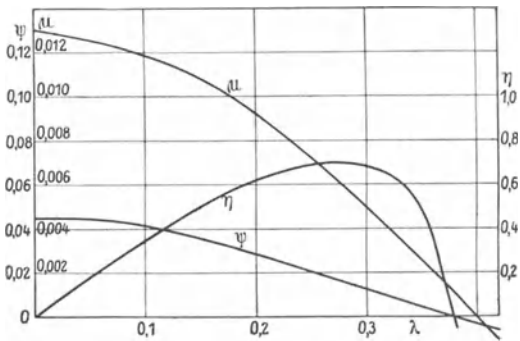
keit verbunden ist, ganz genau wie beim Flügel zum kleinen Widerstand ein großer Auftrieb tritt. Man macht für Schraubenkräfte den Ansatz

$$\text{Schub } S = \psi \pi \rho R^2 u^2$$

$$\text{Leistung } L = \mu \pi \rho R^2 u^3$$

(ρ Flüssigkeitsdichte, R Halbmesser der Schraube, u Umfangsgeschwindigkeit). Dabei hängen der „Schubwert“ ψ und der „Drehwert“ μ von der geometrischen Gestalt der Schraube und vom „Fortschrittsgrad“ $\lambda = \frac{v}{u} = \frac{\text{Fahrtgeschwindigkeit}}{\text{Umfangsgeschwindigkeit}}$

ab. Die Figur gibt für Luft ein Beispiel der Abhängigkeit von λ . Bei bestimmter Tourenzahl oder bestimmter Umfangsgeschwindigkeit sind ψ und μ



Luftschraubenkräfte.

am größten am Stand und nehmen bei wachsender Geschwindigkeit ab. Bei einem bestimmten Fortschrittsgrad wird $\psi = 0$, die Schraube liefert keine Schubkraft mehr; steigert man bei festgehaltener Tourenzahl die Fahrtgeschwindigkeit noch weiter, so wirkt die Schraube nicht mehr vorreibend, sondern hemmend. Als Wirkungsgrad einer Schraube ist das Verhältnis $\frac{\text{nutzbare Leistung}}{\text{aufgewandte Leistung}}$ anzusehen:

$$\eta = \frac{S v}{L} = \lambda \frac{\psi}{\mu}$$

Dieser Wirkungsgrad wird Null am Stand und bei dem Fortschrittsgrad, für welchen ψ verschwindet; sein Maximum liegt näher an dem letzteren Wert. Deshalb sind die Messungen am Stand nicht auf die wirklichen Verhältnisse bei Fahrt übertragbar. Man wählt die Schraube so aus, daß sie bei der gegebenen Fortschrittsgeschwindigkeit und der gegebenen Tourenzahl möglichst in der Nähe ihres maximalen Wirkungsgrades arbeitet. Bei Steigerung des Fortschrittsgrades nimmt die Schubkraft rasch ab, z. B. wirkt bei Sturzflügen mit großer Geschwindigkeit die Schraube bremsend ($\psi < 0$), sie entnimmt dem Relativstrom der Luft gegen das Flugzeug Energie wie ein Windrad, obwohl die Tourenzahl dabei oft über die normale hinausgeht.

Die Lage des Maximums von η und des Wertes $\psi = 0$ hängt von der Beschaffenheit der Schraube ab. Die wichtigste Größe ist die sog. Steigung, d. i. die Strecke, welche die Schraube infolge ihrer Anstellung bei einer Umdrehung zurücklegen würde, wenn sie sich in die Flüssigkeit, wie in einen festen Körper hineinschrauben würde. Bewegt sich die Schraube in der Flüssigkeit nun gerade so schnell vorwärts als ihrer Steigung entspricht, so übt sie keine Zugkraft aus ($\psi = 0$). Die Abweichung des

Fortschrittsgrades beim Betrieb von diesem Fortschrittsgrad ohne Zugkraft mißt die „Schlüpfung“ (oder den „slip“ [s. d.]) einer Schraube, welche charakteristisch ist für den Betriebszustand. Das Maximum des Wirkungsgrades wird bei einer Schlüpfung von etwa 15 v. H. erreicht.

Aus der „Strahltheorie“ (s. d.) der Schraube kann man einen maximalen Wirkungsgrad ausrechnen, der um so größer ist, je größer die Fahrgeschwindigkeit und die Flüssigkeitsdichte sind und je kleiner die „Flächenleistung“, d. i. die Leistung der Schraube bezogen auf die Fläche des Schraubenkreises ist. An diesen maximalen Wirkungsgrad kommt man bei Versuchen bis zu etwa 85 v. H. heran. Ist die Schraube aber in ein Flugzeug eingebaut, so daß ein Teil des Schraubenstrahl am Flugzeug gestaut wird, so bekommt man höchstens 75 v. H. Über das Zusammenwirken einer Wasserschraube mit dem Schiff s. Nachstrom und Propulsion.

Die Tragflügeltheorie nach Prandtl ist auch auf Schrauben mit Erfolg übertragen worden und erlaubt die Berechnung der besten Einstellung (Auftriebsverteilung) und Blattbreite in bestimmten Fällen.

L. Hopf. — Eisner.

Trennfläche oder -schicht s. Diskontinuitätsflächen.

Trennschalter. Hierunter versteht man in der Elektrotechnik Luftschalter, welche nur im stromlosen Zustand betätigt werden. Sie dienen dazu, die Teile einer Schaltanlage (Transformatoren usw.) jeweils an verschiedene Systeme von Sammelschienen anzulegen. Die Schaltung unter Leistung geschieht durch Ölschalter (s. d.). *K. Pohlhausen.*

Näheres A. Roth, Hochspannungstechnik 1927. Berlin, J. Springer.

Traveyan-Instrument gehört zu denjenigen tongebenden Anordnungen, bei denen die Wärme als tonerregende Kraft tätig ist. Es besteht aus einem länglichen Metallstück, beispielsweise aus Eisen oder Kupfer, das auf der unteren Seite mit zwei, durch eine schmale Furche getrennten, parallel laufenden Kanten versehen ist und aus einem Metall- (Blei-) Klotz, der oben in eine schmale, horizontal stehende Kante ausläuft. Wird das erstgenannte Metallstück (der „Wackler“) erhitzt und dann schräg gegen die horizontale Schneide des kalten Bleiklotzes gelehnt, so kommt der Wackler in Schwingungen und gibt einen Ton. Nach Untersuchungen, namentlich von Faraday und Seebeck, beruht das Tönen darauf, daß die kalte Unterlage an der Berührungsstelle einer Kante des Wacklers erwärmt wird, sich hierbei ausdehnt und dadurch den Wackler hochwirft usw. Demgemäß ist der Effekt um so stärker, je größer der Wärmeausdehnungskoeffizient der Unterlage und je kleiner ihre Wärmeleitfähigkeit ist. Es gibt natürlich zahlreiche Variationen der Versuchsanordnung.

E. Watzmann.

Triangel s. Stabschwingungen.

Triangulierung. Zum Zwecke einer Landesvermessung, welche die Grundlage für den Kataster und für die Kartenaufnahme bildet, sowie für Gradmessungen, welche den Zwecken der höheren Geodäsie dienen, wird das zu vermessende Gebiet mit einem Dreiecksnetz überdeckt. Die Reihenfolge der durchzuführenden Arbeiten ist die folgende:

1. Vorarbeiten. Man hat mit einer Rekognoszierung des Gebietes zu beginnen. Diese besteht

darin, daß man die Punkte auswählt, welche Dreieckspunkte werden sollen. Jeder Punkt muß nicht nur von allen anderen Nachbarpunkten aus gut sichtbar sein, sondern auch eine günstige Aufstellung eines Winkelmeßinstrumentes gestatten. Punkte, welche nicht von selbst weithin sichtbar sind, werden durch Triangulierungszeichen kenntlich gemacht. Bei sogenannten Dreiecken erster Ordnung, von denen allein hier gesprochen werden soll, ist die Entfernung der Eckpunkte meist 30—50 km, doch kommen je nach den Verhältnissen auch längere Seiten, über 100 km, selbst über 300 km, vor. Die Dreiecke sollen möglichst gleichseitig ausfallen.

2. Basismessung (s. Basisapparate). In dem Dreiecksnetze muß zunächst die Länge einer Seite bestimmt werden. Da ihre direkte Messung wegen der großen Länge meist nicht möglich ist, wählt man eine kleinere Strecke, welche durch ein eigenes Netz (Basistentwicklungsnetz) mit einer der Hauptdreieckseiten verbunden wird. Die Einführung der Jäderindrähte in die Praxis der Basismessung macht solche Entwicklungsnetze mitunter überflüssig.

3. Winkelmessung. In dem Dreiecksnetze werden sämtliche Winkel gemessen. Da die Winkelsumme in jedem Dreieck, abgesehen von dem kleinen sphärischen Exzeß, gleich 180° sein muß, so erhält man eine vorläufige Kontrolle, die gegen größere Fehler schützt. Die Beobachtung erfolgt meist nach der Methode der Richtungsmessungen (s. Richtungswinkel), wobei man immer bestrebt ist, vollständige Sätze zu erhalten oder nach der Methode von Schreiber (s. d.).

4. Astronomische Stationen. In möglichst vielen Dreieckspunkten wird auf astronomischem Wege: geographische Breite, Länge und das Azimut einer Dreiecksseite bestimmt. Punkte, an denen diese drei Stücke bestimmt sind, heißen vollständige astronomische Stationen oder Laplacesche Punkte (s. Lotabweichung). Meistens fehlt jedoch die geographische Länge, da, wenigstens bis vor kurzem, ihre Bestimmung mit dem größten Aufwand verbunden war, insbesondere mit der Mitarbeit einer zweiten Station, welche mit der ersten durch eine direkte telegraphische Linie verbunden sein mußte. Die Einführung drahtloser Telegraphie wird hier eine bedeutende Erleichterung schaffen.

Die Berechnungsarbeiten beginnen mit der

5. Stationsausgleichung. Diese besteht darin, daß aus den Beobachtungen einer Station nach der Methode der kleinsten Quadrate die besten Werte für die gemessenen Richtungen abgeleitet werden. Es folgt dann

6. Reduktion der Winkel. Sie beginnt mit der Berücksichtigung der Seehöhe der anvisierten Punkte. Die Normalen in zwei beliebigen Punkten der als Rotationsellipsoid aufgefaßten Erde schneiden sich im allgemeinen nicht, sie liegen also nicht in einer Ebene, sondern sind gegeneinander windschief. Jeder Punkt der Normalen in dem zweiten Punkt B erscheint somit von A in einem anderen Azimute. Die Verlegung des Punktes B aus der Seehöhe H ins Meeresniveau bedingt daher eine Winkelkorrektion.

Ferner ist die Reduktion von Vertikalschnitt auf die geodätische Linie anzubringen (s. Vertikalschnitt), oder der Unterschied zwischen astronomischem und geodätischem Azimut (s. d.). Endlich ist die Lateralrefraktion zu berücksichtigen.

sichtigen (s. d.). Die beiden letzten Reduktionen sind meist so klein, daß sie vernachlässigt werden können.

7. Aufstellung der Bedingungsgleichungen. Zwischen den Stücken des Netzes bestehen gewisse Bedingungsgleichungen, welche streng erfüllt sein müssen, wenn das Netz ein mögliches geometrisches Gebilde sein soll. Diese Bedingungsgleichungen müssen aufgestellt werden, wobei man sehr darauf zu achten hat, daß keine vergessen wird (s. Netzausgleichung).

8. Die Netzausgleichung (s. d.). Sie liefert jene Verbesserungen, welche an den beobachteten Richtungen anzubringen sind, um eine strenge Erfüllung der Bedingungsgleichungen herbeizuführen.

9. Die geodätische Übertragung. Nachdem durch den Ausgleich ein in sich widerspruchloses Dreiecksnetz hergestellt ist, wird dasselbe auf einem Rotationsellipsoid ausgebreitet, welches der Erdform möglichst entspricht. Es führt den Namen Referenzellipsoid. Dabei wird für einen Dreieckspunkt, der als Ausgangspunkt dient, die geographische Breite und das Azimut einer Seite aus den astronomischen Beobachtungen entnommen. Da sich die astronomischen Beobachtungen auf die Richtung der Schwere, als der Normalen zum Geoid beziehen, so ist damit die Lage des Referenzellipsoides in dem Sinne bestimmt, daß seine Normale in dem betrachteten Punkte mit der des Geoides zusammenfällt. Im übrigen bleibt für die Lage des Referenzellipsoides noch die Bedingung, daß seine kurze Achse der Polarachse der Erde parallel sein muß.

Die geodätische Übertragung (s. d.) liefert die geographische Breite, den Längenunterschied gegen die Ausgangsstation und die Azimute der Seiten für alle übrigen Dreieckspunkte. Die gemessene Grundlinie (Basis) wird vor der Einführung in die Rechnung auf das Meeresniveau reduziert. Das Referenzellipsoid berührt dann an dieser Stelle das Geoid. Auf ein anderes Niveau zu reduzieren ist im allgemeinen nicht ratsam, weil bei dem Anschluß an andere Dreiecksnetze Schwierigkeiten entstehen. Sind in einem Netze mehrere Grundlinien gemessen, so verwendet man doch nur eine zur Rechnung, die anderen dienen zur Kontrolle.

10. Die Bestimmung der Lotabweichungen. Der Vergleich der durch geodätische Übertragung gefundenen Werte der geographischen Koordinaten und Azimute mit den astronomischen Werten liefert ein System von Lotabweichungen (s. d.). Zwischen den Lotabweichungen in Azimut und Länge besteht die Laplacesche Gleichung

$$da = -dL \sin B,$$

welche zur Kontrolle dient. Im Ausgangspunkt ist die Lotabweichung gleich Null, und wächst von hier aus unregelmäßig an. Man kann durch günstige Wahl der Lage des Referenzellipsoides einen besseren Anschluß erzielen, wobei die Lotabweichung im Anfangspunkte nicht mehr gleich Null bleibt. Man bewirkt dies durch einen Ausgleich nach der Methode der kleinsten Quadrate. Damit kann man auch eine Verbesserung der Dimensionen des Referenzellipsoides verbinden; die Änderung der großen Achse und der Abplattung müssen dann als Unbekannte eingeführt werden. Die Laplaceschen Punkte bringen Bedingungsgleichungen mit sich. Zum Zwecke eines besseren Anschlusses kann man die Lotabweichungen

vorher vom Einfluß der umliegenden Massenunregelmäßigkeiten etwa unter der Annahme isostatischer Lagerung befreien.

Man erhält so jenes Referenzellipsoid, welches die wahre Erdfigur innerhalb des betrachteten Gebietes am besten darstellt.

11. Das astronomische Nivellement (s. Lotabweichung). Dieses liefert endlich Punkt für Punkt die Lage des Geoides gegen das Referenzellipsoid. Damit ist der Zweck der gesamten Arbeiten, die Bestimmung der Erdfigur, erreicht. Für die Zwecke der Kartographie können die Arbeiten mit der geodätischen Übertragung abschließen.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I.

Triboelektrizität, vom griechischen *τριβω*, ich reibe. Vgl. Reibungselektrizität. R. Jaeger.

Tribolumineszenz. Als Tribolumineszenz bezeichnet man die Fähigkeit vieler Stoffe, beim Zerreiben aufzuleuchten. Diese Eigenschaft zeigen manche Mineralien, anorganische Salze und organische Verbindungen. Auch die sog. Kristallolumineszenz (s. d.) hat sich als Tribolumineszenz erwiesen.

Die Tribolumineszenz hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der Phosphoreszenz; denn in einigen Fällen hat sich ergeben, daß die Leuchtbanden der Tribolumineszenz dieselben sind wie die durch Vorbelichtung oder durch Kathodenstrahlen erregten. Auch haben geringe Zusätze großen Einfluß auf die Stärke und Art des ausgesandten Lichtes.

Die Größe der Kristalle scheint ein wichtiger Faktor für das Auftreten von Tribolumineszenz zu sein; denn mehrfach ließ sich zeigen, daß von demselben Material (z. B. Kupfersulfat) große Kristalle beim Zerreiben deutlich leuchten, während kleinere auch beim Zerstoßen großer Mengen kein Licht aussenden. Über die Ursache der Erregung der Tribolumineszenz ist nur wenig bekannt. In manchen Fällen scheinen elektrische Entladungen in den entstehenden Spalten der Anlaß des Leuchtens zu sein, da eine Reihe von Stoffen unabhängig von ihrer chemischen Natur bei Tribolumineszenz die Stickstoffbanden zeigt. Vgl. auch Lumineszenz.

W. Noddack.

Trieb s. Impuls.

Triebwerk. Zum Triebwerk eines Flugzeuges rechnet man alle zum Erzeugen der vorwärtstreibenden Kraft nötigen Teile: Luftschraube mit Motor und Kühler, mitunter auch die Benzin- und Ölbehälter.

L. Hopf.

Trigonometrisches Nivellement s. Höhenmessung.

Triller. Es ist zu unterscheiden, ob ein und derselbe Ton intermittierend angegeben wird, oder ob zwei verschieden hohe Töne abwechselnd angegeben werden. Für intermittierende Töne sind die Zeiten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Tonstößen, die gerade kurz genug sind, um nicht mehr wahrgenommen zu werden, nach A. M. Mayer folgende:

Tonhöhe	Zeitdauer
C	$\frac{1}{27}$ sec
c	$\frac{1}{43}$ „
C ₁	$\frac{1}{74}$ „
c ₁	$\frac{1}{87}$ „
G ₁	$\frac{1}{108}$ „
C ₂	$\frac{1}{180}$ „
c ₂	$\frac{1}{151}$ „
G ₂	$\frac{1}{172}$ „
C ₃	$\frac{1}{204}$ „

Bezüglich der Triller zwischen zwei Tönen haben Versuche namentlich von Abraham und Karl L. Schaefer ergeben, daß, abgesehen von den Grenzlagen, in allen Oktaven ungefähr gleich schnell getrillert werden kann. In der Höhenlage zwischen dem Anfang der ungestrichenen und dem Ende der dreigestrichenen Oktave darf die Dauer jedes einzelnen Trillertones auf ungefähr $\frac{3}{100}$ Sekunde herabsinken, ehe die Trillerschwelle erreicht ist, also der Triller undeutlich wird. Ober- und unterhalb dieser Grenzen liegt die Trillerschwelle schon bei ungefähr $\frac{4}{100}$ Sekunde Dauer jedes der beiden alternierenden Töne. In dem mittleren Teil der Tonskala darf ein Triller also ungefähr 30 Schläge pro Sekunde enthalten, ehe er verwaschen wird, in den Grenzlagen nur etwa 25.

Aus den Versuchen über die kritischen Zeiten bei Unterbrechungen eines Tones und bei Trillern auf zwei Tönen hat man versucht, Schlüsse auf die Abklingezeiten von Tönen zu ziehen, d. h. auf die Zeitdauer, während derer noch eine Tonempfindung besteht, nachdem der äußere physikalische Reiz aufgehört hat zu wirken. Jedoch sind sowohl die Versuchsergebnisse als auch namentlich die aus ihnen gezogenen Schlußfolgerungen noch recht unsichere.

E. Waetzmann.

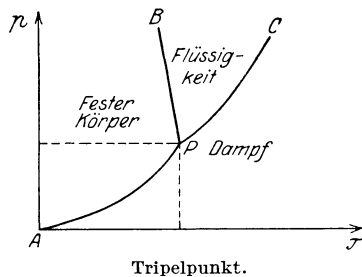
Näheres s. Karl L. Schaefer, Der Gehörsinn, in Nagels Handbuch der Physiologie Bd. III, 1905.

Trimlage eines Schiffes ist eine durch die Größe des Neigungswinkels zu messende Neigung in der Längsrichtung gegenüber einem Normal-(Entwurfs)zustand. Über den Zusammenhang mit Stabilitätsfragen s. Metazentrum.

Eisner.

Trimolekulare Reaktion s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Tripelpunkt. Bei einer chemisch einheitlichen Substanz, also einem System, das durch einen unabhängigen Bestandteil (s. thermodynamisches System) bestimmt ist, können bis zu drei Phasen (fester Körper, Flüssigkeit und Gas) im Gleichgewicht miteinander auftreten. Sind nur zwei Phasen vorhanden, so kann Druck und Temperatur (die beiden Phasen stets gemeinsam sind) noch in weiten Grenzen variieren, z. B. längs der Sättigungskurve PC (s. Fig.), falls es sich um Flüssigkeit und



Dampf handelt oder längs der Schmelzkurve PB , falls es sich um die feste und flüssige Phase handelt, endlich auch längs der Sublimationskurve PA , falls es sich um die feste und gasförmige Phase handelt. Alle drei Phasen haben aber nur einen Punkt P , den sog. Tripelpunkt, gemeinsam, derart, daß Druck und Temperatur eindeutig bestimmt sind, wenn alle drei Phasen nebeneinander vorhanden sind. Für Wasser liegt dieser Punkt bei: $t' = +0,0075^\circ\text{C}$ und $p' = 4,58 \text{ mm Hg}$ für Kohlensäure bei $t' = -56^\circ$ und $p' = 5,1 \text{ Atm.}$

Erhöht man bei konstantem Druck p die Temperatur t eines Körpers, so gelangt man vom festen Zustand nur dann durch den flüssigen zum gasförmigen Zustand, wenn $p > p'$ ist. Ist $p < p'$, so findet bei Steigerung der Temperatur ein unvermittelter Übergang vom festen Körper zum Dampf statt (vgl. Sublimation). Aus diesem Grunde kann Kohlensäure nur oberhalb 5,1 Atm. im flüssigen Zustande bestehen. Der Figur entsprechend rückt der Erstarrungspunkt von Wasser mit wachsendem Druck zu tieferen Temperaturen. Bei vielen Stoffen, wie z. B. bei Helium, verläuft die Abhängigkeit in entgegengesetztem Sinne. Dadurch ist es möglich geworden, flüssiges Helium bei etwa $1,5^\circ \text{ abs.}$ und etwa 30 Atm. in den festen Zustand überzuführen, während der Tripelpunkt bisher nicht aufgefunden werden konnte.

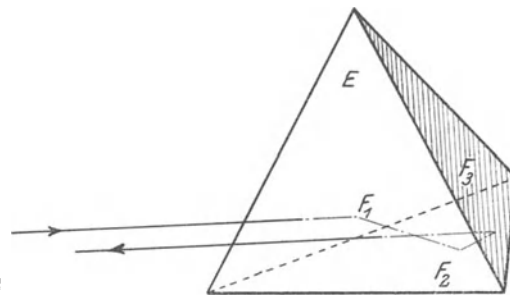
Kann eine chemisch einheitliche Substanz infolge von allotropen oder polymorphen Modifikationen nicht nur in drei, sondern n Phasen auftreten, so können nach der Phasenregel höchstens drei von ihnen gleichzeitig bestehen, aber es gibt mehrere Tripelpunkte, deren Anzahl Riecke zu $\frac{n(n-1)(n-2)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$ berechnete.

Da Schwefel monoklin und rhombisch kristallisiert, so kann er in vier Phasen auftreten. Er muß also vier Tripelpunkte besitzen. Drei von ihnen lassen sich beobachten (bei $95,4^\circ$, 120° und 133°), der vierte gehört dem labilen Gebiet an.

Tammann hat zahlreiche Untersuchungen über die Tripelpunkte verschiedener Substanzen angestellt.

Hennig.

Tripelspiegel. Eine räumliche Ecke, die von drei nach innen zu spiegelnden Ebenen gebildet wird, ist ein Tripelspiegel. Von Bedeutung sind die Fälle, in denen alle drei spiegelnden Ebenen genau oder nahezu senkrecht aufeinander stehen. Ein Tripelspiegel mit drei zueinander senkrechten Planspiegeln (Zentralspiegel) erzeugt von einem Gegenstand sechs ineinander fallende Spiegelbilder, die zum Gegenstand in bezug auf den Spiegelmittelpunkt — dem Schnittpunkt der Planspiegel —



Strahlengang im Tripelspiegel.

punktsymmetrische Lage haben. Ein paralleles Lichtbündel verläßt einen Zentralspiegel nach Reflexion an den drei Ebenen parallel zur Einfallrichtung ganz unabhängig von der Lage des Spiegels.

Weichen 1, 2 oder 3 der Kantenwinkel eines Tripelspiegels von 90° ab, so wird ein eintretendes Lichtbündel in 2, 4 oder 6 austretende Teilbündel zerlegt. Die Bedingung, daß alle drei Planspiegel von den Lichtstrahlen getroffen werden müssen, bestimmt den Wirkungsbereich eines Tripelspiegels. Dieser wird erhöht, wenn an Stelle der drei ebenen

Spiegel eine körperliche Ecke aus einem durchsichtigen Material tritt, dessen Brechungsindex $n > 1$ ist. Ein solcher Tripel- bzw. Zentralspiegel aus Glas besitzt die Form einer dreiseitigen Pyramide. Die zur Spiegelachse (d. i. die durch den Mittelpunkt gehende und zu den drei Spiegelebenen gleich geneigte Gerade) senkrecht gelegte ebene Grundfläche dient als Ein- und Austrittsfläche für die Lichtstrahlen. Die drei Seitenflächen des Prismas werden Träger eines Spiegelbelags oder können infolge Totalreflexion als Spiegel wirken.

Praktische Bedeutung haben die Ausführungen mit zwei Teilbündeln für optische Signalgeräte und mit nur einem austretenden Bündel für Paralleleinstellung der Achsen mehrerer optischer Systeme (s. auch Tripelstreifen). Als Signalgerät verwendet wirft der Tripel Spiegel das Licht einer entfernten Lichtquelle nach dieser und nur nach dieser zurück. Auf dieser Eigenschaft beruht auch die Anwendung des Tripel spiegels bei der Tripel Spiegelansegelungstone (s. d.).

Hartinger.

Das Tripel Spiegel System wird zum erstenmal von Beck im Jahre 1887 beschrieben. Näheres hierüber siehe DRP. 178708 von Carl Zeiß, Jena.

Tripel Spiegelansegelungstone ist ein Schifffahrtszeichen (Boje), das aus einem Schwimmkörper mit mehreren an seinem Umfang angebrachten Tripel spiegeln (s. d.) besteht. Ein Schiff, das den Ort der Boje ansegeln will, leuchtet mit einem Scheinwerfer den Horizont ab. Sobald der Lichtkegel des Scheinwerfers die Ansegelungstone trifft, gibt einer oder geben mehrere der Tripel Spiegel durch deutliches Aufblitzen dem Schiff die Richtung an.

Hartinger.

Tripelstreifen. Der Tripelstreifen ist ein Tripel Spiegel (s. d.) bzw. Zentralspiegel von prismatischer Form. Die drei spiegelnden Ebenen F_1 , F_2 , F_3 stehen genau aufeinander senkrecht. Ein paralleles Lichtstrahlenbündel, das durch die eine Prismenseitenfläche E an einem Ende des Streifens einfällt, tritt nach der dreimaligen Spiegelung durch die Seitenfläche E am anderen Ende des

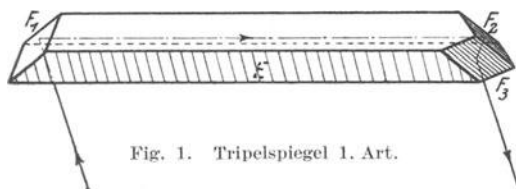


Fig. 1. Tripel Spiegel 1. Art.

Streifens parallel zur Einfallsrichtung aus. Eine besondere Einstellung des Tripelstreifens zur Lichtbündelrichtung, soweit diese innerhalb des Wirkungsbereichs des Tripelstreifens liegt, ist nicht erforderlich.

Man kann sich die Tripelstreifen aus tetraedrischen Zentralspiegeln herausgeschnitten denken und

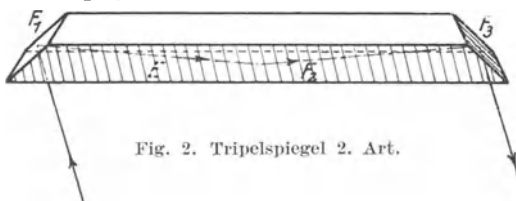


Fig. 2. Tripel Spiegel 2. Art.

kommt so zu den in den beiden Figuren dargestellten Formen. Die erste Form hat der zweiten gegenüber unter anderem den Vorteil, daß sie bei größeren

Abmessungen unter Weglassung eines mittleren Quaders in zwei Teile zerlegt werden kann.

Der Tripelstreifen wird verwendet zum Paralleleinstellen der optischen Achsen mehrerer optischer Systeme, z. B. zur Justierung eines Richtfernrohrs zur Spiegelachse eines optischen Signalgerätes.

Hartinger.

Näheres über Tripelstreifen s. die Deutschen Reichspatente Nr. 178708 und 216854 von Carl Zeiß, Jena.

Tripletts s. Serienspektren.

Trochoidenwellen s. Gerstnersche Wellen.

Trockenkompaß s. Kompaß.

Trockenstadium s. Niederschlag.

Trockensystem s. Mikroskop.

Trocknen. Chlorkalzium ist kein sehr starkes, aber ein sich sehr langsam verbrauchendes Trockenmittel, da es bei einem Wassergehalt von etwa 20% noch beinahe ebenso hygroskopisch ist wie im wasserfreien Zustand. 100 l Luft, die mit Chlorkalzium von ca. 26% Wassergehalt bei 0° im Gleichgewicht sind, enthalten noch 31 mg Wasser. Konzentrierte Schwefelsäure ($d_{4}^{18} = 1,84$) läßt unter den gleichen Bedingungen nur noch etwa 0,25 mg Wasser zurück. Noch etwa 100mal stärker wirkt Phosphorpentoxyd, doch erschöpft sich seine Wirkung schnell infolge der Verglasung der Oberfläche. Für Gase ist das sicherste und wirksamste Trockenverfahren das Abkühlen auf die Temperatur der flüssigen Luft, gegebenenfalls unter Kondensation und Abdestillieren vom Kondensat. Andere gebräuchliche Trockenmittel sind die wasserfreien Formen von Kupfersulfat, Natriumsulfat, Kaliumkarbonat und Kaliumhydroxyd. Auch Kaliumspäne und Natrium in Form von Draht werden gebraucht. Die letzteren werden hauptsächlich zum Trocknen von Flüssigkeiten verwandt, indem man sie mit der Flüssigkeit bedeckt längere Zeit stehen läßt und die Flüssigkeit dann abfiltriert oder abdestilliert.

Feste Körper trocknet man meistens durch Erwärmen und läßt sie dann im Exsikkator abkühlen (s. d.). Zum Erwärmen dienen heizbare Schränke aus Blech oder aus Asbestplatten (Trockenschrank). Bei der Einstellung der Trockentemperatur ist zu beachten, daß kapillare Häute einen kleineren Dampfdruck haben als große Flüssigkeitsmengen, so daß man zweckmäßig noch über den Siedepunkt der zu verdampfenden Flüssigkeit hinausgeht.

Da sehr viele, an sich nicht hygroskopische Stoffe an ihrer Oberfläche dünne Wasserhäute kondensieren (z. B. Glas), ist es notwendig, nahezu alle Gegenstände, die präzisionsmäßig gewogen werden sollen, vorher zu trocknen. *Günther.* Näheres s. W. Steinkopf u. J. Houben, Die Methoden der organischen Chemie, Leipzig 1921, S. 335.

Trombe. Eine besondere Form der Wirbelstürme (s. d.) sind die Tromben, atmosphärische Wirbel von außerordentlicher Heftigkeit, die um eine vertikale Achse eine Rotation ausführen, deren Geschwindigkeit bis zu 450 m pro sec geschätzt worden ist. Der Sinn der Rotation hängt dabei von zufälligen Umständen ab. Der Durchmesser von Tromben ist an der Erdoberfläche in der Regel klein und überschreitet selten 100 m. Im Inneren des Wirbels findet eine starke Saugwirkung nach oben statt, die imstande ist, große Wassermengen als zusammenhängende Säule emporzuheben (Wasserhose), während die Tromben auf dem Lande Windhosen oder Wettersäulen genannt werden. Der Wirbelschlauch erscheint als ein, von der

unteren Wolkenfläche herabhängender Wolken-trichter, dessen Form derjenigen eines Elefanten-rüssels ähnlich ist. In den Vereinigten Staaten von Amerika werden diese Wirbel Tornados genannt; sie treten dort mit einer zerstörenden Kraft von solcher Heftigkeit auf, wie sonst kaum irgendwo auf der Erde. Meist sind sie von Gewittern, Regen und Hagel begleitet und bewegen sich im Durchschnitt etwa 40 km in der Stunde vorwärts. Im Inneren des Wirbels herrscht sehr niedriger Luftdruck. Alle Gegenstände, die in der Bahn eines Tornados liegen, werden in die Höhe gewirbelt, z. B. Menschen, Bäume, ja ganze Häuser. Um wenigstens das Leben retten zu können, baut man in gewissen Gegenden neben den Häusern als sichere Zufluchts-stätten sog. Tornadokeller, in welche die Bewohner flüchten können.

O. Baschin.

Trommel s. Membranschwingungen.

Trommelanker s. Kommutierende Gleichstrom-generatoren.

Trommelelektriermaschine. Die Trommelelektriermaschine ist eine Reibungselektriermaschine, bei der ein biegsamer Isolator, z. B. ein Papierband ohne Ende um zwei horizontale, parallel angeordnete eiserne Rollen läuft. Gegen die auf die Rollen aufliegenden Teile des Isolators werden Reibzeuge von Katzenfell gedrückt. Zur Abnahme der elektrischen Ladungen dient ein zwischen den freiliegenden Teilen des Papierbandes in S-Form gebogener Spitzenkamm, der zu dem isolierten Konduktor führt. Die Trommeln können von innen geheizt werden, um die Anordnung trocken zu halten.

R. Jaeger.

Trommelfell s. Ohr.

Trompete s. Zungeninstrumente.

Tropfelektrizität. Fallen Tropfen auf eine feste Oberfläche, so wird die Luft in der Nähe der Auftreffstelle leitend. Ionen entweichen aus der zerspritzenden Flüssigkeit in die Luft, so daß sich die Flüssigkeit entgegengesetzt elektrisch lädt. Eine nähere Untersuchung der Erscheinung hat ergeben, daß stets, wenn Flüssigkeiten in Berührung mit einem Gase ihre Oberflächen schnell ändern, durch Kontaktwirkung freie Elektrizität erscheint, insbesondere also beim Zerstäuben von Flüssigkeiten, bei chemischer oder elektrolytischer Gasentwicklung und bei Bildung von Dampfblasen. Das Vorzeichen der Ladungen hängt von der Gasart und der Flüssigkeit ab. Wasser lädt sich stets positiv, ganz schwache Kochsalzlösung dagegen bereits negativ.

Güntherschulze.

Tropfelektrode. Läßt man einen Quecksilberstrahl unter solchen Umständen in die Lösung eines Quecksilbersalzes einfließen, daß er sich (nach Paschen am besten etwa 1 cm unterhalb der Eintrittsstelle) in Tropfen auflöst, so umkleidet sich jeder Tropfen mit einer elektrischen Doppelschicht, indem er Hg-Ionen in die Lösung schiebt, wenn die Lösungstension (s. d.) des Metalles größer ist als der Ionenkonzentration entspricht (siehe Galvanismus) oder sich positiv ladend der Lösung Hg-Ionen entzieht, wenn das umgekehrte der Fall ist. In der Umgebung der Abreißstelle wird daher nach einiger Zeit die Hg-Ionenkonzentration automatisch so reguliert, daß der Ladungsübergang zwischen Metall und Elektrolyt aufhört.

H. Cassel.

Tropfen. Auf der Untersuchung der Gestalt von Tropfen beruhen verschiedene Verfahren zur Bestimmung der Oberflächenspannung. Man kann statische und dynamische Methoden unterscheiden.

a) Statische Methoden. Für große, auf einer ebenen Unterlage ruhende Tropfen (oder ebensolche, unter einer horizontalen Platte anliegende Gasblasen) gilt die Gleichung:

$$(1) \quad \gamma = \frac{1}{2} h^2 \rho g,$$

worin γ die Oberflächenspannung gegen das angrenzende Gas ist, h die Entfernung der Kuppe von der Äquatorialebene und ρ die Dichte der Flüssigkeit.

Bei kleineren Tropfen (Kuppe auf einer Öffnung) bestimmt man den Krümmungsradius durch Ausmessen des Spiegelbildes einer bekannten Strecke. Daraus kann man mit Hilfe der Tafeln von Bashforth und Adams (Cambridge 1883) die Oberflächenspannung ermitteln.

Das statische Prinzip liegt auch dem Stalagmometer von Traube (s. d.) zugrunde.

b) Dynamische Methoden: Ein aus einer Kapillare tretender Tropfen hat im Augenblick des Abfallens die Gestalt eines Ellipsoids. Die Oberflächenspannung sucht ihn in Kugelform zu bringen, er wird aber infolge der Trägheit zunächst Schwingungen um die Kugelform ausführen. Ist ν die Schwingungsfrequenz, r der mittlere Radius des Tropfens, der aus seinem Gewicht berechnet werden kann, so ist

$$(2) \quad \gamma = \frac{\nu^2 \pi^2 \rho r^3}{2}.$$

Die Schwingungszahl ν kann z. B. photographisch ermittelt werden. Kutter ermittelt ν auf dem Wege über die Eindringungstiefe von Wirbelringen, die beim Auffallen der Tropfen auf einer Flüssigkeitsoberfläche entstehen.

S. Erk.

Näheres s. Oberflächenspannung.

Tropfkollektoren. Tropfkollektoren dienen vornehmlich zur Messung des atmosphärischen Potentialgefälles, das durch die Kenntnis zweier Potentiale in verschiedenen Höhen bestimmt ist. Während als untere Niveaufläche meist die Erde selbst genommen werden kann, muß das Potential einer höheren Niveaufläche mit Hilfe eines Kollektors ermittelt werden, der auch in der Lage ist, zeitliche Potentialschwankungen genügend schnell anzuzeigen. Außer Flammenkollektoren, radioaktiven Kollektoren und lichtelektrischen Sonden sind die Tropfkollektoren viel im Gebrauch. Diese Kollektoren sind auf dem Gedanken aufgebaut, daß der Potentialausgleich zwischen der Umgebung und dem Kollektor durch Teilchen, die sich von der geladenen Oberfläche ablösen, hergestellt wird. Ist z. B. bei dem Thomsonschen Wassertropf-kollektor n die Zahl der sekundlich abwandernden Teilchen und c ihre Kapazität, so ist die pro Sekunde fortgeführte Elektrizitätsmenge $m = n \cdot c \cdot V$, wenn V das Potential zwischen Kollektor und Umgebung ist. Das Wasser tropft aus einer am Boden des Gefäßes befindlichen Spitze langsam aus. Das Untersuchungselektrometer ist mit dem Wasser leitend verbunden. Bei einem guten Wasser-kollektor muß der sog. Ladungskoeffizient $n \cdot c$ groß sein. Er ist um so größer, je kleiner die Tropfen bei gleicher Ausflußmenge sind. Um diese Bedingung zu erfüllen, wird die Flüssigkeit oft unter Druck ausgespritzt oder zerstäubt (s. Spritz-kollektor). Soll bei Temperaturen unter Null Grad gearbeitet werden, so muß statt Wasser eine alkoholische Flüssigkeit verwendet werden.

R. Jaeger.

Näheres s. Schweidler u. Kohlrausch, *Atm. Elektrizität* i. Handb. d. Elektr. u. d. Magn. von Graetz. Bd. III.

Tropfsonde = Tropfkollektor s. d.

Troposphäre ist der der Erdoberfläche nähere Teil der Atmosphäre, in dem die Temperatur mit der Annäherung an die Erde im allgemeinen zunimmt. Dieser positive Temperaturgradient wird häufig von Schichten mit negativen Gradienten, Inversionen (s. d.) unterbrochen. Diese Inversionen trennen verschieden temperierte und verschieden bewegte Luftkörper (s. Luftströmungen). In der Troposphäre spielen sich alle die Vorgänge ab, deren Gesamtheit wir als die Witterung empfinden. Über Zusammensetzung usw. vgl. Atmosphäre. Ferner vgl. „potentielle Temperatur“, „Gleitflächen“ und „Stratosphäre“.

Aus der barometrischen Höhenformel läßt sich zu jeder Bodentemperatur die Höhe der Troposphäre unter der Annahme eines einfachen Verhältnisses, z. B. 19:1, zwischen den Druckwerten am Meeresspiegel und in einer großen Höhe, z. B. 20 km für einen bestimmten Temperaturgradienten der Troposphäre z. B. von 0,6° auf 100 m berechnen. So erhält man bei einer Bodentemperatur von -5° $+5^\circ$ $+15^\circ$ als Höhe der Troposphäre . . . 7 10 14 km als Temperatur der oberen Grenze u. der darüberliegenden Schicht -17° -55° -69° .

Hiernach ist in tropischen Breiten eine große, in polaren eine kleine Höhe der Troposphäre zu erwarten, da die Druckschwankungen in der Höhe im ganzen lokalen Charakter besitzen werden. Die Temperatur der über der Troposphäre befindlichen Stratosphäre (s. d.) muß unter diesen Voraussetzungen in den Tropen wesentlich niedriger als in höheren Breiten sein. — Betrachtet man Zonen von gleichmäßigeren Verhältnissen, z. B. mitteleuropäische Breiten, so treten keine großen Temperaturschwankungen in der Stratosphäre auf. Nimmt man demgemäß die Temperatur in 20 km Höhe als gegeben an, z. B. -55° , so läßt sich ebenfalls nach der Barometerformel die Höhe der Troposphäre so berechnen, daß nun auch die darüberliegende Schicht bis zu 20 km Höhe einen von 0 abweichenden gleichmäßigen Temperaturgradienten besitzt. Auch so findet sich die Troposphäre um so niedriger, je niedriger die Bodentemperatur ist. Zwischen Troposphäre und Stratosphäre wird vielfach eine Übergangsschicht angenommen und als Substratosphäre bezeichnet. Sie besitzt bei sehr niedriger Bodentemperatur noch Temperaturabnahme, bei höherer Bodentemperatur aber Zunahme mit der Höhe. Es berechnet sich z. B. bei einem Temperaturgradienten der Troposphäre von 0,6° auf 100 m unter der Voraussetzung, daß sich über ihr bis zu 20 km Meereshöhe hinauf — wo die Stratosphäre mit konstanter Temperatur -55° beginnen möge — eine Substratosphäre mit gleichmäßigem Temperaturgradienten erstreckt, für eine Bodentemperatur von -5° , $+5^\circ$, $+15^\circ$ eine Troposphärenhöhe von 6 km, 10 km, 15 km, ferner für die Substratosphäre eine Höhe von 14 km, 10 km, 5 km und einen Temperaturgradienten von $+0,01^\circ$, $0,0^\circ$, $-0,4^\circ$ auf 100 m.

In dem Artikel Stratosphäre findet man kurze Zusammenstellungen über die beobachteten Werte von Höhe und Temperatur der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre.

Durch die Luftströmungen (s. d.), durch Advektion (s. d.) breitet sich die Erwärmung der Erdoberfläche horizontal und vertikal aus. Dabei spielt der durch die Turbulenz (s. d.) bewirkte Austausch (s. d.) eine besondere Rolle. Eine wenn auch geringe Erwärmung findet durch die Strahlung (s. d.) statt. *Tetens.*

Näheres s. F. M. Exner, Dynamische Meteorologie, 1925 (2. Aufl.).

Troutonsche Regel. Sie besagt, daß das Verhältnis zwischen der Verdampfungswärme L_0 (gemessen in cal/g) und der absoluten Siedetemperatur T_0 unter Atmosphärendruck für alle Flüssigkeiten denselben Wert besitzt, nämlich 21 cal/g Grad (Troutonsche Konstante). Nernst hat darauf hingewiesen, daß der Quotient L_0/T_0 deutlich von der normalen Siedetemperatur der Substanz abhängt und daß man mit den Beobachtungen in besserer Übereinstimmung steht, falls man $L_0/T_0 = 9,5 \log T_0 - 0,007 T_0$ setzt. Die Troutonsche

Regel bietet die Möglichkeit, mit gewisser Näherung die Dampfdruckkurve einer Flüssigkeit allein aus dem normalen Siedepunkt T_0 zu ermitteln. Unter Vernachlässigung kleiner Glieder kann man aus der thermodynamisch streng begründeten Clausius-Clapeyronschen Formel (s. d.) die Beziehung

$$\log p = \frac{L_0}{T_0} \cdot \frac{1}{4,57} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + \log 760$$

ableiten, wobei der Sättigungsdruck p in mm Quecksilber ausgedrückt ist. Setzt man hierin nun L_0/T_0 nach der Troutonschen Regel ein, so ist in der Tat der Sättigungsdruck p für jede Temperatur T anzugeben, falls T_0 bekannt ist. *Henning.*

Trouton-Noblescher Versuch. Dieser Versuch ist insofern ein Analogon zu dem bekannten Michelson-Experiment, als er im Falle der Richtigkeit der Äthertheorie in ihrer Fresnel-Lorentzschon Fassung (wonach der Äther von der Erdbewegung nicht beeinflußt wird), gestatten würde, aus einem auf der Erde angestellten Versuch die Geschwindigkeit v der Erde relativ zum Äther zu bestimmen, und zwar wieder aus einer Erscheinung von der Größenordnung $\frac{v^2}{c^2}$, wo c die Lichtgeschwindigkeit

ist. Wenn man nämlich einen elektrisch mit der Energie U geladenen Plattenkondensator betrachtet, parallel zu den Kraftlinien die x -, y -Ebene legt und ihn so aufhängt, daß die Richtung der Erdbewegung in der Ekliptik die x -Achse wird, die einen Winkel α mit der Plattennormalen einschließen möge, so läßt sich aus der Lorentzschon Elektrodynamik leicht zeigen, daß auf den Kondensator ein Drehmoment vom Betrag

$$J = \frac{v^2}{c^2} U \sin 2\alpha$$

wirkt, das bestrebt ist, seine Platten der Richtung der Erdbewegung parallel zu stellen. Trouton und Noble haben nun im Jahre 1903 einen Kondensator so empfindlich aufgehängt, daß ein Drehmoment von dieser Größe noch deutlich konstatierbar sein mußte. Obwohl nun die Richtung der Erdbewegung im Laufe von 24 Stunden in ihrer Projektion auf den Horizont des Versuches periodische Schwankungen durchmacht, konnte keinerlei Drehmoment, das sich in einer wechselnden Einstellung des Kondensators zeigen mußte, konstatiert werden. Das sprach entweder dafür, daß relativ zur Erde kein Ätherwind stattfindet, also etwa für die Stokessche Äthertheorie (s. Artikel Optik bewegter Körper) oder, da diese Theorie auch sonst kaum haltbar ist, gegen die Existenz eines Ätherwindes überhaupt, also für die Auffassung der Einsteinschen Relativitätstheorie.

Da es aber vielleicht doch möglich schien, daß die Stokessche Äthertheorie sich mit gewissen Abänderungen halten ließe, wiederholte R. Tomaschek im Jahre 1925 und 1926 den Trouton-Nobleschen Versuch auf dem Jungfraujoch, also in einer Höhe von 3457 m. Es erschien nämlich möglich, daß der Äther nur unmittelbar an der Erdoberfläche mitgeführt werde, in einer solchen Höhe aber die Mitführung nur mehr eine teilweise geworden sei. Tomaschek machte den Versuch mit einem Kondensator, dessen Ladungsenergie $2,9 \times 10^6$ el. stat. Einh. betrug. Setzt man für v die ganze Erdgeschwindigkeit 30 km/sec, so würde ein Drehmoment von 0,0289 CGS sich ergeben,

das auf einer Skala in der Entfernung von 1 m noch mit einem Ausschlag von 1320 mm sich bemerkbar machen würde. Selbst ein Ätherwind von nur 500 m/sec hätte noch einen deutlichen Ausschlag hervorgebracht. Es zeigte sich aber keinerlei Änderung der Einstellung im Laufe des Tages, die oberhalb der Versuchsfehler gelegen wäre. Der Versuch spricht also durchaus für die Einsteinsche Relativitätstheorie. Diese erklärt nach M. Laue den negativen Ausfall dadurch, daß wohl ein Drehmoment entsteht, aber dieses keine Drehung hervorbringen kann, weil es gerade ausreicht, den Kondensator an den Drehungen zu verhindern, die er infolge der in ihm entstehenden elastischen Spannungen bei gleichzeitiger Translation (mit Erdgeschwindigkeit v) ausführen würde.

Philipp Frank.

Näheres s. M. v. Laue, Das Relativitätsprinzip, 4. Aufl. Leipzig 1921.

Trudeln nennt man eine gefährliche Bewegung des Flugzeugs, welche meistens bei Abstürzen auftritt. Dabei verläuft die Flugbahn steil nach unten und das Flugzeug dreht sich schnell auf einer engen Spirale. Das Gefährliche dieser Bewegung liegt darin, daß sie leicht ungewollt eintritt, also offenbar recht stabil ist und daß man sie nur sehr schwer mit Hilfe der Steuerung hemmen kann. Englische Versuche haben die Wesensgleichheit dieser Bewegung mit der Autorotation (s. d.) eines Flügels oder Flugzeugs erwiesen, welche im Modellversuch bei großem, außerhalb des normalen Flugbereichs liegenden Anstellwinkel beobachtet werden kann. Die gefährliche Steuerlosigkeit beim Trudeln ist auf das hohe Kreiselmoment zurückzuführen, welches bei der raschen Drehung des Flugzeugs auftritt und den großen Anstellwinkel erzwingt. Man unterscheidet „steiles“ und „flaches Trudeln“. Bei beiden geht die Flugbahn steil nach abwärts, die Flügel haben gegen die Flugbahn beim steilen Trudeln etwa 30° Anstellwinkel, beim flachen Trudeln 50 bis 60°. Aus dem steilen Trudeln kann man sich mit Hilfe bestimmter Steuermaßnahmen noch retten, insbesondere durch „Drücken“ des Höhensteuers. Beim flachen Trudeln werden die Ruder unwirksam und das Kreiselmoment sehr groß.

Man kann das Trudeln vermeiden oder wenigstens hemmen

1. durch Vermehrung des Maximalauftriebs, somit Aufrechterhaltung der Rolldämpfung (Spaltflügel),

2. durch großes Seitenruder, Vermeidung des anfachenden Quermoments bei Seitenwind von außen,

3. durch eine Massenverteilung, welche das Kreiselmoment genügend klein hält. *L. Hopf.*

Tuba s. Zungeninstrumente.

Tuba Eustachii s. Ohr.

Tubaphon s. Stabschwingungen.

Tubus, Tubuslänge (mechanische und optische) s. Mikroskop.

Turbinen (vgl. auch Dampfturbine, Gasturbine, Gleichdruckturbine). In Turbinen setzt sich Druck- oder Bewegungsenergie von Wasser, Dampf oder Gasen in mechanische Arbeit um, indem das Medium (meist auf dem Wege über Leitschaufeln) das Laufrad mit seinen Schaufeln oder Flügeln durchströmt bzw. beaufschlagt und an dieses Impuls abgibt. — Bei den Wasserturbinen unterscheidet man im wesentlichen drei Typen, 1. das Peltonrad, die sog. Freistrahlturbine, deren Wirkung aus der Fig. 1 zu er-

kennen ist, 2. die Francisturbine, die ein Laufrad mit radialem Zutritt und axialem Austritt der Flüssigkeit besitzt (Fig. 2), 3. die axial durchströmte Kaplanturbine mit einem Propeller als Laufrad (Fig. 3). Die Laufräder

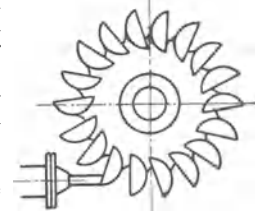


Fig. 1. Freistrahlturbine.

der Francis- und Kaplanturbinen (Überdruckturbinen) sind im Gegensatz zu den Schaufeln der Peltonturbine voll durchströmt; ihre Arbeitsweise läßt sich rechnerisch z. T. durch die Schaufelgittertheorie erfassen. Es sei verwiesen auf den Abschnitt Flügelgitter. Der Ingenieur unterscheidet bei den Wasserturbinen Schnell-, Normal- und Langsamläufer. Näheres darüber s. unter spez. Drehzahl. Fachliteratur z. B. Cammerer, Escher.

Bei den Dampfturbinen sind fast nur axial durchströmte Bauformen üblich. Die Ergebnisse der

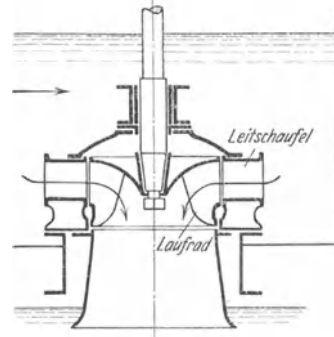


Fig. 2. Francisturbine.

einfachen Flügelgittertheorie dürfen auf die Strömung in Dampfturbinen nicht ohne weiteres übertragen werden, weil hier meist die Voraussetzung einer inkompressiblen Strömung nicht mehr erfüllt ist.

Dampfturbinen sind entweder als Gleichdruck-(Aktions-)turbinen (Lavaltyp) ausgebildet, oder als Überdruck-(Reaktions-)turbinen (Parsonstyp). Bei den ein- oder mehrstufigen

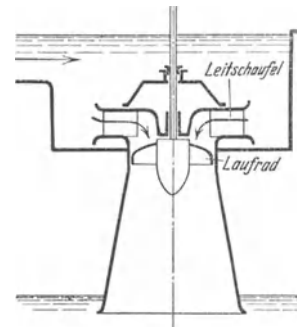


Fig. 3. Kaplanturbine.

Gleichdruckturbinen wird das zur Verfügung stehende Druckgefälle durch Expansion vor den einzelnen Laufrädern in besonderen düsenartigen Erweiterungen in Geschwindigkeit umgesetzt, der

Dampf verläßt die Düsen ungefähr mit dem im Turbinengehäuse herrschenden Druck und durchfließt unter Abgabe von Impuls die Laufradschaufeln ohne wesentliche Druckabnahme. — Die meist mehrstufigen Überdruckturbinen arbeiten dagegen mit Expansion an den Laufradschaufeln. — Die Dampfturbinen werden an Stelle von Kolbendampfmaschinen verwendet, wo große Umlaufzahlen erforderlich sind, sie haben auch kleineren Raumbedarf.

Näheres s. Stodola, Dampfturbinen.

Eisner. — O. Schrenk.

Turbinengleichung, Eulersche s. Flügelgitter.

Turbinenunterbrecher. Gleichstromunterbrechung zum Betreiben von Funkensendern mit langsamen Funken. Ein mit einem Pol einer Batterie verbundener, automatisch aufrechtgehaltener Quecksilberstrahl trifft bei seiner Rotation ein mit dem zweiten Pol der Batterie verbundenes Segment und schließt den Stromkreis bzw. öffnet ihn beim Verlassen des Segmentes.

A. Meißner.

Turbolokomotive s. Lokomotive.

Turbulente Bewegung von Flüssigkeiten. Seit der klassischen Untersuchung von Reynolds (1883) unterscheidet man zwei verschiedene Strömungscharaktere in fast allen Fällen der Flüssigkeitsbewegung:

1. Die laminare (gleitende, Schichten-) Strömung (s. d.), deren Hauptvertreter die sog. Poiseuille'sche Strömung in einem Kapillarrohr ist; die Zähigkeitskräfte zwischen den einzelnen Schichten überwiegen die Trägheitskräfte; die Bewegung ist stationär und der Druckabfall ist proportional der Geschwindigkeit.

2. Die turbulente (auch Flecht-) Strömung, bei welcher sich kein stationäres Gleichgewicht einstellt; die Meßinstrumente schwanken um Mittelwerte, ein in die Flüssigkeit eingeführter Farbfaden wird durch die ganze Flüssigkeit hindurch verstreut und zeigt so eine starke Durchmischung der einzelnen Schichten an; der Druckabfall steigt wesentlich stärker als die Geschwindigkeit. Bei der turbulenten Strömung wirken benachbarte Schichten aufeinander nicht durch molekulare Konvektion des Impulses, wie es bei der nur von der inneren Reibung beherrschten Laminarströmung der Fall ist; vielmehr übertragen die Flüssigkeitsteilchen selbst — d. h. Gebilde, die aus sehr vielen Molekülen bestehen, über deren Größe wir aber heute noch nichts sagen können — vermöge ihrer regelmäßigen oder regellosen Bewegungskomponente senkrecht zur Richtung der mittleren Geschwindigkeit die Bewegungsgröße von Schicht zu Schicht. Welche der beiden Strömungsarten auftritt, hängt von der Reynoldsschen Zahl (s. d.) $R = \frac{v l}{\nu}$ (ν Geschwindigkeit, l Längenabmessung, ν kinematischer Reibungskoeffizient) ab; ist R klein, so ist die Strömung laminar, bei einer sog. kritischen (s. d.) Reynoldsschen Zahl tritt ein ziemlich plötzlicher Übergang zur turbulenten Strömung auf, welche bei großem R allein beobachtet wird.

Die kritische Reynoldssche Zahl ist am häufigsten und genauesten bei der Strömung durch kreisförmige Rohre bestimmt; die Rohre müssen genügend lang sein (Länge mindestens gleich 100 Durchmesser), wenn nicht die „Anlauf“-Verhältnisse bei der langsam sich entwickelnden Strömung falsche Werte vortäuschen sollen. Es ergibt sich eine sehr große Abhängigkeit der

kritischen Zahl von der Störung am Einlauf; bei sehr vorsichtigem Experimentieren hat man den ursprünglich von Reynolds gefundenen Wert von 2100 (für l ist hier der Durchmesser eingesetzt) auf das 70fache erhöhen können. Dagegen gelingt es nicht, den Wert unter den Reynoldsschen herunterzudrücken, auch nicht bei ganz scharfrandigem und wirbeligem Einlauf. Dies wurde von Schiller gezeigt, indem er eine störende Platte in verschiedene Entfernung von dem im übrigen strömungsfreien Einlauf brachte. Andere Strömungen, wie z. B. Gerinne mit freier Oberfläche, Strömung in tangentieller Richtung zwischen zwei konzentrischen Zylindern usw. ergaben kritische Zahlen von der gleichen Größenordnung. Auch die Rauigkeit der Wand hat keinen Einfluß auf die kritische Zahl.

Um den Umschlag der laminaren in die turbulente Strömung theoretisch zu verstehen, hat schon Reynolds angenommen, daß die laminare Strömung (als exakte Lösung der hydrodynamischen Differentialgleichungen) immer möglich, aber bei großer Reynoldsscher Zahl instabil sei. Doch ist ein exakter Beweis dieser Anschauung durch Ausrechnung trotz vieler Versuche nicht gelungen. Energiebetrachtungen allgemeiner Art führten Reynolds und Lorentz zwar zu Instabilität, ergaben aber zu kleine kritische Zahlen und sind nicht zwingend. Die Methode der kleinen Schwingungen, die nur für lineare Geschwindigkeitsverteilung in der Strömung (Flüssigkeit zwischen zwei relativ zueinander bewegten ebenen Platten) ganz durchgeführt werden konnte, ergab in diesem Fall Stabilität der Laminarströmung für beliebig große Reynoldssche Kennzahlen. Um zu einem mit der Erfahrung übereinstimmenden Ergebnis zu gelangen, hat man verschiedene Wege eingeschlagen; so unterscheiden z. B. Prandtl und Heisenberg zwischen „schwingungsfähigen“ und „nicht schwingungsfähigen“ Geschwindigkeitsverteilungen und sehen den Fall linearer Geschwindigkeitsverteilung als nicht maßgebend für die wirklich vorkommenden Strömungen an; Hopf untersucht Störungen, die von der Wand ausgehen (Wanderschütterungen), Noether endliche (d. h. nicht unendlich kleine) Störungen; Lorenz versucht den Umschlag von der turbulenten Strömung aus zu verstehen usw. Eine befriedigende einwandfreie Lösung des Problems ist noch nicht gefunden.

Der Verlauf der turbulenten Strömung ist experimentell recht genau studiert worden; es ergaben sich zunächst sehr einfache Gesetze über den Druckabfall. Das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz bewährt sich für glatte Wände; der Druckabfall ist dann bis zu Reynoldsschen Zahlen von der Größenordnung 10^5 proportional zur $7/4$ ten Potenz der Geschwindigkeit (Blasiussches Gesetz). Zu einer übersichtlichen dimensionslosen Formel gelangt man, wenn man den Druckabfall im Rohr von beliebigem Querschnitt für die Länge L ($\Delta p/L$)

proportional dem Staudruck $\rho \frac{U^2}{2}$ (U mittlere Geschwindigkeit, ρ Dichte) und umgekehrt proportional dem Profilradius r (Querschnittfläche: Umfang; für das Kreisrohr $r = \frac{1}{4}$ Durchmesser) setzt:

$$\frac{\Delta p}{L} = \psi \frac{\rho U^2}{2r} \dots \dots \dots (1)$$

Dann ist nach der Blasiusschen Formel

$$\psi = 0,0559 \left(\frac{v r}{\nu} \right)^{-\frac{1}{4}} \dots \dots \dots (2)$$

Die Abhängigkeit von der Form des Querschnittes ist recht gering.

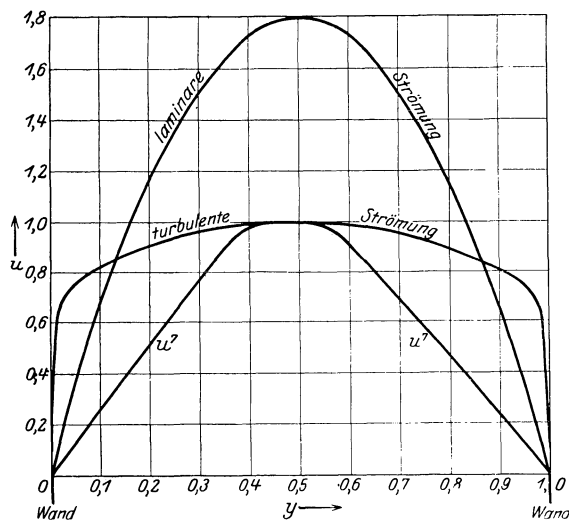
Zum Vergleich sei bemerkt, daß für laminare Strömung im Kreisrohr $\psi = 16 \left(\frac{\nu r}{v}\right)^{-1}$ gilt und die Abhängigkeit von der Querschnittsform bedeutend ist.

Bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen ($> 10^5$) wächst der Druckabfall nach neuen Messungen etwas stärker mit der Geschwindigkeit. Für rauhe Berandungen reicht das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz nicht aus; zwei Strömungen von gleicher Reynoldsscher Zahl sind nur mechanisch ähnlich, wenn auch die Rauigkeitszahl die gleiche ist. Als eine solche Rauigkeitszahl mag $K = \frac{k}{l}$ gelten,

wobei k eine für die Wand charakteristische Länge, l eine Längenabmessung der Strömung (etwa den Durchmesser eines Kreisrohres oder den Profilradius einer beliebigen Querschnittsform) bedeutet. Alle Messungen an rauhen Metall- und Zementrohren fügen sich zwanglos diesem Gesetz; es läßt sich der Koeffizient des Druckabfalles ψ in eindeutiger Abhängigkeit von R und K darstellen; dabei wird bei größeren R -Werten die Abhängigkeit von R gering und es scheint das Gesetz

$$\psi \sim K^{\frac{2}{7}} \dots \dots \dots 3)$$

ziemlich gut zu gelten. Für Holz und asphaltierte Eisenrohre hingegen ist die Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl dieselbe wie bei glatten Rohren und eine Abhängigkeit von l durch Vermittlung von K nicht festzustellen. Nur der Koeffizient der Formel 1) ist immer größer als 0,056 und von der Wandbeschaffenheit abhängig. Man spricht von „Wandwelligkeit“ im Gegensatz zu der bei Formel 3) in Erscheinung tretenden „Wand-



Geschwindigkeitsverteilung.

rauhigkeit“. Die Möglichkeit, die beiden Typen zu einem zusammenzufassen, ist noch nicht klar zu sehen; das experimentelle Material ist in dieser Hinsicht noch unvollständig.

Die Geschwindigkeitsverteilung in der turbulenten Strömung ist nicht stationär; jedoch ist der Mittelwert U der Geschwindigkeit an einer bestimmten Stelle gut meßbar; man kann zur Messung

sehr feine Stauröhrchen oder Hitzdrähte verwenden. In Wandnähe und sehr weit in die Strömung hinein findet man bei glatter Wand und $R < 10^5$

$$u \sim y^{1/7} \dots \dots \dots 4)$$

wenn y den Abstand der betr. Schicht von der Wand bedeutet. Man kann durch eine Dimensionsbetrachtung (Prandtl und v. Kármán) von 2) zu 4) gelangen, wenn man nur annimmt, dass die

Schubspannung $\tau = \psi \rho \frac{U^2}{2}$ an der Wand nur von der Geschwindigkeitsverteilung, der Dichte und dem Reibungskoeffizienten abhängt, nicht aber von den Abmessungen der ganzen Strömung, daß also jede Wand unabhängig von den Vorgängen an der anderen Wand auf die Strömung wirkt. Die Figur zeigt den Unterschied zwischen den Geschwindigkeitsverteilungen und der laminaren und turbulenten Strömung, sowie die Proportionalität von u^7 mit y bis fast in die Mitte.

Über Turbulenzerscheinungen in der für den Körperwiderstand und die Oberflächenreibung maßgebenden Grenzschicht s. Grenzschicht.

Eine Theorie der turbulenten Strömung ist noch kaum über tastende Versuche hinausgekommen; am aussichtsreichsten scheint die Auffassung der turbulenten Strömung als eines statistischen Gleichgewichts von Wirbeln (bes. v. Kármán). Auch die experimentelle Untersuchung der Schwankungen steht noch aus.

Hopf.

Näheres und Literatur s. z. B. Hopf, „Zähe Flüssigkeiten“ im Handbuch der Physik, Bd. VII.

Turbulenz, meteorologisch. Auch in der freien Atmosphäre ist zwischen laminarer und turbulenter Strömung zu unterscheiden. Die Größenordnung der Turbulenzelemente, d. h. der mittlere Durchmesser der Bahnen, die die Luftteilchen infolge der Turbulenz beschreiben, beträgt nach Barkow in den bodennahen Schichten der Atmosphäre bei einem Winde von

2	4	6	8	10	12	14	16 m/sec
etwa 19	27	38	56	71	106	127	145 m

Die Vergrößerung der Turbulenzkörper erfolgt also mit wachsender Windstärke nicht gleichmäßig. Bei 16 m/sec scheint mit weiter zunehmender Windstärke plötzlich abermals ein neuer Turbulenzzustand der Luft einzutreten, wie auch Sorkau drei verschiedene Turbulenzstadien in kapillaren Strömungen fand. Den stärksten Turbulenzgraden scheint ein vergrößerter vertikaler Temperaturgradient und geringere Stabilität (s. Atmosphäre, Gleichgewicht) zu entsprechen. Beim Auf- oder Absteigen eines Ballons von gleichbleibender Steigkraft ändert sich seine Vertikalgeschwindigkeit nicht nur mit der durchschnittlichen Vertikalkomponente der von ihm durchstoßenen Luftschichten, sondern nimmt mit zunehmendem Turbulenzgrade zu (s. Pilotballone).

Beim Fortschreiten von den kapillaren Turbulenzerscheinungen zu den in der freien Atmosphäre vorkommenden scheint es sich um mehr als graduelle Unterschiede zu handeln; es ist anzunehmen, daß hier vielfach Wirbel auftreten, deren Achse sich unter dem Einflusse der Erdoberfläche vorwiegend horizontal stellen wird. Tetens. Näheres s. Annalen der Hydrographie. 1917 und 1921.

Turbulenzproblem ist die noch nicht befriedigend gelöste Frage nach der Entstehung und dem Ver-

lauf der turbulenten Bewegung von Flüssigkeiten (s. d.). *Hopf.*

Turgoelektrizität. Als Turgoelektrizität bezeichnet man bei der Quellung gewisser Substanzen, wie Mucin, Gelatine, Edestin, Stärke usw. auftretenden Spannungen, die sich an einem Kapillarelektrometer in Oszillationen äußern und auf Bildung von Doppelschichten zurückgeführt werden. *R. Jaeger.*

Turmteleskop nennt man einen neuartigen Typus von astronomischen Fernrohren, der in den letzten Jahren mehrfach erbaut worden ist. Das Turmteleskop unterscheidet sich vom üblichen parallaxtisch montierten Fernrohr dadurch, daß der Lichtweg vom Objektiv ab feststeht. Es wird auf ein eigentliches Fernrohr verzichtet, vielmehr wird die Linse horizontal auf ein turmartiges Gerüst aufmontiert, so daß der Lichtweg vertikal verläuft. Über der Linse befindet sich ein Zölost (s. d.), der das Sonnen- oder Sternlicht nach unten durch die Linse wirft. Am Fuße des Turmes befindet sich die Spektralanlage, auf deren Spalt das von der Linse erzeugte Bild entworfen wird. Die Spektralanlage ist entweder mit vertikalem Lichtweg in einen Brunnen in die Erde versenkt (amerikanisches Turmteleskop, Mt. Wilson) oder mit horizontalem Lichtweg in einem thermokontanten Raum untergebracht (Einsteinurm, Potsdam). Die Konstruktion der Turmteleskope entsprang dem Bedürfnis, sehr leistungsfähige Spektralapparate mit Brennweiten von mehr als 10 Metern mit Fernrohren zu vereinigen, was bei beweglichem Rohr nicht möglich ist. *Freundlich.*

Tyndall-Phänomen. Tyndall-Phänomen heißt das Sichtbarwerden eines Lichtkegels in einer kolloiden

Lösung senkrecht zur Richtung des ursprünglichen Lichtstrahls. Es handelt sich um eine Dispersion des Lichtes an Teilchen, deren Dimensionen von kleinerer Größenordnung sind, als die der Wellenlänge. Das Tyndall-Licht ist stets polarisiert, während Floreszenz-Licht, das man manchmal mit ihm verwechseln könnte, meistens unpolarisiert ist.

Am einfachsten liegen die Verhältnisse bei nicht absorbierenden Teilchen (z. B. Mastix), für welche nach Lord Rayleigh die Intensität des abgebeugten Lichtes durch folgende Formel gegeben wird:

$$\mathfrak{I} = \frac{9 \nu \pi^2 v^2 A^2}{\lambda^4 d^2} \left(\frac{n'^2 - n^2}{n'^2 + 2n^2} \right) \sin^2 \alpha$$

(ν = Teilchenzahl pro ccm, v = Volum eines Teilchens, A = Amplitude des auffallenden Lichtes, λ = Wellenlänge desselben, d = Entfernung des Beobachters von den Teilchen, n' und n = Brechungskoeffizient von Teilchen und Medium, α = Winkel zwischen Schwingungsrichtung des auffallenden Lichtes und abgebeugtem Strahl). Die Intensität nimmt nach dem kurzwelligen Ende des Spektrums zu, daher ist das Tyndall-Licht bläulich. Das durchfallende Licht erscheint in solchen Lösungen dementsprechend rötlich.

Viel schwieriger liegen die Verhältnisse bei absorbierenden Teilchen. Die Theorie von Mie erklärt die Abhängigkeit der Farbe von solchen Solen mit kugelförmigen Teilchen von der Teilchengröße (so z. B. in Goldsolen rote Farbe bei dispersen, blaue bei koagulierten Teilchen). Die Abhängigkeit von der Form der Teilchen berücksichtigt Gans (Goldsole mit nicht kugelförmigen Teilchen sind blau). *A. Gemant.*

U

Überbemessung eines Motors, d. h. Vergrößerung der Kolbenfläche über einen den Triebwerksabmessungen bei normalen Verhältnissen entsprechenden Wert, wird angewendet, wenn der Motor als „Höhenmotor“ in einer bestimmten Höhe noch die zur vollen Ausnützung des Triebwerkes gehörende Leistung haben soll. In größeren Höhen, d. h. bei geringeren Luftdichten würde nämlich ein für die Luftverhältnisse am Boden berechneter Motor das zur Erzeugung einer gewissen Leistung — Verbrennung einer bestimmten Brennstoffmenge — erforderliche Luftgewicht nicht mehr ansaugen, die Leistung würde sinken, das Gewicht des Triebwerkes wäre schlecht ausgenützt. Die Luftzufuhr des überbemessenen Motors wird beim niedrigen Flug gedrosselt. Beim Steigen behält der Motor die gleiche Leistung bei — unter Nachlassung der Drosselung — bis zu einer vorausbestimmten normalen Flughöhe. Für diese sind dann sämtliche Motorteile, die beim niedrigen Fluge überbemessenen Zylinder, wie die Triebwerksteile, günstig ausgenützt. Häufig wird die Überbemessung in Verbindung mit der Überverdichtung angewendet (s. d.). *L. Hopf.*

Überbesserung, Überkorrektur (Optik) heißt der Zustand einer Linse (insbesondere einer Linsenfolge), durch den sie den entgegengesetzten Fehler hat, wie eine einfache Linse von gleicher Wirkung, z. B. eine Farbenabweichung einer sammelnden

Folge, bei der die Schnittweite roter Lichtstrahlen kürzer ist als die blauer Lichtstrahlen, ähnlich für die sphärische Abweichung. Den entgegengesetzten Zustand nennt man Unterbesserung, Unterkorrektur. *H. Boegehold.*

Überblasen s. Pfeifen.

Überdruck. Die technischen Angaben des Dampfdruckes in kg/qcm beziehen sich häufig auf den Atmosphärendruck als Nullpunkt. Es ist folglich x Atm. Überdruck = $x + 1$ Atm. absoluter Druck. Wo Mißverständnisse möglich sind, sollte jede Druckangabe mit einem entsprechenden erläuternden Zusatz versehen sein. Zuweilen wird der Dampfüberdruck auch als effektiver Dampfdruck bezeichnet. Die Wissenschaft, auch die technische Thermodynamik rechnet nur mit Atm. abs. Auch die gebräuchlichen Dampfdrucktabellen enthalten die Druckangaben ebenso. *L. Schneider.*

Überdruckturbine s. Turbine und Gleichdruckturbine.

Übereinstimmende Zustände. Das Gesetz der übereinstimmenden oder korrespondierenden Zustände, das in seiner jetzigen Gestalt von van der Waals stammt, sagt aus, daß die Zustandsgleichungen aller Gase und Flüssigkeiten zur Übereinstimmung gebracht werden, wenn man statt der Temperatur T , des Druckes p und des spezifischen Volumens v die reduzierten Größen $\Theta = \frac{T}{T_k}$, $\pi = \frac{p}{p_k}$

und $\nu = \frac{v}{v_k}$ einführt, welche man durch Division mit den kritischen Größen T_k , p_k und v_k erhält. Nach dem genannten Gesetz sollen nicht nur bei gegebenem Θ und π alle Substanzen denselben Wert von ν besitzen, sondern es sollen auch die Abhängigkeit des Dampfdruckes von der Temperatur, des Joule-Thomson-Effektes von Temperatur und Druck, sowie alle anderen Eigenschaften aller Stoffe bei gleichen reduzierten Größen von Temperatur, Druck und spezifischem Volumen numerisch übereinstimmen.

Das Gesetz, das allerdings nicht streng gilt, und nur für nicht assoziierte, sog. normale Stoffe und chemisch ähnlich gebaute Moleküle gute Resultate liefert, ist von großer Bedeutung, da es innerhalb gewisser Grenzen erlaubt, den direkten Beobachtungsbereich einer Größe durch Beobachtungen an verschiedenen Stoffen zu erweitern.

Zur Erläuterung diene das Beispiel der Gasisothermen, die in der Form gegeben seien, daß $p \cdot v$ (Druck mal Volumen) bei konstanter Temperatur als Funktion von p bekannt ist. Für einfache Gase und Drucke bis zu einigen Atmosphären ist $\frac{dp}{dv}$ in weitem Temperaturbereich lediglich eine Funktion der Temperatur T . Führt man für p und v die reduzierten Größen ein, so fordert das Gesetz der übereinstimmenden Zustände, daß $\frac{d\pi\nu}{d\pi} = \frac{1}{v_k} \frac{dpv}{dp}$ unabhängig von einer speziellen Substanz lediglich eine Funktion von Θ sein muß. Bei Kenntnis der kritischen Volumina ist diese Funktion für $\Theta = 8,3$ und $\Theta = 0,9$ bekannt, wenn $\frac{dpv}{dp}$ für Wasserstoff ($T_k = 33$) und Kohlensäure ($T_k = 304$) am Eispunkt ($T = 273$) gemessen ist, oder man kann jenen Quotienten für Kohlensäure und $T = 2500^\circ$ berechnen, wenn er für Wasserstoff bei $T = 273^\circ$ bekannt ist.

Besonders wertvolle Dienste leistet das Gesetz der korrespondierenden Zustände in Verbindung mit der Zustandsgleichung (s. d.).

Ein scharfes Kriterium, ob ein Gas normal ist und dem Gesetz der korrespondierenden Zustände gehorcht, bietet die Beobachtung der Sättigungsdrucke, die sich, falls es sich nicht um Dämpfe sehr tiefer kritischer Temperatur handelt, in erster Näherung durch die Beziehung $\ln \frac{p}{p_k} = f \cdot \left(1 - \frac{T_k}{T}\right)$ darstellen lassen. Für normale Stoffe ist nahezu $f = 2,9$. Für assoziierte Stoffe ist $f > 2,9$.

Frau K. Meyer, geb. Bjerrum, hat 1900 gezeigt, daß die Übereinstimmung des Gesetzes der korrespondierenden Zustände mit der Erfahrung erheblich verbessert werden kann, wenn man als Einheit nicht die kritische Temperatur T_k , sondern die Größe $T_k + a$ betrachtet, wobei a eine Konstante ist, die für jeden Stoff empirisch bestimmt werden muß. Die systematischen Abweichungen, welche Stoffe mit sehr niedriger kritischer Temperatur vom Gesetz der übereinstimmenden Zustände aufweisen, sind durch Byk vom Standpunkt der Quantentheorie aus untersucht worden.

Hennig.

Überfall. Über eine zugeschrägte oder abgerundete Kante (Schneide, Überfallrücken, Wehrrücken, Wehrkrone), die tiefer liegt als der Flüssigkeits-

spiegel, fällt die Flüssigkeit in einem Überfallstrahl von bestimmter Dicke und Wassermengenförderung über. Das hydromechanische Problem ist analog dem eines Ausflußstrahls (s. Ausfluß, Strahl) und kann in vielen Fällen (insbesondere beim scharfkantigen Überfall) in recht guter Übereinstimmung mit der Wirklichkeit nach den gleichen Methoden (s. d.) behandelt werden. Vor allem sei hier auf die Arbeiten von Blasius, v. Mises und neuerdings Lauck (Ztschr. f. angew. Math. und Mech. 1925) verwiesen.

Wird durch den Einbau eines durch die Überfallkante nach oben begrenzten Abschlußbauwerkes in ein offenes Gerinne das Wasser gegenüber seiner Lage bei ungestörtem Abfluß aufgestaut, so spricht man von einem Wehr; dient dieser Einbau wegen der zwischen Überfalldicke und überfallender Wassermenge gemäß der jeweiligen Anordnung (s. u.) bestehenden Beziehung (sog. Überfallformel) zur Wassermengenbestimmung durch Messung der Überfalldicke bzw. Überfallhöhe z. B. mit Pegeln (s. d.) genügend weit oberhalb des Wehres, so spricht man von Meßwehr, Meßüberfall. Besonders in Laboratorien ist diese Art der Flüssigkeitsmengenbestimmung von großer Bedeutung und fast allgemein üblich geworden, wenn nicht die Mengen so klein sind, daß unmittelbares Auffangen in Eichgefäßen oder Wägung zweckmäßig ist. Die praktische Ingenieurwissenschaft unterscheidet feste und bewegliche Wehre, je nachdem die relative Lage der Überfallkante zur Flußsohle und zum (variablen) Stauspiegel unverändert ist (z. B. steinerne Wehre, Betonwehre u. a.) oder geändert werden, bzw. der Einbau ganz beseitigt werden kann (bei Hochwasser, Eisgang usw.). Die Bezeichnung richtet sich im letzteren Falle nach der Art des Verschußkörpers (Tafel, Klappe, Walze, Segment und viele andere mehr) oder nach der Art und Richtung der Bewegungsmöglichkeit (z. B. Rollschütz, Versenkwalze u. a.); zu untersuchen sind die auf den Wehrkörper (festen und beweglichen Teil) wirkenden Kräfte (Unterdruck und Überdruck), die Form und Förderung des Überfallstrahles und seine Wirkung beim Auftreffen auf die Sohle unterhalb des Wehrkörpers (Abschlußboden, Beruhigungsbecken, Kolkverhütung), sowie seine geordnete, unschädliche Abführung in der unterhalb anschließenden Gerinnestrecke (s. auch Wassersprung).

Vom hydraulischen Standpunkt aus unterscheidet man scharfkantige und abgerundete Krone, vollkommenen und unvollkommenen Überfall (s. u.), Überfall ohne und mit seitlicher Strahleinschnürung; weitere Unterteilung geht aus nachstehendem hervor.

a) Scharfkantiges Wehr mit vollkommenem Überfall ohne Seiteneinschränkung. Rechteckiges Gerinne; Überfallbreite $b =$ Gerinnebreite B . Gegenüber der Wassermenge, die sich aus einer Integration über die einzelnen Fäden ergibt:

$$Q' = b \int_0^h \sqrt{2gz} \cdot dz \text{ (Poleni 1717), erhält man einen}$$

kleineren Wert, da eine Kontraktion stattfindet und die Geschwindigkeitsverteilung abweicht; der oberste Strahl der „Nappe“ senkt sich schon oberhalb des Wehres (dies ist bei Messung der Überfallhöhe zu beachten) und der unterste Faden steigt — bei ausreichender Belüftung des unterhalb gelegenen Raumes — beträchtlich über die Hori-

zontalebene durch die Überfallkante an. Dadurch stören sich die einzelnen „Fallparabeln“ der Fäden und dies bedingt den sog. „Gegendruck im Überfallstrahl“ (s. Fig. 1). Andererseits erhöht der

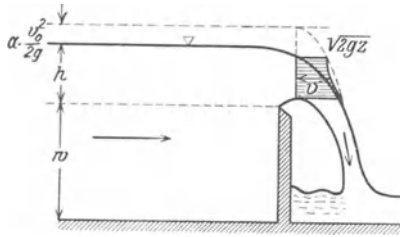


Fig. 1. Vollkommener scharfkantiger Überfall mit freiem Strahl.

Umstand, daß das Wasser mit einer Zustromgeschwindigkeit v_0 bereits ankommt, die Förderung:

$$Q' = \frac{2}{3} \sqrt{2g} b \left[\left(h + \frac{\alpha \cdot v_0^2}{2g} \right)^{3/2} - \left(\frac{\alpha \cdot v_0^2}{2g} \right)^{3/2} \right].$$

Die Bestimmung der tatsächlichen Förderung $Q = \mu Q'$ geschieht durch Eichversuche. (Die nachstehenden Formeln sind ersichtlich nicht dimensionsrein.) Rehbock findet

$$Q = \frac{2}{3} b \left(0,605 + \frac{1}{1050 \cdot h - 3} + 0,08 \frac{h}{w} \right) h \sqrt{2gh}$$

bei ausreichender Belüftung unter dem Strahl; die Rehbocksche Formel, in die h im zweiten Klammernglied in m einzusetzen ist, ebenso wie auch seine neueren Formeln liefern für solche Abmessungen h und für solche $\frac{h}{w}$ gut zutreffende

Werte, für die sie ermittelt wurden. Die Schweizer Normen für Wassermessungen 1924 setzen:

$$Q = \frac{2}{3} b \left\{ 0,615 \left(1 + \frac{1}{1000h + 1,6} \right) \left[1 + 0,5 \left(\frac{h}{h+w} \right)^2 \right] \right\} h \sqrt{2gh}.$$

Durch Rechnung nach den Methoden der konformen Abbildung (s. Strahl) fand v. Mises (bei sehr kleiner Zuflußgeschwindigkeit d. h. großem Vorbecken):

für $h/w \dots =$	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
$Q/bh \sqrt{2gh} \dots =$	0,407	0,427	0,458	0,490	0,517	0,541	0,562	0,585	0,607
$Q/bw \sqrt{2gw} \dots =$	0	0,151	0,458	0,900	1,462	2,138	2,925	3,831	4,856

Am einwandfreiesten (nach Mises-Eisner) ist die Ermittlung von $\mu^* = \frac{Q}{b \cdot \sqrt{2g} \cdot \left(h + \frac{\alpha v_0^2}{2g} \right)^{3/2}}$

als Funktion von $\frac{h + \frac{\alpha v_0^2}{2g}}{w}$ und des Verhältnisses

der Drucke zu beiden Seiten des Strahles bzw. der Krümmungsverhältnisse (in dimensionsloser Darstellung); hierin kommt (bei stets gleicher Flüssigkeit und Temperatur) auch der mit der Krümmung wechselnde Kapillaritätseinfluß zum

Ausdruck. Diese Betrachtungsweise bleibt gültig auch für so hohe abwärtige Unterwasserstände, daß der Strahl an der Überfallkante hierdurch

beeinflusst wird, wenn noch $\frac{h_1}{h_2}$ oder $\frac{h_u + \frac{\alpha v_u^2}{2g}}{w}$

oder $\frac{h + \frac{\alpha v_0^2}{2g}}{h_u + \frac{\alpha v_u^2}{2g}}$ (s. Fig. 1, 4, 14) oder ähnliche

dimensionslose Kombinationen in die $\mu^* =$ Funktion mit hineingenommen werden (s. u.).

Bei nicht ausreichender Belüftung befindet sich unter dem Strahl eine Luftverdünnung, der Strahl selbst wird an die abwärtige Seite des Wehrkörpers angedrückt (gedrückter Strahl) und das Unterwasser hebt sich in den Raum unterhalb des Strahles. Die Förderung nimmt dabei naturgemäß zu.

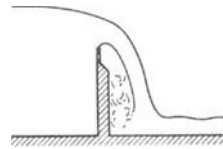


Fig. 2. Gedrückter Strahl.

Bei rasch fallender Zuflußmenge, wenn die Luft unter dem Strahl nicht ebenso schnell entweichen

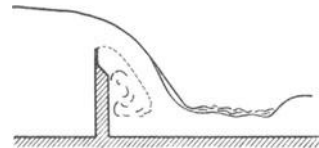


Fig. 3. Unterfüllter Strahl mit freiem Fuß.

kann, gibt es auch den Zustand „gehobenen“ Strahles. Über weitere Strahlformen, den Einfluß

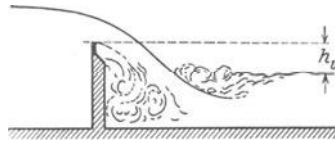


Fig. 4. Tauchender Strahl.

einer den Strahlfuß überdeckenden Deckwalze (s. auch Wassersprung und Walze bzw. Wirbelbewegung) s. Lehrbücher der Hydraulik, Rehbocks Veröffentlichungen, Handbuch der Physik Bd. VII, Art. Forchheimer. Bei Annäherung an den Zustand des unvollkommenen Überfalles (s. u.) treten besondere Verhältnisse auf, die auch davon abhängig sind, ob man sich in Richtung vollkommener \rightarrow unvollkommener Überfall oder umgekehrt bewegt, und die bisher üblichen Formeln dürfen nicht mehr ohne weiteres angewendet werden.

Bei gleicher Anordnung wie im Eichfall, aus dem solche Formeln abgeleitet sind, und in gleichem

Bereich der variablen Größen sind die Formeln aber recht gut und können genaue Mengenbestimmungen durch Anwendung der Formeln bei sorgsamem Vorgehen (einwandfreie Nullagenbestimmung!) für jeden Sonderfall verhältnismäßig leicht vorgenommen werden. Daher werden vollkommene, gut gelüftete Überfälle über scharfe Schneiden häufig im Laboratorium gebraucht.

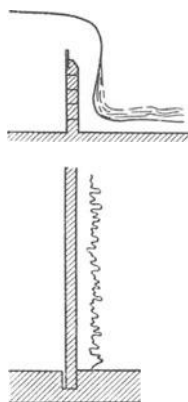


Fig. 5. An-geschmiegter Strahl.

Sonderformen, bei denen man teils besonders große prozentuale Genauigkeit dadurch anstrebt, daß gleicher Überfallmehrdifferenz gerade bei kleinen Absolutmengen ein möglichst großer Überfallhöhenunterschied entspricht, teils möglichste Linearität zwischen Q und h angestrebt wird, sind: Der Trapezüberfall von Cipoletti, der besonders häufig verwendete Thompsonüberfall (ein auf den Kopf gestelltes Dreieck), der Exponentialüberfall, der angenäherte Linear- und der kreisrunde Überfall. Näheres s. bei Staus.

b) Für den scharfkantigen, vollkommenen Rechtecküberfall mit Seitenkontraktion ($b < B$) geben die Schweizer Normen:

$$Q = \frac{2}{3} b \cdot \sqrt{2gh} \cdot h \left[0,578 + 0,037 \left(\frac{b}{B} \right)^2 + \frac{3,615 - 3 \left(\frac{b}{B} \right)^2}{1000h + 1,6} \right] \cdot \left[1 + 0,5 \left(\frac{b}{B} \right)^4 \left(\frac{h}{h+w} \right)^2 \right].$$

Ferner hat Frese hierüber umfassende Messungen angestellt.

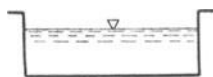


Fig. 6. Rechteckiger Überfall.



Fig. 7. Kreisrunder Überfall.

c) Vollkommene Überfälle ohne Seitenkontraktion über Wehrrücken verschiedener Form sind von Bazin, Rehbock, der Preuß. Versuchsanstalt f. Wasserbau und Schiffbau, Berlin u. a. genau untersucht worden. Bei der

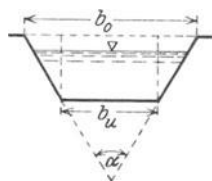


Fig. 8. Cipoletti-Überfall.



α z. B. = $60^\circ, 45^\circ$
jedenfalls $\alpha > 35^\circ$.

Fig. 9. Thompson-Überfall.

Fülle der möglichen Formen sollen hier Zahlwerte nicht angegeben werden. Es kommt dabei, wie in vielen anderen Fällen, auf die Geometrie der Stromfäden an (Krümmung, Unterdruckgebiete längs des Wehrrückens, Ablösung (s. d.), Rauigkeitseinflüsse in allerdings meist geringem Maße); auch die Stabilität der Strahlform ist nicht immer gesichert. Grundsätzlich ist stets die oben an-

gegebene Beziehung für μ^* anwendbar, doch muß bei Modellversuchen das Maßstabsverhältnis bzw. eine Reynoldssche Zahl (s. d.) ebenfalls in die Funktion hineingenommen werden, d. h. Modell-

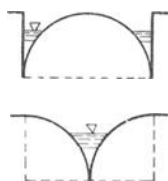


Fig. 10. Angenäherter Exponential-Überfall.

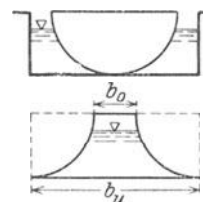


Fig. 11. Angenäherter Linear-Überfall.

versuche dürfen nicht in zu kleinem Maßstab ausgeführt werden.

d) Unvollkommenen Überfall nennt man einen Überfall, wenn der Spiegel, besser gesagt: die Energielinie (s. d.) des Unterwassers (stromauf verlängert) höher liegt als die Wehrröhre. Bislang betrachtete man in der praktischen Hydraulik

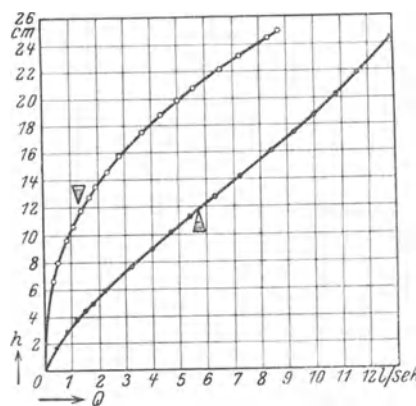


Fig. 12. Eichkurven eines Dreieck- und eines Trapezüberfalls nach Staus.

diesen Vorgang als aus zwei Vorgängen bestehend, nämlich aus einem Überfall im eigentlichen Sinne und einem Ausfluß unter Wasser. Diese Berechnungsart wird jetzt mit Recht verlassen. Doch sind die vorliegenden Versuche, obwohl

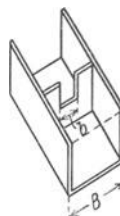


Fig. 13. Überfall mit Seiteneinschränkung.

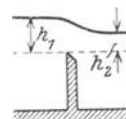


Fig. 14. Unvollkommener Überfall.

zahlreich, noch nicht in dem zu fordernden Sinne ausgewertet, einen einheitlichen „Beiwert“ μ' formelmäßig anzusetzen. Erste Ansätze vom Verf. liegen in der genannten μ^* -Fassung in der Preuß. Versuchsanstalt für Wasserbau u. Schiffbau, Berlin seit kurzer Zeit vor.

Ausführlicher wird über den heutigen Stand des Problems unter bes. Beachtung der Dimensionsreinheit der Formeln vom Verf. berichtet in: Hdb. der Experimentalphysik von Wien & Harms, Bd. IV 2. *Eisner.*

Überföhrungszahl einer Ionengattung eines binären Elektrolyten ist der Teil des durch einen Elektrolyten hindurchfließenden Gesamtstromes, welcher von der Bewegung der einen Ionensorte herrührt (Hittorf 1859). Gleichbedeutend damit wird die Überföhrungszahl als das Verhältnis der durch einen Querschnitt des Elektrolyten senkrecht zur Strombahn hindurchwandernden Menge des Kations (Anions) zu der durch Elektrolyse gleichzeitig an der Kathode (Anode) abgeschiedenen (aufgelösten) Menge desselben definiert. Gelangt 1 g Aq. zur Abscheidung, so wandert durch jeden Querschnitt der Lösung im ganzen die Elektrizitätsmenge F und zwar teils als positive Ladung mit dem Kation, und teils in entgegengesetzter Richtung als negative Ladung mit dem Anion. Daher muß die Summe der Überföhrungszahl von Anion und Kation in jedem Querschnitt gleich eins sein. Unter der Voraussetzung, daß die elektrolytische Lösung hinreichend verdünnt ist, und daß das Lösungsmittel bei der Elektrolyse infolge von Kataphorese, Adhäsion oder Hydratation keine Verschiebung erleidet, ist das Verhältnis der Überföhrungszahl von Anion a und Kation k gleich dem Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeiten, mit denen sich die Ionen im elektrischen Felde durch das widerstehende Medium des Lösungsmittels bewegen: $a:k=v:u$ und daher die Größe der Überföhrungszahl des Kations eines Elektrolyten: $k = \frac{u}{u+v}$ (also abhängig von der Natur des Anions). Wie die Überföhrungszahlen experimentell ermittelt werden können, mag am Beispiel der Elektrolyse wässeriger HCl-Lösung zwischen unangreifbaren Elektroden erläutert werden:

An der Kathode wird der Verlust von 1 Aq. abgeschiedenen H teilweise ergänzt durch Zuwanderung von k Aq. H-Ion, so daß die Menge des H-Ion um $1-k = a$ Aq. vermindert wird. Da gleichzeitig a Aq. Cl abwandern, so tritt an der Kathode im ganzen eine Verminderung um a Aq. HCl ein. An der Anode gelangt ein Aq. Cl zur Abscheidung, a Aq. Cl werden neu herangeföhrt und k Aq. H-Ion treten in die angrenzende Schicht des Elektrolyten. An der Anode verarmt also die Lösung um k Aq. HCl. Die Überföhrungszahl des Kations ist somit durch die Konzentrationsänderung an der Anode bestimmbar.

Hierzu benutzt man nach Hittorf zweiteilige Gefäße, welche es ermöglichen sollen, nach beendigter Elektrolyse den Anodenraum von der übrigen Flüssigkeit abzutrennen, ohne daß durch Vermischung oder Diffusion eine störende Konzentrationsänderung bewirkt wird. Aus diesem Grunde muß auch während des Stromdurchganges für gleichmäßige Temperierung gesorgt werden, damit nicht infolge der Jouleschen Wärme Schichten verschiedener Temperatur und Dichte zu Konvektionsströmungen des Elektrolyten Veranlassung geben.

Eine andere Methode beruht auf der optischen Beobachtung der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen in der Grenzschicht zweier sich berührender Elektrolyte.

Die Überföhrungszahl hängt in hohem Grade von der Konzentration ab. In keinem Fall ist der Einfluß der Temperatur außer Acht zu lassen. *H. Cassel.* Näheres in den Lehrbüchern z. B. bei G. Grube, Elektrochemie, Dresden 1930.

Übergangsfarbe s. Polarimeter.

Übergangspunkt (s. auch Phasenregel). Ein Punkt im Druck-Temperaturdiagramm, wo eine Phase verschwindet und eine andere dafür auftritt. Die beiden Phasen, auf die sich der Übergangspunkt bezieht, sind demnach nur in diesem singulären Punkt nebeneinander im (nonvarianten) Gleichgewicht. Hier ist also die Zahl der Freiheitsgrade 0, demnach die der Phasen um zwei größer als die der Komponenten. Daher sind die Übergangspunkte in einkomponentigen Systemen Tripelpunkte, in zweikomponentigen Quadrupelpunkte usw.

Beschränkt man sich auf kondensierte Systeme (s. d.), so treten an Stelle der Übergangspunkte andere Punkte auf den Grenzkurven kondensierter Phasen, für die aber, da sowohl eine Phase, als eine Freiheit verschwunden ist, das gleiche gilt. Man spricht dann von Umwandlungspunkten. *Schwab.*

Übergangswahrscheinlichkeiten von Quantenvorgängen. Nach der Bohrschen Theorie der Spektrallinien (s. d.) ist jeder an einem Atomsystem eintretende elementare Quantenvorgang durch einen praktisch zeitlosen Übergang zwischen zweien von seinen stationären Quantenzuständen gekennzeichnet, für dessen Realisierung keine im klassischen Sinne angebbaren Kausalgründe bekannt sind. Man hat daher den Quantenprozessen bestimmte zeitliche Häufigkeiten zugeschrieben und diese sog. „Übergangswahrscheinlichkeiten“ auf Grund des Bohrschen Korrespondenzprinzipes (s. d.) abzuschätzen versucht. Nach der Quantenmechanik (s. d.) von Heisenberg scheint der Schluß auf einen prinzipiell zufallsartigen Charakter der elementaren Quantenprozesse unausweichlich zu sein. Die „Übergangswahrscheinlichkeiten“ werden durch die Quantenmechanik eindeutig berechenbar, am einfachsten nach der wellenmechanischen Methode von Schrödinger (s. Wellenmechanik). Für isolierte Atomsysteme ergeben sich dabei zunächst deren Übergangswahrscheinlichkeiten im engeren Sinne, welche den spontanen, mit Strahlungsemission verbundenen Quantenvorgängen der Atomsysteme zugehören. Im Falle der Beeinflussung durch ein äußeres Strahlungsfeld kommen noch die gesondert zu ermittelnden Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten derselben Quantenprozesse für „positive“ und „negative“ Einstrahlung hinzu (s. Quantenstrahlung).

Die zeitliche Häufigkeit der Quantenprozesse ist maßgebend für die mittlere Lebensdauer (s. d.) der stationären Quantenzustände des einzelnen Atomsystems, bei einer Gesamtheit von Atomen oder Molekülen überdies für die Intensität der damit verknüpften spektralen oder korpuskularen Erscheinungen und — falls es sich ausschließlich um spontane Prozesse handelt — für den zeitlichen Verlauf ihrer Abklingung. Dem grundsätzlich statistischen Charakter aller Quantenprozesse gemäß, ist nach der Quantenmechanik auch die zeitliche Häufigkeit aller jener Erscheinungen, welche auf gegenseitigen Wechselwirkungen weniger oder auch sehr zahlreicher Atomsysteme beruhen, nur mittels Übergangswahrscheinlichkeiten beschreibbar. Dies gilt sowohl für die molekularen Stoßvorgänge der Quantenkinetik (s. d.), wie für alle mit der räumlichen Ausbreitung der Strahlung zusammenhängenden Erscheinungen der Quantenoptik

(s. d.); bei den letzteren sind es namentlich die klassischen Interferenzgesetze, welche im wesentlichen durch quantenmechanische Gesetzmäßigkeiten von Übergangswahrscheinlichkeiten ihre Deutung finden.

Übergangswiderstand s. Kontaktwiderstand.

Überhitzung. Die Erzeugung des überhitzten Dampfes geschieht durch die Überhitzer der Kesselanlage, indem man dem Satttdampf bei konstantem Druck Wärme zuführt. Die Überhitzer bestehen meist aus einer Anzahl von Rohren, deren Inneres vom Dampf erfüllt und deren äußere Oberfläche den Heizgasen ausgesetzt ist. Die Rohre münden in zwei getrennte Dampfkammern, die Satttdampf und die Heißdampfkammer. Die Überhitzer werden mitunter mit eigener Feuerung versehen, meist aber in die Heizgaszüge der Kessel eingebaut und im letzteren Fall meist so, daß die Gase zunächst einen Teil der Kesselfläche, sodann gleichzeitig Kessel und Überhitzer und hierauf wiederum nur die Kesselheizfläche bestreichen. Zur Regelung der Überhitzung können Klappen die Gase mehr oder minder vom Überhitzer fernhalten oder es wird ein entsprechender Teil des Heißdampfes durch Rohre, die in den Wasserraum des Kessels verlegt sind, geleitet und nach seiner Abkühlung mit dem Rest wieder vermengt oder endlich, es wird dem Heißdampf Satttdampf zugesetzt. Die Heißdampftemperatur beträgt am Kessel in der Regel 350—450° C.

L. Schneider.

Überlagerer, ein Erzeuger von ungedämpften elektrischen Schwingungen, meist sehr kleiner Leistung, welcher in der drahtlosen Telegraphie und Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen am Orte des Empfanges zur Hervorbringung einer Hilfsschwingung dient, die mit der Empfangsschwingung interferiert und vermittels Gleichrichtung eine meist hörbare Frequenz gleich der Differenz der beiden genannten Schwingungszahlen verursacht (R. A. Fessenden, F. K. Vreeland) (s. Überlagerungs-, Heterodyne-, Interferenz-, Schwebungsempfang). Bei der sog. Zwischenfrequenzüberlagerung (s. d.) liegt die entstehende Interferenzschwingung weit über der Hörgrenze. Auch für viele physikalische Messungen wie Dielektrizitäts-, Permeabilitätsmessungen usw. ist der Überlagerer verwendbar. Im allgemeinen werden zur Schwingungserzeugung im Überlagerer Hochvakuum-Glühkathodenröhren mit Gitter in Rückkopplungsschaltung benutzt.

H. Rukop.

Überleitfähigkeit s. Supraleitfähigkeit.

Übersättigungstheorie, photographische, s. Entwicklung photographischer Schichten.

Überschallgeschwindigkeit s. Schallgeschwindigkeit und Kopfwelle.

Überschlagspannungen werden diejenigen Spannungen genannt, bei denen ein Funke von einer Elektrode zur anderen über die Oberfläche eines trennenden Isolators (z. B. eines Hochspannungsporzellanisolators) hinweg überschlägt (s. Gleitfunken).

Güntherschulze.

Übersetzungsverhältnis. Der Begriff Übersetzungsverhältnis ist aus den Vorgängen in einem eisengeschlossenen Transformator (s. d.) entwickelt worden; man versteht hierunter das Verhältnis der Windungszahlen zweier den gleichen Eisenpfad umschlingenden Wicklungen.

Die physikalische Bedeutung des Übersetzungsverhältnisses wird an dem — nicht realisierbaren —

Modell des streuungs- und widerstandsfreien Transformators offenbar. Denn in einem solchen sind zunächst sämtliche Induktionslinien mit beiden Wicklungen verkettet und jede zeitliche Änderung des Induktionsflusses ruft daher in jenen Wicklungen Spannungen hervor, die genau im Verhältnis der Windungszahlen, also im Übersetzungsverhältnis stehen. Aus dem Energieprinzip folgt dann sogleich, daß die mit den Spannungen phasengleichen Stromkomponenten im umgekehrten Verhältnis der Windungszahlen stehen, so daß der Kehrwert des Spannungsübersetzungsverhältnisses das Stromübersetzungsverhältnis angibt. Das Durchflutungsgesetz lehrt, daß eine ähnliche Relation die senkrecht zur Spannung liegenden Stromkomponenten verknüpft: Die Durchflutungen beider Wicklungen unterscheiden sich um die zur Magnetisierung des Eisenpfades notwendige Durchflutung. Das Stromverhältnis nähert sich also um so mehr dem obengenannten Übersetzungsverhältnis, je größer die Wicklungsdurchflutung gegen die Magnetisierungsdurchflutung wird. Da alle technischen Transformatoren mit relativ kleiner Eisensättigung arbeiten, ist diese Bedingung für Ströme, welche die Größenordnung des Transformatorennennstromes besitzen, gut erfüllt, insbesondere darf man bei Kurzschluß des Transformators stets die Ströme beider Wicklungen im Stromübersetzungsverhältnis aufeinander umrechnen.

Der wirkliche Transformator unterscheidet sich von dem bisher betrachteten durch das Vorhandensein von Widerstand und Streuung; das Spannungsübersetzungsverhältnis verliert dann die obengenannte einfache Bedeutung, lediglich bei Leerlauf stimmt das Verhältnis der Spannungen in großer Näherung mit dem Spannungsübersetzungsverhältnis überein, weil in diesem Betriebszustande Spannungsabfälle nur durch den relativ kleinen Magnetisierungsstrom erzeugt werden. Trotzdem behält man auch für den wirklichen Transformator den obengenannten Begriff bei, welcher nun nicht mehr das Verhältnis der Klemmspannungen, sondern der vom sog. gemeinsamen Fluß erzeugten Umlaufsspannungen (Arbeitsspannungen) angibt. Versteht man daher unter dem gemeinsamen Spulenfluß (oder Abrahamschen Fluß) den Fluß, welcher durch die gesamte, pro Windung einmal gezählte Spulenfläche hindurchtritt, so kann man für den wirklichen Transformator das Übersetzungsverhältnis als Verhältnis der Spulenflüsse zweier, einen gemeinsamen magnetischen Pfad umschlingender Wicklungen definieren. Diese neue Begriffsbildung läßt zwei wichtige Erweiterungen zu.

Zunächst kann man in den Differentialgleichungen des Transformators beispielsweise die sekundären Ströme und Spannungen vermittels des Strom- und Spannungsübersetzungsverhältnisses „auf Primär umrechnen“. Man erkennt bei Ausführung dieser Operation, daß dies nur zulässig ist, wenn man gleichzeitig alle in den Sekundärkreis eingeschalteten Widerstandsgrößen (Ohmsche kapazitive und induktive Widerstände) auf Primär reduziert; doch geht in die Umrechnungsformel das Übersetzungsverhältnis quadratisch ein. Für Belastungsgebiete, innerhalb derer der (primäre) Magnetisierungsstrom vernachlässigt werden kann, folgt hieraus die überaus bedeutungsvolle Regel: Ein über einen Transformator in einen Stromkreis

geschalteter Wechselstromwiderstand wirkt wie ein unmittelbar eingeschalteter Wechselstromwiderstand, dessen Betrag sich aus dem gegebenen durch Multiplikation mit dem Quadrate des Übersetzungsverhältnisses bestimmt; der Transformator geht nur noch mit seinem Ohmschen und Stromwiderstand in den Stromkreis ein.

Sodann kann man die letzthin gegebene Definition des Übersetzungsverhältnisses auf transformatorisch miteinander verkettete Stromkreise übertragen, bei denen die Anordnung durch räumliche Ausbreitung der Wicklungen wesentlich verwickelter ist als beim Transformator; man muß in diesem Falle das Verhältnis der Windungszahlen noch mit gewissen, von der Wicklungsart abhängigen sog. Wicklungsfaktoren versehen, um das Übersetzungsverhältnis zu berechnen. Hiervon macht man beispielsweise in der Theorie der Drehstrom-Synchronmaschinen Gebrauch, um die Ankerückwirkung vermittelt des Stromübersetzungsverhältnisses mit dem Erregerstrom zusammenzusetzen. Da hierbei die durch das Übersetzungsverhältnis aufeinander bezogenen Wicklungen relativ zueinander bewegt sind, spricht man hierbei besser nicht vom Übersetzungsverhältnis der Wicklungen, sondern vom Übersetzungsverhältnis der Stromsysteme: Voraussetzung ist hierbei nur noch, daß die aufeinander bezogenen Stromsysteme relativ zueinander ruhen, d. h. nur synchrone Bewegungen relativ zu einer Wicklung ausführen. Auf diesem Begriff des Übersetzungsverhältnisses gründet sich die Theorie der Drehfeldmaschinen.

F. Ollendorff.

Überspannung, elektrolytische. Um eine Elektrolyse mit endlicher Geschwindigkeit zu bewerkstelligen, muß die angelegte Badspannung die Zersetzungsspannung des zu spaltenden Elektrolyten um einen gewissen Betrag übersteigen. Die Zersetzungsspannung (s. d.) ist durch das Gleichgewicht der elektromotorisch wirksamen Prozesse definiert und daher ebensogroß wie die elektromotorische Gegenkraft welche von der Wiedervereinigung der Zersetzungsprodukte geliefert wird. Die Elektrolyse mit endlicher Geschwindigkeit ist stets mit Konzentrationsänderungen im Elektrolyten verknüpft und wegen der dadurch bedingten Diffusionsvorgänge notwendigerweise ein irreversibler Prozeß. Jedoch lassen sich diese Konzentrationsverschiedenheiten dadurch unschädlich machen, daß man Lösungen möglichst hoher Konzentration benutzt, Auch unter diesen Umständen erweist sich die zur Elektrolyse benötigte Spannung höher als die Zersetzungsspannung und noch außerdem in hohem Maße abhängig von dem Material und von der Beschaffenheit der Elektroden, an denen die Abscheidung zustande kommt. Diese allgemein zu beobachtende Erscheinung ist an der elektrolytischen Wasserstoffentwicklung besonders eingehend untersucht worden.

Unter „Überspannung der Wasserstoffentwicklung“ versteht man in der älteren Literatur den von der Konzentrationspolarisation unabhängigen Überschuß des Einzelpotentials der Gaselektrode über das Ruhepotential, welcher zur sichtbaren Bläschenbildung benötigt wird. Bläschenbildung kann erst eintreten, wenn die Umgebung der Elektrode bereits mit Wasserstoff vorgeschrieben (z. B. von 1 Atm) Druck gesättigt ist. Das Auftreten der ersten Bläschen als ein Keimbildungs-

vorgang bietet kein sehr scharfes Kriterium zur Kennzeichnung des Tempos der Elektrolyse. Man verfährt daher präziser, wenn man die Überspannung nur im Zusammenhang mit der durch sie erreichten Stromdichte betrachtet. Bei der Elektrolyse des Wassers wurde für die Überspannung an verschiedenen Elektroden die folgende Reihenfolge gefunden, wobei den Zahlenwerten nur eine orientierende Bedeutung zukommt, weil sie, von verschiedenen Beobachtern gemessen, sich nicht auf gleiche Stromdichte beziehen:

Überspannung des Wasserstoffs:

Pt (schwarz)	Au	Fe	Ag	Ni	Cu
0,00	0,02;	0,08;	0,15;	0,21;	0,23;

Pt (blank)	Pd	Sn	Pb	Zn	Hg
0,09	0,48;	0,53;	0,64;	0,70;	0,78.

Überspannung des Sauerstoffs:

Ni	Sn	Pt (schwarz)	Fe
0,00;	0,01;	0,12;	0,12;
Cu	Pd	Pt (blank)	Au
0,13;	0,30;	0,32;	0,40.

Die Überspannung ändert sich verhältnismäßig wenig mit der Temperatur, der Einfluß der Reinheit und Rauigkeit der Oberflächen ist sehr bedeutend. Geringste Spuren fremder Metalle mit kleinerer Überspannung genügen, um die Überspannung beträchtlich zu senken. So sind Bleielektroden auf denen winzige Mengen von Nickel oder Eisen zur Abscheidung gelangt sind, für den Gebrauch im Akkumulator verdorben, weil sich an ihnen schon unterhalb einer Ladespannung von 1,6 Volt Wasserstoff entwickelt. Bekanntlich wird die Auflösung von reinem Zink in reiner verdünnter Säure erst durch Zusatz kleinster Mengen von Nickel- oder Platinsalz ermöglicht. Die hohe Überspannung des Wasserstoffs am reinen Zink verhindert nämlich jede merkliche Entladung von Wasserstoffionen und damit die äquivalente Lösung des Metalles. Der Vorgang kann erst mit wahrnehmbarer Geschwindigkeit eintreten, wenn sich auf dem Zink ein Niederschlag edleren Metalles mit kleinerer Überspannung gebildet hat, so daß an diesem als dem edleren Pol eines (Voltaschen) Lokalelementes Wasserstoffbläschen aufsteigen.

Die Überspannung ist mitbestimmend für den Energieaufwand, der zur elektrolytischen Wasserzersetzung notwendig ist. So lehren obige Zahlen, daß für die Gewinnung von Wasserstoff und Sauerstoff durch Elektrolyse im technischen Betrieb Nিকেlelektroden am vorteilhaftesten sind. Eine nur durch die Kenntnis der Überspannung verständliche Maßnahme ist ferner das Amalgamieren der Zinkelektroden in den Leclanchéschen Elementen (s. d.), wodurch die an sich schon hohe Überspannung des Zinks auf den noch größeren Wert an Quecksilber erhöht wird und dadurch die nutzlose Auflösung von Zink unter Wasserstoffentwicklung verhütet.

Die Erklärung des Phänomens gehört jedenfalls nicht in die Gleichgewichtslehre, sondern in die Dynamik. Die sogenannte physikalische Theorie von H. G. Möller (1908) suchte das irreversible Verhalten der Gaselektroden als Keimbildungsvorgang ähnlich dem Siedeverzug durch die zur Bläschenbildung notwendige Arbeitsleistung zu deuten. Hiernach käme es auf die Grenzflächen- spannungen der beteiligten Phasen an. Indessen liefert diese Annahme keine ausreichende Be-

gründung für die tatsächlich gefundenen sehr hohen Werte der Überspannung.

Größere Wahrscheinlichkeit kann der sogenannte chemische Erklärungsversuch für sich beanspruchen, wonach es auf die Reaktionsgeschwindigkeit ankommt, mit der sich molekularer Wasserstoff aus den Ionen bildet. Dieser Prozeß verläuft wahrscheinlich in zwei Stufen:

1. Entladung des H-Ions: $H^+ + O = H$.
2. Molekülbildung; $2H = H_2$.

Die Ursache der Überspannung wäre hiernach in einer Reaktionshemmung auf der ersten oder auf der zweiten Stufe zu suchen, wobei die Verschiedenheiten an verschiedenen Metallen durch ihre besonderen Eigenschaften zu erklären wären.

Nach der auf J. Tafel (1900) zurückgehenden Annahme ist die Verzögerung der Molekülbildung für eine Erhöhung der Lösungstension des atomaren Wasserstoffs und damit der Gegen-EMK verantwortlich zu machen. Die Überspannung muß um so niedriger sein, je stärker der atomare Wasserstoff an der Elektrode adsorbiert wird.

Nach T. Erdaj-Gruz und M. Volmer (1930) ist es die Verzögerung des Überganges der Wasserstoffionen durch die Helmholtzsche Doppelschicht, welche eine Erhöhung des Elektrodenpotentials durch Aufladung des Doppelschichtkondensators bewirkt. Neuere Messungen zeigen eine lineare Abhängigkeit der geflossenen Elektrizitätsmenge von der polarisierenden Spannung und sprechen damit eindeutig zugunsten dieser Auffassung. Das verschiedene Verhalten der Metalle wäre mit der Verschiedenheit der Elektronenaustrittsarbeiten in Zusammenhang zu bringen.

H. Cassel.

Überspannungsausschalter s. Maximalausschalter.

Überspannungsschutz. Überspannungen werden in elektrischen Anlagen hervorgerufen durch atmosphärische Störungen (Gewitter, Blitzschlag), durch Schaltvorgänge oder durch Störungen auf den Übertragungsleitern (intermittierender Erdschluß). Als Schutz dient an erster Stelle eine genügende Sicherheit der Isolation der Leitung, verstärkte Isolation der Eingangswindungen der Transformatoren, Verwendung von Vorkontakten und Widerständen bei den Ölschaltern und Motoren und möglichst gleichzeitiges Schalten der drei Phasen bei Drehstromleitungen. Weitere Schutzvorrichtungen bezwecken die bei den Überspannungen auftretenden Wanderwellen (s. d.) mit ihrer steilen Stirn abzuflachen, so wirken vor allem Drosselpulen und Kondensatoren. Namentlich den letzteren kommt auf Grund der neueren Untersuchungen von Überspannungserscheinungen mit Hilfe des Kathodenstrahlenszillographen eine besonders weitgehende Schutzwirkung zu. Als Schutzkondensatoren kommen auch kurze zwischen Generator und Transformator geschaltete Kabelverbindungen von etwa 20 m Länge in Frage. Ferner können Überspannungen durch Funkenableiter und Hörnerableiter (s. Blitzschutzvorrichtungen) in Verbindung mit Dämpfungswiderständen beseitigt bzw. gemildert werden. In Amerika verwendet man vielfach Elektrolyt-ableiter (Aluminiumzellen) und Glimmfunkentrecken (Autovalve arrester). Auch das Glimmen und Sprühen an den Leitungen selbst (s. Corona) und künstlich hervorgerufene Glimmentladungen

werden zum Schutz gegen Überspannungen herangezogen.

K. Pohlhausen.

Näheres s. A. Roth, Hochspannungstechnik. 1927, Berlin, J. Springer.

Überspannungssicherungen s. Drosselröhren.

Überstromausschalter s. Maximalausschalter.

Überstromschutz. Überströme treten in elektrischen Anlagen beim Kurzschluß (s. d.), beim Schalten von Maschinen und Transformatoren und beim Erdschluß der Leitung auf. Sie können gefährlich für die Anlage wegen der mechanischen Kraftwirkung und der thermischen Wirkung werden, die beide dem Quadrat des Stromes proportional sind. Zur Begrenzung der Überströme dienen Drosselpulen ohne Eisenkern, da diese den Stoßkurzschlußstrom herabsetzen. Bei auftretenden Überströmen ist das baldige Abschalten des gefährdeten Teils des Netzes erforderlich, damit nicht andere Teile in Mitleidenschaft gezogen werden. Es erfolgt durch Sicherungen oder Selbstschalter (s. Schalter), deren Auslösezeit so eingestellt ist, daß die die Fehlerstelle eingrenzenden Schalter zuerst auslösen. Vgl. auch Maximalausschalter.

K. Pohlhausen.

Näheres s. J. Biermanns, Überströme in Hochspannungsanlagen 1926, Berlin, J. Springer.

Übertragung, geodätische. Man denke sich in einem ausgeglichenen Dreiecksnetze (s. Netzausgleichung) auf dem Erdellipsoide die geographische Breite eines Eckpunktes und das Azimut einer Seite auf astronomischem Wege bestimmt. Die geographische Länge kann für diesen Ausgangspunkt gleich Null gesetzt werden. Unter geodätischer Übertragung versteht man nun die Berechnung der geographischen Koordinaten der anderen Dreiecks- punkte und der Azimute der anderen Seiten aus den Stücken des Netzes.

A. Prey.

Überverdichtung eines Motors soll diesen für den Flug in großen Höhen geeignet machen. Sie besteht darin, daß sonst nicht übliche, hohe Verdichtungsverhältnisse gewählt werden, die bei der geringen Luftdichte in großer Höhe zulässig sind. In niedrigen Höhen muß der überverdichtete Motor gedrosselt werden, da sonst Selbstzündungen eintreten.

L. Hopf.

Überziehen, überzogener Flugzustand. Wenn man das Höhensteuer eines Flugzeugs zu stark zieht, d. h., wenn man die Spitze des Flugzeugs zu stark nach oben zu drehen sucht, so erhöht sich leicht der Anstellwinkel über den Wert, zu welchem das Auftriebsmaximum gehört. Besonders leicht tritt ein derartiger Zustand ein, wenn die Fluggeschwindigkeit absichtlich oder unabsichtlich unter einen bestimmten Wert gesunken ist, der gleichfalls durch das Auftriebsmaximum der Flügel bestimmt wird. Bei großem Anstellwinkel sinkt der Auftrieb mit wachsendem Anstellwinkel, während der Widerstand noch weiter wächst. Die Folge davon ist eine immer weitergehende Verkleinerung der Geschwindigkeit, ein Nachlassen der Tragkraft und infolgedessen ein starkes Heruntersinken („Durchsacken“) des Flugzeugs. Die besondere Gefahr dieses Flugzustandes liegt darin, daß man in diesem Falle nicht imstande ist, das Flugzeug durch Betätigung des Höhensteuers aufzurichten, und daß die seitliche Stabilität vollständig verloren geht, wodurch die gefährliche Trudelbewegung (s. Trudeln) eingeleitet wird.

L. Hopf.

Uhren. Die Uhren erzeugen und zählen bekanntlich Bewegungen gleicher Zeitdauer in Anlehnung

an gewisse astronomische Erscheinungen periodischer Art. Jede neuzeitliche Uhr besteht deshalb aus 1. dem Gangregler zur Erzeugung der Zeitelemente; 2. dem Gehwerk einschließlich Zeigerwerk zur Zählung der Zeitelemente; 3. der Kraftquelle zur Aufrechterhaltung der Bewegung des Reglers und des Gehwerkes; 4. der vom Gangregler gesteuerten Hemmung, welche aus der Kraftquelle dauernd den Energieverlust des Gangreglers ersetzt und die nahezu gleichförmige periodische Bewegung des Gehwerkes unterhält.

Wesentlich für die Güte einer Uhr sind vor allem Gangregler und Hemmung. Als Gangregler verwendet man fast ausschließlich das Pendel (für ortsfeste Uhren) und die Unruhe (für tragbare Uhren).

Die Bauart des Pendels (s. auch Pendel), sofern er für die hier allein interessierenden Präzisionsuhren in Frage kommt, hat auf alle Fehlereinflüsse der Umgebung Rücksicht zu nehmen. Am wichtigsten ist der Einfluß der Temperatur. Er wird durch sog. Kompensationspendel aufgehoben, deren Material und Einrichtung möglichste Konstanz der reduzierten Pendellänge bei verschiedenen Temperaturen gewährleistet. Diesem Zwecke diente bereits seit 1725 das Rostpendel von Harrison, eine die Pendellinse tragende Verbindung von Stahl- und Zink- bzw. Messingstangen; ferner das Quecksilberpendel (Graham 1715), bei dem die Linse durch ein oder zwei Stahlgefäße mit Quecksilberinhalt von berechneter Höhe ersetzt ist. S. Riefler brachte das letztere zu höchster Vollkommenheit, indem er

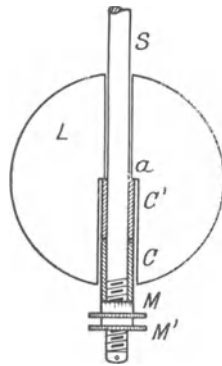


Fig. 1. Schema des Rieflerschen Invarpendels.

die Quecksilberfüllung in die hohle Pendelstange aus Mannesmann-Stahlrohr verlegte und so den Temperatureausgleich verbesserte. Typisch für neuzeitliche Präzisions-Pendeluhren ist das Nickelstahl-Kompensationspendel von S. Riefler geworden (s. Fig. 1). Am unteren Ende der Pendelstangen S aus Invar, einer Nickelstahlegierung von etwa 64% Stahl und 36% Nickel mit dem geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten von rd. $1 \cdot 10^{-6}$, reitet die bei a durchbohrte schwere

Pendellinse L auf zwei Rohren C und C' von rd. 100 mm Länge aus Stahl und Messing, die von Mutter M und Gegenmutter M' gestützt werden. Die Länge der Rohre C C' ist so berechnet, daß ihre Ausdehnung diejenige der Pendelstange aufhebt. K. Satori hat ein ähnliches Pendel angegeben, dessen Stange aus amorphem Quarz (Ausdehnung $0,5 \cdot 10^{-6}$) besteht.

Von Einfluß auf die reduzierte Pendellänge sind ferner die Luftdruckschwankungen. Am einfachsten schützt man sich hiergegen durch Einbau der Uhr in einen luftverdünnten Raum. Riefler lehrte zugleich, daß man hierbei den Gang der Uhr durch Änderung des Luftdruckes auf das feinste regulieren kann.

Die Wirkungen des erdmagnetischen Feldes sowie der Luftdämpfung treten gegenüber den eben besprochenen Einflüssen zurück.

Da das ebene physikalische Pendel nur bei geringer Schwingungswerte isochron schwingt, beschränkt

man diese bei Sekundenpendeln auf 3 bis $3,5^\circ$. Die Dimensionierung der aus zwei nebeneinander liegenden feinsten Stahlbändern bestehenden Pendelaufhängung ist gleichfalls von Einfluß auf den Isochronismus.

Die grobe Regulierung der Schwingungsdauer erfolgt durch Hebung und Senkung der Pendellinse mittels Schraubenmutter (s. z. B. Fig. 1), die feine durch sog. Zulagegewichte, die auf ein Tischchen am Pendel aufgelegt werden. Die Wirkung der Zulagegewichte ist am größten in der Mitte zwischen Drehpunkt und Schwingungsmittelpunkt.

Feine Pendeluhren bedingen sehr feste, erschütterungsfreie Aufstellung und — trotz der Kompensation — einen Raum möglichst gleichbleibender Temperatur, da Änderungen derselben auch das Werk an sich und vor allen den Ölzustand der Zapfen beeinflussen.

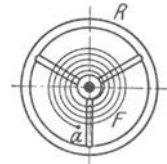


Fig. 2. Einfache Unruhe.

Mechanisch verwickelter und gegen äußere wie innere Störungen noch empfindlicher als das Pendel ist der Gangregler der tragbaren Uhren, die Unruhe. Figur 2 stellt die einfachste Form einer solchen Unruhe dar: ein metallischer, um seinen Mittelpunkt drehbarer Reifen R mit konzentrisch liegender Spiralfeder F, deren inneres Ende an der Unruhwelle befestigt ist, während das andere an einem Kloben in a festliegt. An Stelle der Erdanziehung beim Pendel bewirkt hier die Feder bei hinreichender Länge ein dem Verdrehungswinkel α des Reifens proportionales Drehmoment. Die Schwingungsdauer einer solchen

Unruhe ist $t = \pi \sqrt{\frac{J}{M}}$, wo J das Trägheitsmoment und M das Moment der elastischen Kräfte ist, nämlich $\frac{E h b^3}{12 l}$. Hier bedeutet E den Elastizitäts-

modul des Federmaterials, h die parallel zur Unruhwelle liegende Breite, b die Dicke und l die Länge der Feder. Formelgemäß geht der Ausschlagwinkel nicht in die Gleichung für t ein, die Schwingungsdauer ist also für endliche Schwingungswerten konstant. Die Aufrechterhaltung des Isochronismus erfordert indes z. T. recht schwierige technische Vorkehrungen in bezug auf Länge, Befestigung und Form der Spirale, Zapfenreibungs- und Luftwiderstände, magnetische und thermische Einflüsse. Wie beim Pendel begegnet man den bei der Unruhe besonders starken Temperaturstörungen durch besondere Kompensationseinrichtungen. Fig. 3 zeigt eine Kompensationsunruhe typischer Form. Die Enden des um O drehbaren stählernen Armes A tragen zwei halbkreisförmige Bilamellen R, außen Messing (M), innen Stahl (S). Die zahlreich vorhandenen Schraubchen dienen zur Justierung teils des Trägheitsmomentes, teils zur genauen Ausbalanzierung (r), oder zur Einstellung auf Sternzeit statt mittlere Zeit (s). Eine Temperaturzunahme bewegt die freien Enden der Bilamellen nach innen und veranlaßt Verkleinerung des Trägheitsmomentes und damit der Schwingungsdauer, während Temperaturabnahme im umgekehrten Sinne wirkt. Die kompensierende Stahl-Messing-Unruhe gleicht indes nicht in allen Temperaturlagen die gleichzeitig in der zugehörigen Stahlspirale auftretenden Änderungen mit aus. Um diesen sog. sekundären Fehler zu beheben, hat man an den Kompensations-

unruhen noch temperaturempfindliche Zusatzmechanismen (Hilfskompensationen) angebracht. Wesentliche Verbesserungen sind ferner durch die Verwendung von Elinvarspiralen zusammen mit

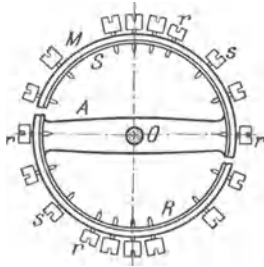


Fig. 3.
Kompensationsunruhe.

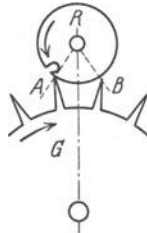


Fig. 4.
Röllchengang.

Invarunruhen erreicht worden. Auch neuere eigenartige Unruhen von Wille und Volet gehören hierher.

Noch zahlreicher als die Pendel- und Unruhekonstruktionen sind die Hemmungen, ein Zeichen für ihre Wichtigkeit im Uhrwerk. Ihre Entwicklung war naturgemäß verschieden bei den Pendeluhren und bei den Unruheuhren. Die Funktion der Hemmung kommt am deutlichsten zum Ausdruck bei dem einfachen Röllchengang (s. Fig. 4), der sich allerdings nur noch in Stutzuhren mit Pendeln großer Schwingungsweite findet. G ist das Gangrad, R das mit dem Pendel verbundene Röllchen. Schwingt das Pendel von A nach B, so dringt der zunächst liegende Gangradzahn in die Lücke des Röllchens ein und erteilt dem Pendel auf dem Wege bis B einen Impuls („Hebung“). In Pendeluhren höherer Genauigkeit ist besonders verbreitet der Grahamgang (1710; s. Fig. 5). Der sog. Anker AA, um O drehbar, trägt an jedem Armende eine Klaue

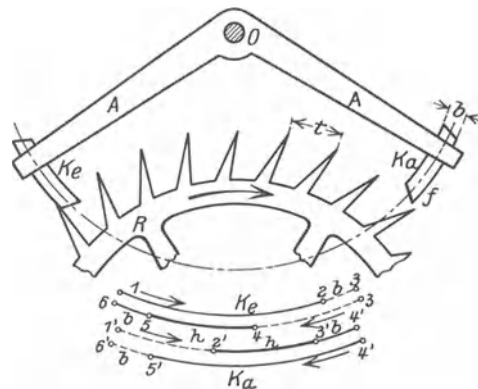


Fig. 5. Schema des Grahamganges nach H. Bock und W. Sander.

aus gehärtetem Stahl in Kreisringform aus dem Mittelpunkt O, und zwar bezeichnet man Ke als Eingangsklaue, Ka als Ausgangsklaue. Zwischen ihnen hat eine ungerade Zahl Zahnteilungen t des Gangrades R Platz, in Fig. 5 z. B. $7\frac{1}{2}t$. Die Klauenbreite b ist etwas kleiner als $\frac{t}{2}$ und läßt in der gezeichneten Stellung bis zur nächsten Zahnschnecke noch einen Spalt f frei, den F, um Widerständen infolge von Zahnteilungsfehlern zu begegnen. Nicht gezeichnet ist die mit A verbundene senkrecht nach

unten verlaufende Ankergabel, welche das gleichfalls um O schwingende Pendel umfaßt und diesem die von der Hemmung erzeugten Antriebskräfte zuleitet. Die im unteren Teil der Fig. 5 gegebenen Diagramme erklären den Hemmungsvorgang für die beiden Klauen Ke und Ka in vergrößertem Maßstab. Nachdem das Pendel in 1 von links nach rechts zu schwingen begonnen hat, fällt ein Zahn auf Ke und bis 3 steht das Gangrad still, infolgeder zu O konzentrischen Krümmung der Klauenfläche. (Man nennt den Grahamgang deshalb eine ruhende Hemmung im Gegensatz zu den rückfallenden H. älterer und einfacherer Bauart, bei denen das Gangrad im Stadium 2—3 eine rückläufige Bewegung machen muß.) Bei 4 passiert der Zahn die Kante der Klauenfläche und streicht über die kurze Hebungsfäche am unteren Ende der Klaue. Die zum Ankerweg tangentielle Komponente der vom Gangrad ausgehenden Antriebskraft wird auf den Anker und von da über die Gabel auf das Pendel übertragen, worauf das Pendel bis 6 weiter-schwingt. An der Ausgangsklaue Ka wiederholt sich sinngemäß der gleiche Vorgang. Zu beachten ist, daß die sog. Hebungsbogen h in der Nähe der Pendelruhelage liegen, während sich die Ergänzungsbogen b vor den Umkehrpunkten befinden.

Weitere außerordentliche Fortschritte im Bau feinsten Pendeluhren erzielte S. Riefler seit 1890 durch seine freie Federkraft-Hemmung, über die am Schluß Literaturangaben gemacht sind.

Unter den Hemmungen für tragbare Uhren kommen in dieser kurzen Übersicht nur in Frage der Ankergang und der Chronometergang. Der erstere bedarf wegen seiner fast völligen Übereinstimmung mit dem bereits näher beschriebenen Grahamgang keiner näheren Erklärung, wohl aber der Chronometergang, der in verschiedenen Abarten in Präzisions-Taschenuhren und in den Marinechronometern Verwendung findet. Fig. 6 zeigt den Aufbau des Chronometerganges. Auf der

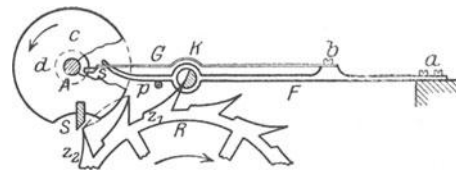


Fig. 6. Schema des freien Ankerganges nach H. Bock.

Unruhwelle sitzen konzentrisch zu deren Achse eine Scheibe c mit dem Antriebstein S und eine kleinere d mit dem Hebestein s. Eine bei a auf der Uhrplatte befestigte Stahlfeder mit der Ruheklaue K in der Nähe des Anschlages p trägt, bei b verschraubt, eine zweite Feder G aus Gold. Bei Drehung der Unruhe in der Pfeilrichtung hebt der Stein s die Feder G und damit auch F mit K. Hierdurch fällt der Zahn z_1 des Gangrades R ab und letzteres dreht sich in der Pfeilrichtung um eine Zahnteilung weiter, indem währenddessen Zahn z_2 der Unruhe einen Impuls erteilt. Feder F kehrt darauf in ihre Ruhelage zurück und blockiert das Gangrad durch Abfangen des nächsten Zahnes. Nach Zurücklegung eines Ergänzungsbogens schwingt die Unruhe zurück, dabei schlüpft s durch Biegung der leichten Feder G an dieser vorbei und es erfolgt ähnlich wie bei dem Röllchengang, ein „toter Schlag“, d. h. das Gangrad bleibt stehen bis zur nächsten Umkehr der Unruhe, die im ganzen etwa 500⁰ durch-

läuft, von denen nur 1% auf den Hebungsbogen entfallen. Die mit dem Gang ausgerüsteten Uhren müssen vor starken Drehbewegungen geschützt werden, um ein Stehenbleiben zu vermeiden.

Als Kraftquellen der Uhren dienen bekanntlich Gewichts- oder Federzug. Während ersterer ohne besondere Vorkehrungen konstante Antriebskraft gibt, ist dies bei der Zugfeder nicht der Fall. Man hilft sich damit, daß man entweder nur die mittleren, leidlich konstanten Federumgänge benutzt oder, z. B. in Marinechronometern, zwischen Gehwerk und Federhaus eine sog. Schnecke einfügt. Eine vom Federhaus ausgehende feine stählerne Zugkette ist bei vollem Aufzug an dieser Schnecke auf schraubenförmige Gänge aufgewickelt, deren Durchmesser stetig nach dem gleichen Gesetz zunimmt, nach dem die Kraft der ablaufenden Feder abnimmt, so daß demnach ein in engen Grenzen gleichbleibendes Drehmoment entsteht.

Zum Aufziehen von Gewichten und Federn finden vereinzelt elektromagnetische Vorrichtungen Verwendung, so z. B. bei den Riefleruhren im luftverdünnten Raum.

Das Gehwerk mit dem Zeigerwerk ist im wesentlichen eine Vereinigung von Wellrädern, je bestehend aus einem Zahnrad und Zahntrieb. Aus dieser mechanischen Übereinstimmung ergeben sich unschwer die Kraft- und Geschwindigkeitsverhältnisse der Uhrwerke.

Bei der Wertung und Überwachung guter Uhren (durch astronomische Bestimmungen oder Zeitsignale) unterscheidet man zwischen Stand, Gang und Gangänderung. Die Differenz zwischen Uhrablesung und mittlerer Sonnenzeit bzw. Sternzeit ist der Stand; sein Vorzeichen ist positiv, wenn die Uhr gegen die mittlere Zeit nachbleibt. Unter Gang versteht man die Standänderung der Uhr in 24 h. Standabnahme rechnet als positiver Gang. Auch die Gangänderung wird auf 24 h bezogen und wird bei Abnahme positiv gerechnet.

Nach dem jetzigen Stand der Uhrentechnik darf man bei guten Uhren mit folgenden mittleren täglichen Gängen rechnen:

bei Präzisionspendeluhren etwa	0,015 sec
bei Chronometern	„ 0,15 „
bei Präzisionsstaschenuhren	„ 1,5 „

Durch Heranziehung aller neuzeitlichen elektrischen und schwingungstechnischen Hilfsmittel ist man am Werke, unsere Zeitmesser für den täglichen Gebrauch zu vereinfachen (elektrische Uhren mit direktem Anschluss an das Wechselstromnetz), sowie die Uhren für wissenschaftliche Zwecke noch mehr zu verfeinern (Präzisionspendel von Schuler u. a.).

Göpel.

Näheres s. Geiger-Scheel, Handbuch der Physik., Bd. II, Kap. 6; Berlin, Julius Springer. H. Bock, Die Uhr. Aus Natur und Geisteswelt, Bd. 216, 2. Aufl. 1917, Leipzig, B. G. Teubner. W. Sander und M. Loeske, Uhrenlehre; Leipzig, W. Diebener 1923. H. Bock, Kritische Theorie der freien Riefler-Hemmung; Berlin, Julius Springer 1910.

Uhrenzünder s. Sprenggeschosse.

Ulbrichtsche Kugel s. Lichtstrommesser.

Ultraaudion nennt L. de Forest eine Glühkathoden-Eingitterröhre, welche im Vergleich zu normalen Schwachstromröhren eine vergrößerte Leistung bis zu einigen Watt aufweist.

H. Rukop.

Ultraaudionschaltung, eine Schaltung von L. de Forest zum Empfang ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie, gehörig zu der Klasse

der Audionschaltungen mit Rückkopplung bis zur Schwingungserzeugung. Das Charakteristikum an der Ultraaudionschaltung ist die Rückkopplung mittels Telephon und Parallelkondensator, welche den Eindruck macht, als ob der Gitterkreis an Gitter und Anode angelegt wäre. *H. Rukop.* Näheres s. G. Vallauri, Jahrb. drahtl. Tel. 12, 375, 1917.

Ultrafiltration. Verfahren zur Trennung des Dispersionsmittels vom dispergierten Bestandteil, darauf beruhend, daß das erstere unter Druck durch Membranen hindurchgepreßt wird, deren geringe Porengröße die Teilchen selbst nicht durchläßt. Zur Ultrafiltration lyophiler Sole sind entsprechend ihres hohen osmotischen Druckes höhere Drucke erforderlich, für lyophobe Sole genügt schon ihr eigenes Gewicht, da ihr osmotischer Druck nur ganz minimal ist.

Das Verfahren rührt hauptsächlich von Bechhold her. Er verwendet Filter, die mit Gelen präpariert werden (Kolloidum, Gelatine usw.). Je nach der Konzentration des Sols, woraus das betreffende Gel hergestellt wird, erhält man Filter von verschiedener Durchlässigkeit, man kann letztere stufenweise abändern.

Ein Verfahren, welches die Ultrafiltration mit der Elektroosmose (s. d.) vereinigt, heißt Elektroultrafiltration. Hier sind drei Kammern, die beiden seitlichen enthalten die Elektroden. Während ein Überdruck das Lösungsmittel aus der mittleren Kammer herausdrückt, wird es gleichzeitig auch elektrisch mit den Ionen der anwesenden Elektrolyte herausbefördert. *A. Gemant.*

Ultragammastrahlung s. Heßsche Strahlung.

Ultramikroskopie. Die Grenze der Auflösung beim Mikroskop ist nicht die Grenze für die Sichtbarkeit, vielmehr kann man Körperchen, die nur einen kleinen Bruchteil einer Wellenlänge groß sind, noch erkennen, ebenso wie man Staubeilchen im hellen Sonnenlicht sehen kann, wenn ihre Größe längst nicht das Auflösungsvermögen des Auges erreicht.

Die Erklärung dieser Erscheinung besteht darin, daß jedes Körperchen durch Beugung Mittelpunkt einer Lichtstrahlung wird, die mit dem Quadrate des Volumens wächst, mit der vierten Potenz der Wellenlänge abnimmt.

Für die Beobachtung kleinster Teilchen ist 1903 von H. Siedentopf und R. Zsigmondy ein Verfahren veröffentlicht worden. Der Gegenstand wird in einseitiger Dunkelfeldbeleuchtung betrachtet, der Kondensator muß ein sehr scharfes und kleines Bild der Lichtquelle entwerfen. Die Teilchen werden als ultramikroskopisch, das Verfahren als Ultramikroskopie bezeichnet. Statt der einseitigen Dunkelfeldbeleuchtung ist auch die allseitige angewandt worden.

Die Ultramikroskopie hat bei der Beobachtung der Kolloide, der Bröwnschen Molekularbewegung mannigfache Anwendung gefunden. Zwei Teilchen kann man nur dann voneinander trennen, wenn ihre Entfernung oberhalb des Auflösungsvermögens des Mikroskops liegt. Mit dieser Einschränkung kann man die Teilchen sehen und zählen, nicht aber ihre Gestalt und Größe erkennen, doch sind hierfür mittelbare Schlüsse möglich. Teilchen unter etwa $0,004 \mu$ sind auch nicht sichtbar (amikroskopisch).

Besondere Untersuchungen sind über fadenförmige Körperchen gemacht worden, die nur in

einer (oder zwei) Dimensionen ultramikroskopisch, in der anderen größer sind. Siehe auch Dunkel-feldbeleuchtung und Ultramikroskopie.

H. Boegehold.

Quellenangaben: Vgl. sämtliche beim Artikel „Dunkelfeldbeleuchtung“ angeführten Arbeiten, außerdem: Siedentopf, H.: Ultramikroskopische Untersuchungen über Steinsalz-färbungen. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 1905, 7, 268—286. — Die Sichtbarmachung von Kanten im mikroskopischen Bilde. Ztschr. f. wiss. Mikroskopie 1908, 25, 424—431. — Über ultramikroskopische Abbildung, ebenda 1909, 26, 391—408. — Über ultramikroskopische Abbildung linearer Objekte, ebenda 1912, 29, 1—42.

Ultrarot. 1800 zeigte F. W. Herschel, daß jenseits des roten Teiles eines prismatischen Spektrums ein Thermometer erwärmt wird. Ampère erkannte auf Grund der Messungen von Melloni u. a. die Wesensgleichheit von sichtbaren und „Wärme“-Wellen. Die Erforschung des Ultrarot ist vor allem von Langley und Rubens, speziell die der ultraroten Spektrallinien von Paschen ausgeführt. Messungen im prismatischen Spektrum sind möglich mit Glasprisma (statt der Linsen werden aus Fokussierungsgründen stets Spiegel verwendet — s. Spiegelspektrometer) bis 1 μ , mit Quarzprisma bis 6 μ , mit Flußspat bis 15 μ , mit Sylvin bis 30 μ . Wellenlängenmessungen mit Beugungsgitter (Echelettegitter oder Drahtgitter, Drähte von 0,1—1 mm Durchmesser in Abständen gleich der Drahtdicke parallel gespannt) führte H. Rubens aus von 20—330 μ .

Die Untersuchungen im Ultrarot haben wichtige physikalische Aufklärungen gebracht. Der Reflexionskoeffizient fester Körper wird nach der Dispersionstheorie 1, wenn die auffallende Frequenz der Frequenz der Ionenschwingung im festen Körper — Kristall — entspricht: Gebiete metallischer Reflexion von Kristallen im Ultrarot heißen Reststrahlen (s. d.). Umgekehrt dient die Untersuchung der Existenz von Reststrahlen zur Feststellung des Ionencharakters von Kristallen. (E. Madelung). Diamant hat keine Reststrahlen, also auch kein Ionengitter (nicht „heteropolarer“, sondern „homöopolarer“ Kristall). Auch andere Eigenschaften des Kristallbaus werden durch die selektiven ultraroten Reflexionen erkannt (s. Cl. Schaefer und Schubert, Ann. d. Physik, ferner Liebisch und Rubens, Berliner Akademie). Die Absorption im Ultraroten liefert für viele Körper Charakteristika für ihre chemische Konstitution, ferner für den physikalischen Bau der Moleküle: die Absorptionsfrequenzen hängen von Bindung und Masse der Atome im Molekül ab; so zeigt sich die Existenz von zwei Isotopen (nur durch ihre Masse verschiedenen) Chloratomen im Absorptionsspektrum des Chlorwasserstoffs.

Ein sehr langwelliges Emissionsgebiet des Quecksilberdampfes hat H. Rubens nachgewiesen und ihre Wellenlängen zu 150 (?), 211 und 325 μ , also fast $\frac{1}{3}$ mm bestimmt (s. Strahlungsquellen). Hiermit ist das Gebiet zwischen optischen Wellen und elektrischen Wellen überbrückt.

Präzisionsmessungen von Spektrallinien im Ultrarot hat Paschen ausgeführt, und hierbei die von Bergmann rechnerisch vorausgesagten Serien (b = Serie oder f = Fundamentalserie) gefunden. (Näheres s. Paschen-Goetze, Spektralserien, bei Springer, 1922.)

Die Dispersion von Steinsalz, Flußspat und Sylvin, deren genaue Kenntnis bei der Prüfung des

Strahlungsgesetzes von Planck erforderlich ist, ist von Paschen, Langley u. a. festgelegt.

Meßapparate und Methoden für Ultrarot: Thermosäule, Bolometer, Radiomikrometer, normale Photographie mittels Sensibilisatoren bis 1 μ (Abney kam bis 2 μ), Phosphoreszenzphotographie (s. die entsprechenden Stichworte). Gerlach.

Ultraviolett. Der ultraviolette Spektralbereich beginnt bei 4000 ÅE und erstreckt sich bis zu dem als Röntgenlicht bezeichneten Frequenzbereich. Die kürzeste ultraviolette Strahlung, welche mit optischen Methoden isoliert und gemessen wurde, beträgt etwa 130 ÅE. Zur Untersuchung des Ultravioletts sind spezielle Methoden erforderlich, welche in der Undurchlässigkeit der meisten Körper für die Wellen dieses Gebietes bedingt sind. Schweres Flintglas ist bis 3900, normale Glasoptik im Spektrographen bis etwa 3600 ÅE, in sehr dünner Schicht bis 3130 ÅE brauchbar. Uviolglas ist im Bereich 4000—3100 durchsichtiger als normales Glas, darunter nicht mehr. Quarz ist bis 2000 gut durchlässig, von 1850—1500 ÅE nur noch schwach. Ein Wasserprisma mit dünner Quarzplattenbegrenzung ist bei 1850° noch sehr lichtstark. Bis 1850 ist auch Steinsalz brauchbar, es hat den Vorteil sehr großer Dispersion, Nachteile durch Inhomogenitäten der Kristalle. Unterhalb 1850 muß Flußspat verwendet werden. Da in diesem Gebiet die Luft bereits absorbiert (Stickstoffabsorption stark bei 1700 ÅE), müssen Vakuumspektrographen verwendet werden (V. Schumann). Gebaut sind Vakuumspektrographen mit Flußspatprisma und Flußspatgitter; ihr Verwendungsbereich geht bis etwa 1100 ÅE. Unterhalb 1100 werden Vakuumspektrographen mit Reflexionskonkavgitter verwendet, da hier alle Körper absorbieren (Lyman, Millikan). Lichtstarke Gitter baute Millikan, indem durch Form der Gitterfurchen der größte Teil der Energie in dem Spektrum erster Ordnung konzentriert wird. Es war nicht nötig, mehr als 500—1000 Striche pro Millimeter zu ritzen. Hiermit klärte Millikan die Emissionsspektren zahlreicher Elemente im äußersten UV auf und erreichte als kürzeste Emissionslinie 139 ÅE (Aluminium).

Zur Messung der Spektren dienen Fluoreszenzokulare, photographische Platte und photoelektrische Zelle. Die Gelatine der photographischen Platten absorbiert bereits bei 1850 ÅE sehr stark. Gelatinefreie Platten lehrte V. Schumann herstellen. Über eine Methode, aus gewöhnlichen Trockenplatten die Gelatine zu entfernen, s. Duclaux (Le Radium. Mai 1921, S. 156). Die Methode (Herauslösen der Gelatine durch Schwefelsäure) scheint aber mit den meisten Plattensorten nicht ausführbar.

Eine indirekte Methode zur Erforschung des äußersten Ultraviolett stellt die Francksche Anregungsmethode der Emission von Gasen und Dämpfen mit Elektronenstoß dar. Die ultraviolette Emission des Dampfes wird durch die von ihr angeregte lichtelektrische Aufladung einer im Gasraum befindlichen Metallplatte wahrgenommen. Näheres s. W. Gerlach, Sammlung Vieweg Bd. 58.

Lichtquellen für Ultraviolett sind die Quecksilberdampfboogenlampen im Quarzglas, Kohleboogenlampe (besonders bei großer Länge des Bogens), Eisenboogenlampe, energiereiche Funken zwischen Aluminium oder Magnesiumelektroden, eventuell unter Wasser überspringend. Die ultra-

violette Strahlung der Sonne hat bei 2930 Å⁰E eine scharf abschneidende Grenze s. auch Strahlungsquellen.

Die Absorption chemischer Substanzen im Ultraviolett liefert wertvolle Aufschlüsse über die Konstitution komplizierter Moleküle. *Gerlach.*

Ultraviolettfiter. Nitroso-di-methylanilin läßt nur violette Strahlen hindurch und zwar ohne merkliche Absorption etwa 3800—2700 Å⁰E. Es kann so in Lösung in einer Quarzkurve zur Elimination sichtbarer Strahlung verwendet werden. Im Woodschen Filter ist es kombiniert mit einer wässrigen Kupfersulfatlösung zur Absorption der roten Strahlen. *Gerlach.*

Umbra s. Sonnenflecke.

Umformer. Die Technik faßt unter diesem Sammelnamen alle diejenigen Vorrichtungen zusammen, die elektrische Energie rein ihrer Form nach umwandeln. Am bekanntesten und verbreitetsten sind die gewöhnlichen ein- und mehrphasigen Transformatoren (s. d.), die mit Hilfe der statischen Induktion entweder hohe Wechselspannungen in niedere bzw. umgekehrt (Spannungstransformatoren!) oder desgleichen starke Wechselströme in schwache (Stromtransformatoren!) umwandeln, selbstverständlich unter gleichzeitiger Strom- bzw. Spannungserhöhung. Die Stromtransformatoren sind eigentlich nur ein Spezialfall der Spannungstransformatoren, da für sie die Kurzschlußtheorie der letzteren gilt. Sämtliche Transformatoren können nur in Wechselstromkreisen arbeiten und geben sekundär die gleiche Frequenz wie primär; die Phasenzahl wird gelegentlich durch passende Schaltkombinationen in engen Grenzen verändert, z. B. (2-Phasen bis 3-Phasen-Umformung und umgekehrt; desgleichen 3 Phasen in 6 Phasen!).

Transformation in Gleichstromkreisen erfordert stets dynamische Induktion, d. h. rotierende Umformer. Im Prinzip handelt es sich meist um sog. Motorgeneratoren, d. h. einen Zweimaschinensatz, bei welchem ein Motor den vollen Betrag elektrischer Primärenergie zunächst in mechanische umwandelt, die ihrerseits durch einen Generator wiederum in elektrischer Form abgegeben wird. Haben beide Maschinen ein gemeinsames Magnetfeld bzw. sind beide elektrisch getrennte Ankerwicklungen auf einem gemeinsamen Ankerkörper untergebracht, so bezeichnet man eine solche Vorrichtung als „Umformer“ im engeren Sinn.

Infolge des gemeinsamen Feldes stehen hier Primär- und Sekundärspannung in einem festen unveränderlichen Verhältnis, genau wie bei Transformatoren. Durch die sog. Sparschaltung, bei der dem Prinzip nach die Ober- und die Niederspannung nur an einem Anker liegt, kann bei Motorgeneratoren wie Umformern das Maschinengewicht stark reduziert, der Gesamtwirkungsgrad verbessert werden. Die Verhältnisse liegen genau wie bei den bekannten Spartransformatoren (siehe dies!), bei denen nur der eine Teil der Leistung wirklich transformiert wird, der andere dagegen direkt von einem System zum anderen übertritt. Das Verhältnis der beiden Spannungen liegt meist in der Größenordnung 1:2 bis 1:3.

Die Vorherrschaft bzw. die Vorzüge des Mehrphasen-Wechselstromsystems in der elektrischen Energieverteilung einerseits, die Unentbehrlichkeit des Gleichstroms für industrielle Zwecke (Regulierantriebe!), Straßenbahnen und die gesamte chemische Industrie andererseits, haben zur Folge gehabt, daß die Drehstrom-Gleichstromumformung heute von besonderer Wichtigkeit ist, zumal es sich bei

ihr oft um sehr große Leistungen handelt; sie ist dementsprechend auch hochentwickelt.

Die älteste und einfachste Vorrichtung ist wiederum der Motor-Generator, bei dem je nach Wahl ein normaler synchroner oder asynchroner Mehrphasenmotor mit einem Gleichstromgenerator gekuppelt ist. Solche Maschinensätze sind besonders für sehr hohe Leistungen und Gleichstromspannungen unerreicht betriebssicher, aber schwer und teuer, und haben relativ hohe Verluste infolge der zweifachen Energieumsetzung. Man verwendet sie aber auch heute noch bevorzugt in Fällen, in denen ein Synchronmotor (s. d.) zu weitgehender Phasenkompensation herangezogen werden soll.

Im weitaus größeren Maßstabe benützt die Technik zur Drehstrom-Gleichstromumformung (nicht umgekehrt!) die Umformer im engeren Sinn, d. s. synchrone Einankermaschinen mit einer einzigen Gleichstrom-Trommelwicklung auf dem in einem normalen Gleichstrommaschinengehäuse bzw. -feld umlaufenden Rotor, der auf der einen Seite die Mehrphasenstromenergie über Schleifringe zugeführt, auf der anderen die Gleichstromenergie über einen Kommutator entnommen wird. Nach dem unter „Klemmenspannung“ Gesagten dürfte es klar sein, daß hier Gleich- und Wechselspannung in einem ganz bestimmten Verhältnis stehen, durch das auch auf Grund der Energiegleichheit die Stromstärken gegeben sind. Da nun in der Regel (z. B. bei jeder Energieverteilung mit halbwegs hoher Wechselspannung!) dieses Übersetzungsverhältnis mit den primär und sekundär vorgeschriebenen Spannungen nicht zusammenfällt, wird wechselstromseitig zwischen Netz und Schleifringe meist ein Spannungstransformator eingeschaltet.

Wird dieser in seinem Übersetzungsverhältnis feinstufig veränderlich gebaut, so gewinnt man die weitere, oft unentbehrliche Möglichkeit, die Gleichstromspannung entsprechend der jeweiligen Belastung nachregulieren zu können. Durch einfache Nebenschlußregelung wie beim Gleichstromgenerator ist das nicht möglich, da der Einankerumformer im Prinzip ein Synchronmotor (s. d.!) ist, der auf Feldregulierung nur mit der Aufnahme vor- bzw. nachheilender wattloser Ströme reagiert. Immerhin kommen hier die Wirkung der Selbstinduktivität und der Ankerrückwirkung (s. d.!) aller Wechselstrommaschinen, die evtl. durch Vorschaltung von Drosselspulen künstlich erhöht werden kann, zur Geltung, so daß die wechselstromseitige Kondensatorwirkung der Übererregung mit Erhöhung, die Drosselwirkung der Untererregung mit Verminderung der Gleichspannung verbunden ist. Für hohe Regulierungsansprüche können ferner primär oder sekundär Serienzusatzmaschinen verwendet werden, die mit der Hauptmaschine mechanisch gekuppelt sind.

Für die in Mitteleuropa übliche Frequenz 50 schien sich der ursprünglich in den Vereinigten Staaten für 25 Perioden entwickelte Einankerumformer zunächst nicht zu eignen. Erst der moderne Dynamobau hat die Schwierigkeiten überwunden, so daß Einankerumformer auch für 50 Perioden und mehr bis zu sehr hohen Leistungen von vielen 1000 kW gebaut werden; begrenzt ist nur ihre Gleichstromspannung auf 1200—1500 V. Die amerikanische Technik hat sich auch um diesen Fortschritt große Verdienste erworben. Außerordentlich günstig gestalten sich infolge der Über-einanderlagerung des Gleichstroms und des Mehrphasen-Wechselstromes in jedem Ankerleiter die Erwärmungsverhältnisse bzw. der Wirkungsgrad dieser Maschinengattung, und zwar werden beide um so besser, je höher die primäre Phasenzahl ist, die man aus diesem Grunde gern in den sowieso unentbehrlichen Primärtransformatoren z. B. von 3 auf 6 erhöht. Setzt man gleiche Ankerverluste

bzw. -erwärmung voraus, so leistet ein bestimmtes Maschinenmodell als Dreiphasen-Umformer rund 33, als Sechsphasen-Umformer rund 90% mehr als bei direktem Betrieb als Gleichstromgenerator; alle obigen Werte gelten aber nur für $\cos \varphi = 1$, d. h. für tadellos einregulierte Stromphase. Bei Einphasenbetrieb sinkt die zulässige Umformerleistung auf rund 85%.

Synchrone Motorgeneratoren wie Einankerumformer wurden früher entweder gleichstromseitig direkt oder wechselstromseitig mit einem besonderen kleinen Asynchronmotor niedriger Polzahl als die Hauptmaschine angelassen und vor dem Einschalten synchronisiert. Die modernen, mit einer sorgfältig durchgebildeten Dämpferwicklung versehenen Maschinen laufen dagegen wie Asynchronmotoren mit Kurzschlussläufer (siehe dies!) von selbst an und fallen bei Einschaltung der Felderregung in Tritt. Während des Anlaufens werden evtl. besonders bei Wendepol-Umformern, die normalerweise in einem Hilfs-Gleichstromfeld kommutieren, die Bürsten zur Vermeidung des Feuereins abgehoben.

Eine Kombination von Motor-Generator und Einankerumformer stellt der sog. Kaskadenumformer dar. Er besteht im Prinzip aus der elektrischen Hintereinanderschaltung eines normalen Asynchronmotors mit einem Einankerumformer, wobei der letztere wechselstromseitig vielphasig mit der relativ niedrigen Schlüpfperiodezahl des Rotors gespeist wird und mit diesem starr gekuppelt ist. Die elektrischen Vorteile dieser Anordnung dürften nach dem obigen klar sein. Bei gleicher Polzahl der beiden Maschinenhälften wird die eine Hälfte der Gesamtleistung mechanisch durch die gemeinsame Welle, die andere Hälfte unmittelbar elektrisch von der Wechselstrom- zur Gleichstromseite übertragen. Der Anlauf geht wie bei einem gewöhnlichen Asynchronmotor vor sich, der Synchronismus stellt sich automatisch ein. Auch der Kaskadenumformer ist für sehr hohe Leistungen ausführbar, wobei die Gleichstromspannungsgrenze mit 1700—2000 V höher liegt als beim Einankerumformer.

Die Umformung von Mehrphasenstrom hoher in Einphasenstrom niedriger Frequenz (z. B. 50 Perioden auf $16\frac{2}{3}$!) hat in neuerer Zeit Bedeutung gewonnen mit Rücksicht auf den sehr wünschenswerten Anschluß der mit niedriger Frequenz betriebenen elektrischen Vollbahnen an bestehende Überlandzentralen. Meist wird sie noch in Motorgeneratoren vorgenommen, doch sind auch Umformer in praktischer Erprobung. Zur allgemeinen Periodenumformung in Mehrphasensystemen verwendet man meist einen gewöhnlichen Asynchronmotor, dessen Ständer mit der vorhandenen Netzfrequenz gespeist und dessen Läufer durch eine mit ihm gekuppelte Synchron- oder Asynchronmaschine ein bestimmter \pm Schlupf aufgezwungen wird. Die gewünschte erniedrigte oder erhöhte Frequenz kann den Schleifringen des Asynchronmotors entnommen werden. Den obigen durchweg rotierenden Umformern gegenüber haben in neuester Zeit für die Zwecke der Drehstrom-, Gleichstrom-Umformung die sog. Gleichrichter (s. dies!) gewaltige Fortschritte zu verzeichnen. Für die Starkstromtechnik ist bisher hauptsächlich der Quecksilberdampfgleichrichter entwickelt worden, der besonders bei im Vergleich zur Lichtbogen-spannung hoher Gleichspannung mit ganz vorzüg-

lichem Wirkungsgrad arbeitet. Für Leistungen bis zu vielen 1000 kW ist er heute bereits in ständig steigender Verwendung, wobei Gleichstromspannungen bis zu 10 kV erreicht sind. Für Stromstärken bis zu 500 A werden Elektrodengefäße aus Glas verwendet, darüber hinaus solche aus Eisen.

Für kleine Leistungen finden auch die historisch ältesten sog. mechanischen Gleichrichter, die die Umformung des Wechselstromes in Gleichstrom mit Hilfe schwingender Kontakte vornehmen, noch heute Verwendung. Diese technisch sehr interessanten Apparate leiden unter der Schwierigkeit der sicheren Beherrschung des Kontaktfeuers, das naturgemäß bei nicht ganz exaktem Synchronismus des Umschaltvorganges auftritt, haben aber in neuester Zeit durch den sog. Quecksilber-Wellenstrahlgleichrichter Hartmanns einen prinzipiellen Vertreter gefunden, der neue Zukunftsmöglichkeiten auch für grosse Leistungen eröffnet.

E. Rother.

Umformerlokomotive s. Lokomotive elektrische. **Umkehr, zweite photographische.** Belichtet man eine photographische Schicht so stark, daß das primär ausgeschiedene Silber (latente Bild) sichtbare Schwärzungen erzeugt, so können diese Schwärzungen diejenigen des Solarisationsgebietes (s. Schwärzungskurve) überholen. Die Schwärzungskurve hat dann also zwei Maxima: Die erste Umkehr ist die Polarisation, die zweite Umkehr das Wiederansteigen der Kurve infolge großer direkter Schwärzung. *Meidinger.*

Umkehrbarer Prozeß. Ein umkehrbarer Prozeß ist ein solcher, der so langsam erfolgt, daß bei allen Veränderungen das ihnen unterworfenen System nur unendlich wenig in seiner Gleichgewichtslage gestört wird. Der Prozeß geht gewissermaßen durch eine ununterbrochene Reihe von Gleichgewichtslagen und kann deshalb ebenso gut in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden.

Will man z. B. ein Gas in einem umkehrbaren Prozeß komprimieren, so muß der Vorgang so langsam erfolgen, daß der äußere Kompressionsdruck bis auf nicht angebar kleine Größen stets gleich dem im Innern des Gases herrschenden Druck ist. Die zur Volumenverminderung dv benötigte Kompressionsarbeit ist dann ausdrückbar durch pdv , wenn p der Gasdruck ist. Der Prozeß leistet die maximale Arbeit (s. d.). Würde man den Prozeß schnell ausführen, so wäre bei der Kompression der Außendruck stets größer als der Druck innerhalb des Gases und bei dem umgekehrten Vorgang der Dilatation wäre der Außendruck stets kleiner als der Druck innerhalb des Gases. Bei diesem Prozeß würden also im Gegensatz zu einem unendlich langsamen die Vorgänge bei der Dilatation ganz andere sein als bei der Kompression. Der Prozeß ist also nicht umkehrbar.

Ähnlich wie bei der Dichteänderung liegen die Verhältnisse beim Wärmeaustausch. Führt man einem Körper Wärme zu, so muß seine Temperatur steigen. Bei unendlich langsamer Zufuhr ist diese Temperatursteigerung in allen Teilen des Körpers die nämliche, der Körper bleibt bis auf unmerkbar kleine Beträge im Temperaturgleichgewicht. Bei unendlich langsamer Abkühlung kann der Körper in umgekehrter Reihenfolge alle Zustände wiederum durchlaufen. Der Prozeß ist also umkehrbar. Bei schneller Erwärmung und schneller Abkühlung

träfe dies nicht zu, da in beiden Fällen entgegengesetzt gerichtete Temperaturgefälle im Körper vorhanden wären.

Wohl zu unterscheiden von einem umkehrbaren Prozeß ist ein reversibler Prozeß (s. Art. Reversibel und irreversibel).

Henning.

Umkehrwand. Nach dem Boltzmannschen H-Theorem (s. d.) geht ein isoliertes Gas von einem bestimmten Zustand A der molekularen Verteilung in einen Zustand B von größerer (oder wenigstens gleicher) Wahrscheinlichkeit über; den Übergang vermitteln die Zusammenstöße der Moleküle. Man denke sich jetzt einen Zustand B', in dem die Moleküle dieselben Lagen und Geschwindigkeiten haben wie in B, nur soll ihre Geschwindigkeit genau entgegengesetzt gerichtet sein; dann muß das Gas, da die Zusammenstöße der Moleküle umkehrbare Vorgänge sind, sich rückwärts in einen Zustand A' bewegen, der sich von A ebenfalls nur durch den Richtungssinn der Geschwindigkeiten unterscheidet. Die Zustandswahrscheinlichkeit hängt aber nach Boltzmann nicht vom Vorzeichen der Geschwindigkeiten ab; darum hat A' die gleiche Wahrscheinlichkeit wie A und B' die gleiche wie B. Da B und B' gleich wahrscheinlich sind, so muß deshalb die Veränderung B'A' ebenso oft vorkommen wie die Veränderung AB; es kommt also die Entwicklung eines Gaszustandes zu geringerer Wahrscheinlichkeit ebenso oft vor wie die Entwicklung zu größerer Wahrscheinlichkeit. Das ist ein Widerspruch zur Voraussetzung. Dieser *Umkehrwand* wurde von Loschmidt (1876) gegen Boltzmann erhoben, um die Unmöglichkeit darzutun, aus statistischen Überlegungen am isolierten System die Irreversibilität zu begreifen. Boltzmann hat darauf erwidert, daß zwar solche Übergänge zu geringerer Wahrscheinlichkeit gelegentlich vorkommen, daß aber auch sie sehr bald wieder ihre Richtung ändern, und im allgemeinen deshalb die Tendenz zu größerer Wahrscheinlichkeit vorherrscht. So ist zwar das Stück B'A' anormal, aber die Weiterverfolgung dieser Änderung würde von A' doch sehr bald wieder in Zustände größerer Wahrscheinlichkeit führen. Die Boltzmannschen Formulierungen sind leider nicht streng; dagegen hat P. Hertz (Gans-Weber, Repertorium der Physik, 1, 2, S. 461) exakte Formulierungen gegeben, die er für eine Auflösung der Antinomie hält. Referent kann sich dieser Auffassung nicht anschließen.

Eine ähnliche Tendenz verfolgt der von Zermelo (1896) entdeckte *Wiederkehrwand*. Es läßt sich aus mechanischen Überlegungen ableiten, daß der Zustand A nach endlicher Zeit angenähert wieder erreicht wird, ohne daß eine künstliche Umkehrung der Geschwindigkeiten vorgenommen wird; der Ablauf eines Molekülgemisches ist also zyklisch (*Zermelo-Zyklus*). Die Zeitdauer eines solchen Zyklus ist allerdings enorm lang (die *Wiederkehrzeit* ist für 1 ccm Gas von der Größenordnung $10^{10^{10}}$ Jahre); aber es folgt doch, daß es Übergänge geben muß, in denen die Wahrscheinlichkeit entgegen dem Boltzmannschen Theorem abnimmt. Boltzmann hat hierauf ähnlich wie oben erwidert; jedoch zeigt auch diese Paradoxie, daß in den Grundlagen der statistischen Mechanik noch begriffliche Unsicherheiten enthalten sind (s. auch Ergodenhypothese). Für die praktische Anwendung statistischer Methoden ist dies allerdings belanglos.

Reichenbach.

Näheres s. Ehrenfest, Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik, Enzyklopädie der math. Wissensch. IV, 32.

Umkehrende Schicht heißt die innerste Schicht der Chromosphäre der Sonne, die den weitaus größten Teil der Absorptionslinien im Sonnenspektrum verursacht (s. Sonne). W. Kruse.

Umkehrprismensystem. Als Umkehrprismensystem oder auch einfach als Umkehrprisma bezeichnen wir eine Aufeinanderfolge von Prismen, in der eine gerade Anzahl von Spiegelungen so erfolgt, daß das vom astronomischen Fernrohr oder irgendeiner anderen optischen Vorrichtung (beispielsweise einem Mikroskop) erzeugte umgekehrte Bild in ein aufrechtes und seitenrichtiges verwandelt wird. Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, daß es auch üblich ist — in der Reproduktionstechnik — als Umkehrprisma ein einfaches Spiegelprisma zu bezeichnen, das die optische Achse des Lichtstrahlenbündels durch eine einzige Spiegelung unter 45° Einfallswinkel um 90° ablenkt und durch diese Spiegelung die „Spiegelbildlichkeit“ aufhebt, die durch Betrachtung einer Ebene aus zwei entgegengesetzten zur Ebene senkrechten Richtungen entsteht.

Wir schicken der Besprechung der gerad-sichtigen Umkehrprismensysteme die Beschreibung zweier wichtiger Prismen voraus, von denen jedes den Mittelstrahl (meist fällt der Mittelstrahl des Lichtstrahlenbündels mit der optischen Achse des Instruments zusammen, dessen umgekehrtes Bild in ein aufrechtes verwandelt werden soll; wir sprechen deshalb im folgenden häufig von der optischen Achse statt vom Mittelstrahl) um 90° ablenkt; durch das erste und ältere, das Amici-sche Dachprisma (s. Fig. 1) wird die optische

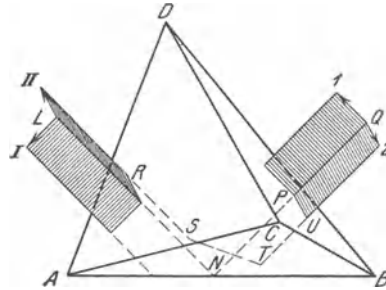


Fig. 1. Amici-sches, die optische Achse LN um 90° ablenkendes Dachprisma.

Achse LN um den Winkel $\angle LNQ = 90^\circ$ abgelenkt; das rechtwinklige Koordinatensystem LI, LII, LN (ein Rechtskoordinatensystem) bleibt auch nach den beiden Spiegelungen an den Dachflächen ABD und ACB ein Koordinatensystem gleicher Art (also in unserem Falle ein Rechtskoordinatensystem) Q1, Q2, QN' (N' liegt in der Verlängerung von NQ über Q hinaus); aber das Bild wird durch das Prisma vollständig umgekehrt (Höhe und Seite!). Denken wir uns nämlich die optische Achse LN wagrecht, das Licht von links einfallend, wobei die Halbebene LIN sich nach unten erstreckt und die Halbebene LIIR nach rechts für einen in der Richtung auf den Gegenstand ILII Blickenden, dann verläuft die gespiegelte optische Achse NQ von unten nach oben, d. h. das Dachprisma verwandelt die wagerechte Blickrichtung in eine senkrechte; neigt man dann den Kopf nach vorn, dann erblickt man ein vollständig umgekehrtes Bild des

Gegenstandes, da die Halbebene NQ1 uns oben erscheint und die Halbebene NQ2 links. (Hätte man — ebenfalls bei Blickrichtung senkrecht nach unten — dagegen dem Gegenstand den Rücken gekehrt, dann ergäbe dasselbe Dachprisma ein aufrecht und seitenrichtig erscheinendes Bild.) Nehmen wir bei wagerechter optischer Achse LN die gespiegelte optische Achse NQ ebenfalls wagrecht an, dann ist (wenigstens bei der natürlichen Körperstellung) nur die Beobachtung des umgekehrten Bildes möglich.

Beim Dachprisma muß der Winkel zwischen den beiden Dachflächen (der in Fig. 1 nicht eingezeichnete Winkel DNC entspricht diesem Dachwinkel) 90° betragen, damit die durch die beiden Hälften des Bündels entstehenden Bilder in eines zusammenfallen.

Ein zweites um 90° ablenkendes Prisma mit zwei Spiegelungen ist das auf C. M. Goulier und das Jahr 1864 zurückzuführende Pentaprisma (Fünfsseitprisma; s. Fig. 2). Ein solches Fünfsseitprisma wirkt, wenn man von der für endliche Dingenfernung in Betracht kommenden Längsverschiebung in Richtung der optischen Achse (infolge $n-1 > 0$, wobei n Brechungsverhältnis des Prismas) absieht, wie ein Winkelspiegel mit $\alpha = 45^\circ$

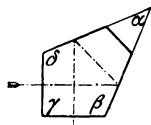


Fig. 2.
Gouliersches
Fünfsseitprisma.

als Winkel zwischen den beiden spiegelnden Flächen: Das Bild eines beliebigen Gegenstandes ist zum Gegenstand kongruent und wird aus ihm erhalten durch eine Drehung um die Schnittlinie der beiden Spiegelflächen im Betrag gleich dem Ablenkungswinkel 2α . (Für den in Fig. 2 dargestellten Fall ist $2\alpha = 90^\circ$, $\gamma = 90^\circ$, $\beta = \delta = 112\frac{1}{2}^\circ$; im allgemeinen Fall ist $\gamma = 2\alpha$ und $\beta = \delta = 180^\circ - \frac{3}{2}\alpha$.) Das von einem Fünfsseitprisma gelieferte Bild ist demnach aufrecht und seitenrichtig, wenn man von dem selten vorkommenden Fall absieht, daß der Hauptschnitt senkrecht steht und der Beobachter dem Gegenstand den Rücken zuehrt. Das Amicische Dachprisma und das Fünfsseitprisma (oder ein anderes Prisma mit zwei Spiegelungen im Hauptschnitt; Wollastonsches Prisma) kommen als Bestandteile in einigen der nunmehr zu beschreibenden Umkehrprismen vor, allerdings im allgemeinen mit von 90° abweichender Ablenkung.

1. Das Delaborne-Dovesche Reversionsprisma enthält zwei Amicische Reflexionsprismen, wobei die spiegelnde Fläche eines jeden der optischen Achse parallel ist. Es ergibt vollständige Bildumkehrung — d. h. Bilddrehung um 180° um die optische Achse als Drehachse — für den Fall, daß die beiden spiegelnden Flächen zueinander senkrecht stehen. Für die Zeichnung eines die optische Achse nicht ablenkenden Amicischen Reflexionsprismas sei auf die Fig. 2 im Abschnitt „Rundblickfernrohr“ des Artikels „Gebrochene Fernrohre“ (Prisma P_2) verwiesen.

J. L. Delaborne, Franz. Patent 5941 erteilt 20. 7. 1838, besonders Fig. 2. H. W. Dove, Pogg. Ann. 1851. 83. 189 bis 194. M. v. Rohr, Die binokl. Instr. 2. Aufl. 1920. Seite 71.

2. Der Porrosche Prismensatz erster Art besteht aus zwei gekreuzten Winkelspiegeln mit je 180° Ablenkung. Jeder dieser Winkelspiegel besteht aus zwei einfach spiegelnden Prismen mit je 90° Ablenkung. Wie die Fig. 3 zeigt, in der wir uns den Hauptschnitt LMPQ des ersten Winkel-

spiegels senkrecht und den Hauptschnitt PQRS des zweiten Winkelspiegels wagrecht vorstellen, ergibt schon der erste Winkelspiegel für den Beobachter, der vom Prisma C aus dem aus dem

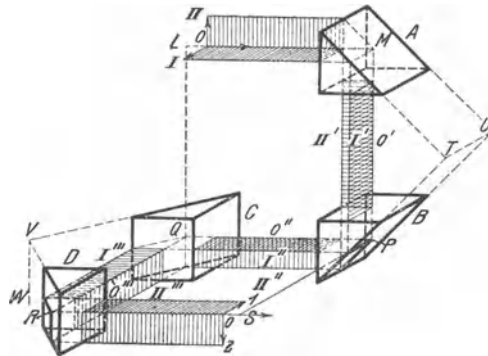


Fig. 3. Porroscher Prismensatz erster Art.

zweiten Prisma B kommenden Strahlenbündel entgegenblickt, ein vollständig umgekehrtes Bild; denn während für einen Beobachter vor A, der dem Strahl LM entgegenseh, die Halbebene OI links und die Halbebene OII oben war, verläuft nunmehr die Halbebene O'I' rechts und die Halbebene O''I'' nach unten, bezogen auf den Beobachter (zwischen B und C). Die Figur erklärt

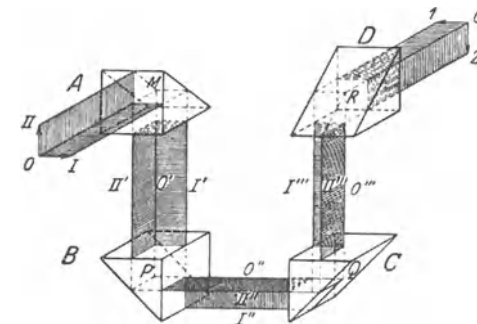


Fig. 4. Porroscher Prismensatz zweiter Art.

gleichzeitig die Verkürzung der Fernrohrlänge bei Einschaltung eines solchen Porroschensatzes; der Strahl LMPQRS muß den Abstand zwischen den beiden Ebenen LQR und MPS nicht einmal, sondern dreimal durchlaufen.

3. Der Porrosche Prismensatz zweiter Art enthält ebenfalls vier einfach spiegelnde Prismen; bei ihm haben nur die beiden mittleren Prismen gemeinsamen Hauptschnitt. Die beiden ersten Prismen (A und B) zusammen bewirken eine Bildumkehrung um 90° , die durch C + D auf 180° vergrößert wird, so daß ein vollkommen umgekehrtes Bild entsteht. Rückt man A weit ab von B und außerdem D, C und B möglichst zusammen, dann erhält man bei geeigneter Prismengröße und Anordnung eines Objektivs hinter A, eines Okulars hinter D die Hälfte einer häufig ausgeführten Bauart des Scherenfernrohres (auch des Stangenfernrohres).

Zu 2. und 3. sind die im Artikel „Prismenfeldstecher“ genannten Quellen, besonders der Vortrag und das Buch von Czapski, sowie H. Erfle, Zur Wirkungsweise der Fernrohre, Deutsche optische Wochenchr. 1919, 351 bis 355, 367—369; 1920, 3—5, 29—30 (besonders § 4 mit den Fig. 10—14) zu nennen.

4. Das Sang-Zentmayersche Prisma kann man sich aus dem um 90° ablenkenden Amicischen Dachprisma (Fig. 1) dadurch entstanden denken, daß die optische Achse LR des einfallenden Strahlenbündels statt senkrecht zur Fläche ADC parallel zur Dachkante AB auffällt. Es entsteht dann durch Brechung in der Eintrittsfläche eine Ablenkung, die zusammen mit der gleichgroßen Ablenkung an der Austrittsfläche und der dazwischen erfolgenden Ablenkung durch Spiegelung an der Dachkante schließlich die Ablenkung Null, d. h. ein geradsichtiges Prisma ergibt, bei dem überdies bei richtiger Wahl die Lage des Einfallspunktes die optische Achse nach dem Durchtritt durch das Prisma genau die Verlängerung der einfallenden optischen Achse bildet.

Edward Sang, Engl. Patent Nr. 1876, dated 26. 7. 1861; Joseph Zentmayer, The American Journal of Science and Arts 1872 (3) 4, 64—65.

5. Auch das Abbesche geradsichtige Umkehrprisma enthält vier Spiegelungen, von denen die beiden mittleren an den beiden Dachflächen eines zur optischen Achse parallelen Daches erfolgen; die erste bzw. die vierte Spiegelung lenkt den Strahl zur Dachfläche bzw. von der Dachfläche wieder in die optische Achse. Verglichen mit dem Sang-Zentmayerschen Prisma hat das Abbesche Prisma den Vorteil, daß es auch zwischen Objektiv und Okular eingeschaltet werden kann, während beim Sang-Zentmayerschen Prisma bei dieser Art des Gebrauchs infolge der Brechung an der Ein- und Austrittsfläche Astigmatismus entstünde, der weder durch das Objektiv noch durch das Okular ausgeglichen werden könnte. (Dabei ist von dem allenfalls noch möglichen Mittel der Schiefstellung des Objektivs oder des Okulars abgesehen, da außer dem Astigmatismus bei Bündeln endlicher Öffnung noch andere Fehler berücksichtigt werden müssen.) Ein weiterer Vorteil des Abbeschen ist der, daß an der Dachfläche nicht so große Einfallswinkel notwendig sind wie beim Sang-Zentmayerschen Prisma.

Das Abbesche geradsichtige Umkehrprisma ist beschrieben worden von Czapski in seinem Vortrag im Zweigverein Berlin der Deutschen Gesellschaft für Mechanik und Optik am 4. 12. 1894, der im Vereinsblatt der Deutschen Gesellschaft für Mechanik und Optik 1895, 5, 49—53, 57—58, 65—70, 73—77 veröffentlicht worden ist (für uns kommen die Fig. 21 und 22, S. 75 in Betracht) und in dem im Artikel „Prismenfeldstecher“ genannten Buch von Czapski (2. Aufl., S. 428).

6. Das Lemansche Umkehrprisma ist zwar ebenso wie das Abbesche Umkehrprisma geradsichtig; die Austrittsachse fällt aber nicht in die

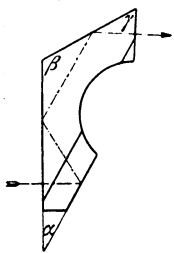


Fig. 5
Umkehrprisma
nach A. Leman.

Verlängerung der Eintrittsachse, sondern liegt in einem endlichen Abstand von ihr (s. Fig. 5; die optische Achse trifft die Dachkante unter dem Einfallswinkel α , d. h. jede der beiden Dachflächen unter einem Einfallswinkel i , der aus $\cos i = \cos \alpha \cdot \cos 45^\circ$ berechenbar ist). Zu den zwei Spiegelungen am Dach kommen zwei Spiegelungen im Hauptschnitt hinzu. Selbstverständlich kann das Prisma auch mit umgekehrtem Strahlengang benutzt werden, bei dem also zuerst die beiden einfachen Spiegelungen und dann die beiden Spiegelungen am Dach erfolgen. Solche Lemansche Umkehrprismen sind sowohl in Prismenzielfernrohren für

Jagdgewehre, Maschinengewehre und Geschütze, als auch in binokularen Prismenfernrohren flacher Form angewandt worden.

Ed. Sprenger, D. R.-P. 94450/Kl. 42, vom 23. 2. 1895 (Erfinder A. Leman).

7. Das Umkehrprisma von Huet-Daubresse, das auch durch die ursprüngliche Form der Hensoldtschen Feldstecher bekannt geworden ist, enthält vier Spiegelungen. Die eine Form kann man sich entstanden denken aus einem um 90° ablenkenden Goulierschen Fünfseitprisma und einem um 90° ablenkenden Amicischen Dachprisma, so daß sich also ein geradsichtiges Umkehrprisma mit Achsenversetzung ergibt. Die andere Form enthält statt des Amicischen Dachprismas ein einfaches um 90° ablenkendes Spiegelprisma und statt des Goulierschen Fünfseitprismas ein Fünfseitprisma, bei dem eine der spiegelnden Flächen durch ein Dach ersetzt ist, dessen Kante im Hauptschnitt liegt.

H. L. Huet, Engl. Patent 14102 vom 9. 6. 1897. Mehrere Formen mit sechs statt vier Totalreflexionen, davon zwei an einem Dach, die ebenfalls geradsichtig sind und eine Versetzung von Ein- und Austrittsachse gegeneinander bewirken, sind bald darauf von H. L. Huet, Engl. Patent 30925 vom 31. 12. 1897 angegeben worden.

8. Das Huetsche Doppeltetraeder hat insofern Ähnlichkeit mit dem Porroschen Prismensatz zweiter Art, als ein solches Tetraeder eine Bildrotation von 90° hervorruft und zwei richtig hintereinander geschaltete Tetraeder eine Bildrotation von 180° , d. h. eine vollständige Bildumkehrung. Gegenüber diesem Porroschen Prismensatz besteht aber der wesentliche Unterschied, daß die Hälfte eines Doppeltetraeders, also ein Tetraeder, drei Spiegelungen enthält und die optische Achse um 180° ablenkt. Außerdem bleibt die Bildrotation durch ein solches Tetraeder auch noch 90° bei beliebigen Drehungen des Tetraeders um seine Eintrittsachse oder um seine Austrittsachse.

H. L. Huet, D. R.-P. 104149/Kl. 42 vom 26. 4. 1898.

9. Das erste geradsichtige Umkehrprisma von Hans Schmidt entsteht durch Hinzufügen (mit dazwischen liegender dünner Luftschicht) eines zwei einfache Spiegelungen enthaltenden Ablenkungsprismas zu einem vier Spiegelungen enthaltenden Schmidtschen Dreiecksprisma (s. die Figur dieses Dreiecksprismas im Artikel „Gebrochene Fernrohre“). Das zweite geradsichtige Umkehrprisma von Hans Schmidt entsteht aus einem um 90° ablenkenden (mit vier statt mit zwei Spiegelungen wirkenden) Wollastonschen Prisma durch Hinzufügen eines um 90° ablenkenden einfachen Spiegelprismas und Ersatz einer der beiden den stumpfen Winkel einschließenden Spiegelflächen des Wollastonprismas durch ein Dach, so daß also auch dieses zweite Schmidtsche geradsichtige Umkehrprisma im ganzen sechs Spiegelungen erfordert zur vollständigen Bildumkehrung.

Hans Schmidt, D. R.-P. 108685/Kl. 42 vom 27. 6. 1899; D. R.-P. 108686/Kl. 42 vom 27. 6. 1899; D. R.-P. 112307/Kl. 42 vom 24. 10. 1899.

10. Das geradsichtige Umkehrprisma nach Alb. König kann insofern als Abänderung des unter 5. beschriebenen Abbeschen geradsichtigen Umkehrprismas bezeichnet werden, als vor und hinter dem Dach ebenfalls je eine Spiegelung stattfindet. Der wesentliche Vorteil dieses Königschen Prismas (Fig. 6) gegenüber dem Abbeschen ist der, daß durch Einführung einer dünnen Luftschicht die eine der beiden zum Hauptschnitt senkrechten spiegelnden Flächen gleichzeitig als total reflek-

tierende Fläche für den einen Abschnitt der optischen Achse und als Lichtdurchtrittsfläche für einen anderen Abschnitt der optischen Achse wirkt. Dadurch wird der Abstand der Dachkante von der Eintrittsachse und von der Austrittsachse und damit das Volumen des Prismas kleiner als beim Abbeschen Prisma; allerdings wird dadurch auch die fernrohrverkürzende Wirkung verringert.

Weitere Ausführungsformen enthält die Patentschrift von Carl Zeiß, D. R.-P. 130508/42 vom 7. 7. 1901.

11. Das geradsichtige Umkehrprisma nach Möller kann als Abänderung von 7. angesehen werden. Zu der Spiegelung am Dach traten hier aber vier statt zwei Spiegelungen an einfachen Spiegeln, die alle totale sind und von denen eine an der Eintrittsfläche erfolgt (Fig. 7). J. D. Möller, D. R.-P. 358868 vom 19. November 1920.

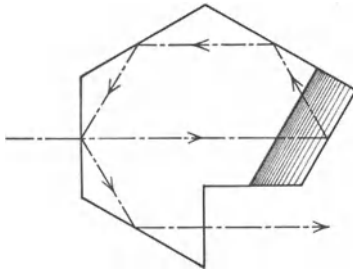


Fig. 7. Geradsichtiges Umkehrprisma nach J. D. Möller.

12. Von den zahlreichen anderen zusammengesetzten geradsichtigen Prismen zum Zwecke der Bildumkehrung seien hier nur noch das Prismensystem des Rundblickfernrohrs (s. d.) und die Prismen von Heinrich Cranz (Porroprismensatz, D. R.-P. 327024/42 h vom 25. Februar 1920) genannt.

13. Anwendungen von geradsichtigen Umkehrprismen. Im Scherenfernrohr, das fast ausschließlich als binokulares Instrument gebaut wird, hat man zur Bildaufrichtung meist den Porroschen Prismensatz zweiter Art angewandt, daneben auch ebenso wie beim Stangenfernrohr ein von Alb. König angegebenes geradsichtiges Umkehrprisma nach D. R.-P. 130508 (Carl Zeiß) und das Umkehrprisma nach 7. Für die zahlreichen anderen Anwendungen von Umkehrprismen sei auf die Artikel „Prismenfeldstecher“ und die dort genannten Quellen und die Artikel „Gebrochene Fernrohre“ und „Zielfernrohr“ verwiesen.

H. Erfle.

Umkehrung von Spektrallinien (Absorptionsspektrum) s. Spektrum.

Umkippthermometer dienen zur Messung der Temperatur des Meerwassers in großer Tiefe. Es sind (s. Figur) Quecksilberthermometer, die bei a nach Art der Maximumthermometer (s. d.) mit einer Einschnürungsstelle in der Kapillare versehen sind, an welcher der Quecksilberfaden abreißt, wenn das Thermometer auf den Kopf gestellt wird. Das Umkippen des in ein passendes Gestell eingebauten Instrumentes geschieht automatisch oder mechanisch, nachdem das Thermometer bei längerem Verweilen die Temperatur der Meerestiefe angenommen hat, dabei fließt der abgerissene Faden

in das am Ende der Kapillare befindliche Gefäß und füllt dieses ganz und die anschließende Kapillare teilweise an. Die Raumverhältnisse sind so gewählt, daß man an einer hinter der Kapillare angebrachten Teilung unmittelbar die Temperatur des Meerwassers ablesen kann. — Um zu verhindern, daß beim Aufholen des Thermometers in wärmeren Schichten des Meeres Quecksilber aus dem Hauptreservoir nachfließt und das Resultat fälscht, ist bei r eine Quecksilberfalle angebracht. — Das Thermometer befindet sich in einem weiteren luftdicht abgeschmolzenen Rohr, damit es durch den äußeren Wasserdruck nicht beeinflusst wird; der Zwischenraum zwischen beiden Gefäßen ist zum Zwecke guter Wärmeleitung teilweise mit Quecksilber angefüllt. Ein in den äußeren Mantel mit eingebautem gewöhnliches Thermometer erlaubt eine kleine Korrektur zu ermitteln, die daher rührt, daß der abgerissene Quecksilberfaden nach dem Aufholen des Instrumentes eine etwas andere Temperatur hat, wie während des Abreißens.

Durch gleichzeitige Verwendung eines Umkippthermometers der beschriebenen Art sowie eines zweiten, das aber gegen den Wasserdruck nicht geschützt ist, kann man die Meerestiefe finden. Die beiden Instrumente werden sich nämlich nach dem Aufholen in ihren Angaben um soviel unterscheiden als das Gefäß des ungeschützten Instrumentes stärker zusammengedrückt ist, als das des geschützten. Diese Differenz ist auf 100 Atm. entsprechend rund 1000 m Wassertiefe von der Größenordnung von 10^0 . Die genauere zahlenmäßige Beziehung muß natürlich durch eine Eichung des Instrumentes festgestellt werden. Näheres s. Grützmaier, Ztschr. für Instrumentenkunde 1904. S. 263—268.

Umladung der Kanalstrahlen s. Kanalstrahlen.

Umlaufmotor s. Verbrennungskraftmaschine.

Umlaufzähler s. Elektrizitätszähler.

Umsatz. Das quantitative Maß für die während einer Reaktion (s. d.) umgesetzte Menge Substanz. Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, muß der Umsatz immer auf eine bestimmte der an der Reaktion beteiligten Molekelarten bezogen werden. Man drückt ihn gewöhnlich in Molen (s. d.), bei Gasen auch in cm^3 unter Normalbedingungen oder in mm Hg bei 0^0 und Versuchsvolumen, allgemein auch in Prozent der Ausgangsmenge aus.

Schwab.

Umsetzung. a) Geschwindigkeit in Druck, b) Druck in Geschwindigkeit. Für die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck und umgekehrt gilt die Bernoullische Gleichung (s. d.) in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung (s. d.). Grundsätzlich ist jedoch zu bemerken daß die Umwandlung von Druck in Geschwindigkeit — abgesehen von dem durch Reibung in Wärme verwandelten Energiebetrag — verlustfrei ausgeführt werden kann, während der umgekehrte Vorgang stets mit beträchtlichen Verlusten verbunden ist. Vgl. auch Borda-Carnotscher Stoßverlust, Staudruckmesser.

S. Erle.



Tiefsee-Umkippthermometer.

Umsetzung s. Reaktion.

Umwandlung, magnetische, der mehr oder weniger vollständige Übergang des normalen in den anomalen Zeemaneffekt bei steigender Feldstärke (dasselbe wie Paschen-Backeffekt s. d. und anomaler Zeemaneffekt). *R. Ladenburg.*

Umwandlung, radioaktive s. Radioaktivität; Zerfallsgesetze.

Umwandlungspunkte, magnetische, s. Temperatur, Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften.

Gumlich.

Umwandlungstheorie der Radioaktivität s. Zerfallsgesetze.

Unabhängige Ereignisse sind solche Ereignisse, die sich nicht kausal beeinflussen. Sie bilden die Elemente einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Über Unabhängigkeit s. Zufall. *Reichenbach.*

Undulationen, kontinentale s. Kontinentale Undulationen.

Undulationsmechanik s. Wellenmechanik.

Undulator. 1876 von Lauritzen angegebener Kurvenschreiber (Zickzackschreiber, Wellenschreiber) zur Aufnahme von Morsezeichen. Er besitzt ein polarisiertes elektromagnetisches System, mit dessen Anker ein als Heber wirkendes gekrümmtes Glasröhrchen verbunden ist, das einerseits in einen Tintenbehälter taucht und mit dem anderen Ende auf einem langsam fortbewegten Papierstreifen die aufgenommenen Zeichen in Kurvenschrift niederschreibt. *E. Alberti.*

Näheres s. Strecker, Telegraphentechnik.

Un erreichbarkeit des absoluten Nullpunkts s. Nernstsches Theorem.

Ungedämpfte Schwingungen. Schwingungen konstanter Frequenz, deren aufeinanderfolgende Halbperioden gleiche Amplituden haben.

A. Meißner.

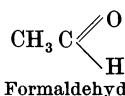
Ungeordneter Zustand s. Kinetische Theorie der Materie.

Ungesättigte Verbindungen. Ungesättigte Verbindungen werden gekennzeichnet, entweder

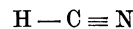
1. durch das Vorhandensein von zwei oder dreifachen Bindungen als Verknüpfung der Atome untereinander oder
2. durch das Auftreten von freien Valenzen, die nicht durch Atome oder Atomkomplexe besetzt sind.

Über die Wirkungen mehrfacher Bindungen wurde in dem Artikel „Doppelbindungen“ ausführlich gesprochen. Diese Art von Verbindungen zeichnet sich durch starke Veränderlichkeit chemischen Einflüssen gegenüber aus, die mit der Zahl der Bindungen wächst. Die mehrfache Bindung ist also der schwache Punkt in der Molekel. An dieser Stelle werden andere Atome oder Radikale addiert, um unter Aufhebung der Doppelbindung in gesättigte, stabilere Verbindungen überzugehen. Auch die Oxydationsmittel greifen an der Doppelbindung an, häufig unter Zerstörung des Molekel. — Außerdem ist allen ungesättigten Verbindungen die Neigung zur Polymerisation eigen.

Bisher waren unter mehrfachen Bindungen nur solche zwischen Kohlenstoffatomen verstanden. Es gibt aber außerdem ungesättigte Verbindungen, bei denen der Sauerstoff durch eine doppelte (z. B. in der Carbonylgruppe bei Aldehyden und Ketonen) oder der Stickstoff durch eine dreifache Bindung (Nitrile) usf. mit dem Kohlenstoff verknüpft ist. Z. B.



Formaldehyd

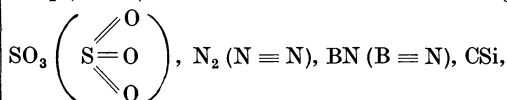


Blausäure, Nitrit
der Ameisensäure

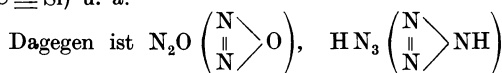
Auch diesen Verbindungen ist die leichte Oxydierbarkeit, Additionsfähigkeit und Polymerisationstendenz eigen.

Der unter 1 aufgestellte Satz gilt uneingeschränkt nur für organische Verbindungen, denn anorganische Stoffe mit mehrfacher Bindung können sowohl stabiler als auch instabiler sein als solche mit einfacher.

O₂ (O = O) bildet ein sehr festes Molekül, desgl.



(C ≡ Si) u. a.



u. a. sehr instabil.

Als zweite Art von ungesättigten Verbindungen waren oben diejenigen genannt worden, bei denen freie Valenzen auftreten. Solche Substanzen treffen wir sowohl in der anorganischen als in der organischen Chemie an, wenn auch letztere in der überwiegenden Anzahl bekannt sind. Als Beispiele für organische Verbindungen mit freier Valenz sei auf die freien Radikale hingewiesen (s. d.).

Als anorganische ungesättigte Verbindungen mit freier Valenz seien das Kohlenoxyd = C = O, und das Stickoxyd — N = O genannt. Auch die Ammoniakmolekel NH₃ ist als ungesättigt aufzufassen, da der Stickstoff in ihr nur dreiwertig auftritt und z. B. durch Anlagerung von HCl an NH₃ in den fünfwertigen, gesättigten Zustand übergeführt wird. *Margarete Eggert.*

Ungleichförmigkeitsgrad. Die Schwankungen der Geschwindigkeit umlaufender Wellen bzw. Maschinen wird gekennzeichnet durch den Ungleichförmigkeitsgrad

$$\delta = \frac{v_{\text{max}} - v_{\text{min}}}{v}$$

innerhalb einer Umdrehung, wo v die mittlere Geschwindigkeit bedeutet. *Göpel.*

Ungleichheit der Mondbewegung (Parallaktische Ungleichheit). Der auf- oder untergehende Mond erscheint uns infolge der Parallaxe um etwa 1° gegen den geozentrischen Ort verschoben, wodurch eine Ungleichheit der täglichen Bewegung vorgetäuscht wird. *Böttlinger.*

Unifilarmagnetometer. Magnetometer, bei denen der Magnet nur an einem Faden hängt. Meist arbeitet es als Deklinometer, oft als Variometer für die rechtwinkeligen Komponenten des horizontalen Erdfeldes oder als Horizontalintensitätsvariometer, in diesen Fällen dann durch Torsion des Fadens oder durch Ablenkungsmagnete senkrecht gegen die betreffende Komponente eingestellt. Unerlässlich ist bei der praktischen Durchführung die Anwendung von Quarzfäden. Vereinigt man Torsion und Kompensationsmagnete, so lassen sich Intensitätsunifilare ohne jeden Temperaturkoeffizienten aufstellen. *A. Nippoldt.*

Näheres s. A. d. Schmidt, *Ergebn. magn. Beob. Potsdam* 1908.

Unipolarität ist das verschiedene Verhalten einer Kontaktstelle gegenüber den beiden verschiedenen

Richtungen eines die Kontaktstelle durchsetzenden elektrischen Stromes (s. Elektrische Ventile).

Güntherschulze.

Unipolarmaschinen. Diese Maschinengattung stellt die älteste Vorrichtung zur mechanischen Erzeugung von Gleichstromenergie dar und ist auch die einzige, die wirklich Gleichstrom im physikalischen Sinne liefert.

Eine Unipolarmaschine primitivster Form war es, mit der Faraday 1831 seine grundlegenden Versuche über die Induktionswirkung des konstanten Feldes eines permanenten Magneten auf einen bewegten Leiter ausführte. Seine Maschine bestand aus einer Metallscheibe, die zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten mittels einer Handkurbel gedreht werden kann, so daß die Bewegungsebene senkrecht zu der Richtung der Kraftlinien steht. Zwischen dem Mittelpunkt der Scheibe und ihrem Umfang tritt alsdann bei gleichförmiger Drehgeschwindigkeit ein völlig konstantes Potentialgefälle auf.

Technisch haftet dieser genial einfachen Vorrichtung der Nachteil an, daß die erzeugte EMK Ausgleichsströme in dem nicht vom Magnetfeld induzierten Teil der Scheibe hervorruft, die praktisch die gesamte aufgewendete mechanische Energie in der Scheibe selbst in Wärme umsetzen. Derartige Unipolarmaschinen finden daher heute nur noch Anwendung als Bremsen, vornehmlich in elektrotechnischen Meßinstrumenten (Zähler!).

Le Roux vermeidet die Wirbelstrombildung dadurch, daß er eine Kupfertrommel in einem Magnetfeld umlaufen läßt, das von einem zylindrischen Eisenkern zu einem zylindrischen Eisenmantel übertritt, der die Kupfertrommel umschließt. Zwischen den Enden der Trommel tritt eine reine Gleichstrom-EMK auf.

Diese Unipolarmaschine ist zwar theoretisch einwandfrei, praktisch aber wenig brauchbar, da weder die Länge der Trommel, noch die Feldstärke, noch die Umfangsgeschwindigkeit hoch genug gesteigert werden können, um für die Elektrotechnik genügende Spannungen zu erhalten.

Von den zahllosen späteren Erfindungen auf dem Gebiete der unipolaren Gleichstromerzeugung hat es bisher nur die Maschine Dr. Ing. Noeggeraths zu einiger technischer Bedeutung gebracht. Sie ist der Le-Roux-Maschine insofern ähnlich, als auch bei ihr das induzierende Magnetfeld durch einen Ringspalt tritt, doch nimmt hier der innere Eisenkern, der gleichzeitig die induzierte Wicklung trägt, an der rotierenden Bewegung teil. Die induzierten Leiter der Wicklung sind einfache Kupferstäbe, die an beiden Enden an mitrotierende Schleifringe angeschlossen sind. Jeder Stab mit seinem Schleifringpaar und den zugehörigen Stromabnehmern bildet so gewissermaßen ein Element, das in beliebiger Weise mit den anderen Elementen der Maschine in Serie oder parallel verbunden werden kann. Immerhin ist auch hier die Erreichung höherer Spannungen (500 Volt!) und Leistungen (300—2000 KW!) an ungewöhnlich hohe Umdrehungszahlen, d. h. Umfangsgeschwindigkeiten des rotierenden Eisenzylinders von mehr als 100 m/sec, gebunden, wie sie nur durch Dampfturbinenantrieb erreichbar sind. Da die Schleifringe nahezu die gleiche Umfangsgeschwindigkeit wie die Stäbe haben, ist die Stromabnahme sehr erschwert und mit so hohen Reibungsverlusten an den Stromabnehmern verbunden, daß der Wir-

kungsgrad der Maschine sehr mäßig ausfällt. Sowohl in Europa wie in Amerika ist man daher über den Bau einiger Versuchsgeneratoren nicht hinausgekommen, zumal dieselben wesentlich teurer werden als kommutierende Gleichstrommaschinen mit Wendepolen und Kompensation. *E. Rother.*

Näheres s. *Arnold-la Cour*, Die Gleichstrommaschine. **Unitarische Theorie der Elektrizität.** Von Franklin 1750 und von Aepinus 1759 entwickelt: Es gibt nur ein elektrisches Agens, das in unelektrischen Körpern in ganz bestimmter Menge vorhanden ist. Überschuß über dieses Gleichgewicht macht den Körper positiv, Mangel negativ. Bedenkt man, daß in den meisten Fällen nur die Elektronen frei beweglich sind, während die positiven Ladungen fest mit den Körpern verbunden sind, so sieht man, wie nahe diese alte Theorie den heutigen Anschauungen steht. Nur die Vorzeichen müssen umgekehrt werden: Elektronenüberschuß lädt negativ, Mangel positiv.

Güntherschulze.

Universalgalvanometer. Dieser Apparat (Siemens & Halske) ist eine mit einem Zeiger galvanometer (meist nach dem Drehpulsystem) versehene Meßanordnung, die sowohl zur Widerstands-, wie zur Strom- und Spannungsmessung benutzt werden kann. Die Widerstandsmessung geschieht nach der Methode der Wheatstoneschen Brücke. Der Schleifdraht ist in Kreisform angeordnet; die Schaltungen zum Zweck der verschiedenen Messungen können durch Stöpselungen vorgenommen werden.

W. Jaeger.

Näheres s. *Jaeger*, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Universalinstrument, auch Altazimut genannt. Transportables astronomisches Meßinstrument mit geteiltem Horizontal- und Vertikalkreis, sowie Niveau zum Messen der Seiten- und Höhenwinkel. In der Geodäsie und Meteorologie werden diese Instrumente Theodoliten genannt. *Böttlinger.*

Universalkaleidophon s. Sichtbarmachung von Schallschwingungen.

Universalobjektive. Unter dem Namen Universal-Objektiv faßt man alle diejenigen photographischen Linsen zusammen, die die Lösung der meisten photographischen Aufgaben ermöglichen, die also insbesondere eine hinreichende Lichtstärke besitzen und ein genügend großes Bildfeld scharf auszeichnen. Man kann für diese beiden Größen

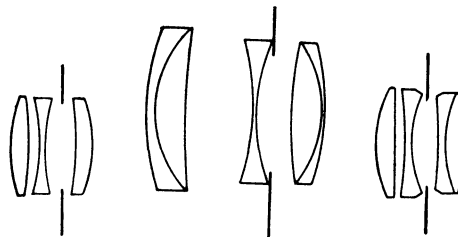


Fig. 1.
Schematischer
Querschnitt
der Cooke-Linse
(Triotar).

Fig. 2.
Querschnitt
des Helios.

Fig. 3.
Querschnitt
des Tessars.

der Universal-Objektive etwa folgende Grenzen ansetzen, hinsichtlich der Lichtstärke die relative Öffnung 1:4,5 bis 1:8 und hinsichtlich des Bildfeldes einen scharf ausgezeichneten Bildkreis, dessen Durchmesser unter der Annahme eines weit entfernten Aufnahmegegenstandes wenig größer oder

kleiner als die Brennweite ist. Die Zahl dieser Objektive, die sich heute auf dem Markt befinden, ist selbstverständlich sehr groß. Es sollen daher auch nur einige der bekanntesten genannt werden. Sämtliche, die eine beachtliche Rolle spielen, sind Anastigmaten. Sehen wir hier von den an anderer Stelle besprochenen symmetrischen und Satz-Objektiven ab, die als Doppel-Objektiv sämtlich die Leistungen eines Universal-Objektivs aufweisen, so ist an erster Stelle das Tessar der Firma C. Zeiß zu nennen, das in der Lichtstärke 1:4,5 und 1:6,3 als Universal-Objektiv ausgeführt wird. Andere Universal-Objektive sind die Cookelinse (Taylor, Taylor & Hobson), das Heliar (Voigtländer & Sohn), das Triotar (C. Zeiß). *W. Merté.*

Universalphotometer (s. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, Nr. 5 und „Lichtstärken-Mittelwerte“, Nr. 5). Im folgenden bedeutet:

r den Abstand zwischen zu messender Lampe L und dem von L beleuchteten Photometerschirm,

C (mit und ohne Index) eine Instrumentalkonstante).

1. Milchglasphotometer von L. Weber. Das horizontale, um eine vertikale Achse drehbare Rohr A (Fig. 1) enthält die als Vergleichslampe dienende

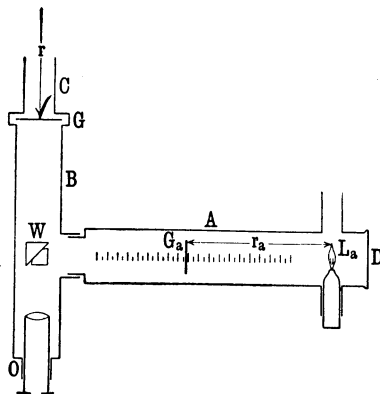


Fig. 1. Universalphotometer von L. Weber.

Benzinlampe (jetzt elektrische Glühlampe) La, welche die mittels Triebes verschiebbare Milchglasplatte Ga beleuchtet; der Abstand ra zwischen Ga und La kann an der Außenseite von A angebrachten Millimeterteilung abgelesen werden. Das um A drehbare Rohr B trägt bei G ein Gehäuse zur Aufnahme von Rauch- und Milchgläsern, bei W einen Lummer-Brodhunschen Gleichheits- oder Kontrastwürfel, bei O ein Okular zum Beobachten des Würfels. Das Rohr C dient zum Abblenden fremden Lichtes. Die photometrische Einstellung erfolgt stets durch Verschieben von Ga.

Lichtstärkenmessungen. Man richtet das Rohr B auf die zu messende Lampe L, setzt bei G die Milchglasplatte Nr. 3 (nach Weberscher Bezeichnung) ein, macht die Einstellung ra und findet für die Lichtstärke

$$(1) \quad J = C_a r_a^2 / r_a^2.$$

Nötigenfalls muß man zu der Platte 3 noch eine oder mehrere Milchglasplatten hinzufügen und Ca durch neue Konstanten ersetzen.

Beleuchtungsmessungen. a) Man nimmt die Milchglasplatte heraus, bringt eine mattweiße Papptafel in die zu messende Ebene und richtet das Rohr B möglichst steil auf die Tafel. Alsdann ist die Beleuchtung

$$(2) \quad E = C_o' / r_a^2.$$

Nötigenfalls schiebt man bei G eine oder mehrere Rauchgläser ein.

b) Man nimmt das Rohr C ab, befestigt vor dem Gehäuse G eine auf beiden Seiten mattierte Milchglasplatte μ (nach Weberscher Bezeichnung) und bringt μ an die Stelle der Papptafel. Man hat dann

$$(3) \quad E = C\mu'' / r_a^2.$$

Hierbei wird angenommen, daß die Papptafel und die Platte μ orthotrope Substanzen (s. „Photometrische Gesetze und Formeln“, Nr. 7 u. 8) sind.

Flächenhellenmessungen. Man richtet das Rohr B nach Herausnahme der Milchglasplatten auf die zu untersuchende Fläche (weiße Wand, Himmelsgewölbe, Wolke) und findet die Flächenhelle e aus

$$(3a) \quad e = C''' / r_a^2.$$

Die Konstanten Ca, Co' und C'' μ werden bestimmt, indem man die Platte 3 bzw. die Papptafel und die Platte μ mittels einer Normallampe Ln, deren Lichtstärke Jn sei, aus der bekannten Entfernung rn senkrecht beleuchtet. Beispielsweise wird nach Gleichung 1) $C_a = J_n \cdot r_a'^2 / r_n^2$, wenn ra' die Einstellung des Photometers bezeichnet.

Zur Bestimmung von C''' richtet man das Rohr B auf die weiße Papptafel PP (Fig. 2), die man mit einer scharfrandigen Blende DD bedeckt und mittels einer seitlich aufgestellten, konstanten und möglichst lichtstarken Lampe L' aus konstanter Entfernung beleuchtet. Man schlägt zunächst bei G die Platte 3 vor und bestimmt mittels Gleichung 1) die Lichtstärke Jn des unbedeckten Teiles f von PP; danach berechnet man die Flächenhelle en, welche die Papptafel durch die Beleuchtung mittels der Lampe L' erlangt hat, gemäß Gleichung 5) in „Photometrische Gesetze und Formeln“ als $e_n = J_n / (f \cdot \cos \epsilon)$, wo ϵ der in der Figur nicht angegebene Winkel zwischen der Strahlenrichtung und der Normale von PP ist; es ist also $e_n = J_n / f$, wenn $\epsilon = 0$ ist. Sodann entfernt man die Milchglasplatte 3, macht die Einstellung ra' und findet mittels Gleichung 3a) $C''' = e_n r_a'^2$.

Ein Übelstand des Photometers ist, daß Milchglas selektiv ist, indem es rote Strahlen besser als blaue durchläßt.

2. Das Universalphotometer von Sharp und Millar lehnt sich stark an das Webersche Photometer an. Bei ihm steht die Milchglasplatte Ga fest, während die Vergleichslampe La verschoben wird. Um zu verhindern, daß durch Reflexion der Innenwände fremdes Licht nach Ga gelangt, ist zwischen La

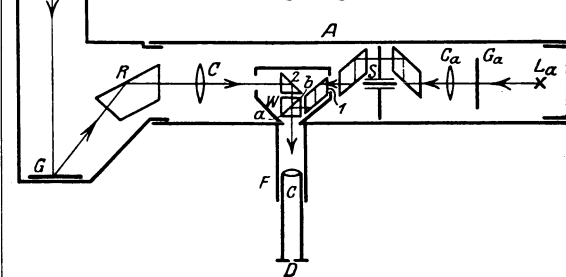


Fig. 3. Universalphotometer von Brodhun.

und Ga ein System von vier beweglichen Blenden angebracht.

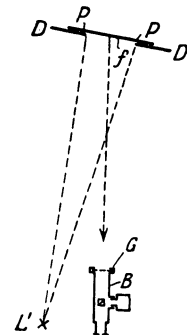


Fig. 2. Zur Eichung des Weberschen Photometers für Flächenhellenmessungen.

3. Universalphotometer von Brodhun (Straßenphotometer). Die Vergleichslampe L_a (Fig. 3) am Ende des horizontalen Rohres A beleuchtet die Milchglasplatte G_a . Die von G_a ausgehenden Strahlen werden durch die Linse C_a parallel gemacht; sie durchlaufen dann einen Sektorenapparat S (s. „Lichtschwächungsmethoden“ Nr. 6“) hierauf das Prisma 1, werden an den versilberten Stellen der Hypotenusenfläche ab des Photometerwürfels W in das Beobachtungsrohr F reflektiert und durch die Linse C_1 (in Fig. 3 steht irrtümlich C) in der Ebene der Okularblende D wieder vereinigt.

Für *Lichtstärkenmessungen* wird das um A drehbare Rohr B benutzt. Dasselbe trägt das Reflexionsprisma R und den Gipsschirm G, der von L senkrecht beleuchtet wird. Die von G diffus reflektierten Strahlen werden durch Reflexion in R in das Rohr A geworfen, durch die Linse C parallel gemacht, im Prisma 2 reflektiert und nach Durchlaufen von W durch C_1 ebenfalls in der Ebene von D wieder vereinigt. Der durch D blickende und mittels C' auf die Hypotenusenfläche ab akkommodierende Beobachter sieht die reflektierenden Stellen von ab durch Licht von L_a , die durchlässigen Stellen durch Licht von L beleuchtet und macht durch Verstellen des Sektors eine photometrische Einstellung. Ist f die sich hierbei ergebende Größe des Sektors, so ist

$$(4) \quad J = Cr^2f.$$

C wird mittels einer Normallampe L_n , welche aus der Entfernung r_n den Schirm G senkrecht beleuchtet, aus der Einstellung f_n bestimmt als $C = J_n : (r_n^2 f_n)$.

Beispiel. Die Eichung ergebe für $J_n = 192$ HK und $r_n = 2,5$ m: die Sektorenöffnung $f_n = 40,6^\circ$; dann ist $C = 0,757$. Beim Photometrieren von L werde für $r = 5,441$ m gefunden: $f = 43,6^\circ$; mithin wird $J = 977$ HK.

Für *Beleuchtungs- und Flächenhellenmessungen* wird das Rohr B durch das mit dem rechtwinkligen Prisma R' versehene Rohr B' (Fig. 3a) ersetzt und B' auf die zu untersuchende Fläche gerichtet.

Neuere Ausführungsformen (s. Brodhun, Ztschr. f. Instrumentenkund., Bd. 27, S. 16, 1907) lassen

sich direkt auf der Photometerbank verwenden; bei ihnen ist die Vergleichslampe L_a in einem dem Rohr B symmetrischen Rohr untergebracht, ferner die Milchglasplatte G_a durch eine Gipsplatte ersetzt.

Hinzufügung eines Spiegelapparates (Fig. 4). Es wird hierbei das Rohr B horizontal gestellt und auf B ein schräger, um die Achse von B drehbarer (in der Figur in verkleinertem Maßstabe gezeichneter) Arm B'' gesetzt, welcher den Spiegel

M, das Reflexionsprisma R'' , sowie die Linsen C'' und C''' trägt. Die zu messende Lampe L ist in der Verlängerung der Achse von B fest aufgestellt und wird mittels M, R'' und C'' auf C''' abgebildet, während C''' von C'' ein Bild auf dem Gipsschirm G entwirft. C'' spielt also die Rolle eines Photometerschirmes. Der Schirm H blendet die direkten Strahlen von L ab. Die auf G erzeugte Beleuchtung

wird mittels des Universalphotometers gemessen, und zwar dadurch, daß man die von G diffus reflektierten Strahlen mittels R in die Achse von A

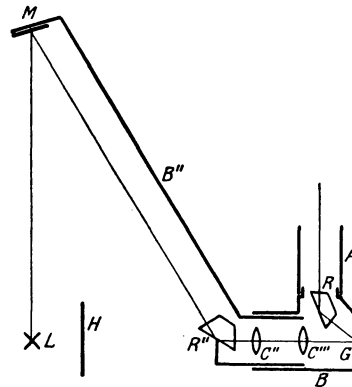


Fig. 4. Spiegelapparat von Brodhun zur Bestimmung der räumlichen Lichtverteilung.

wirft. In Fig. 3 ist der Arm B'' in horizontaler Stellung angegeben, um auch den Gang der von G ausgehenden Strahlen veranschaulichen zu können. Dreht man B'' um B, so beschreibt die Mitte von M um L als Mittelpunkt einen vertikalen Kreis, dessen Ebene der Achse von A parallel ist.

Vor C''' ist eine Irisblende angebracht, die so gestellt wird, daß ihre Öffnung gerade das Bild von L aufnimmt. Man ist dann vor seitlichem Nebenlicht geschützt und kann sogar in Räumen mit weißen Wänden richtig photometrieren, wenn man leuchtende Gegenstände, die in Richtung ML hinter L liegen, durch mattschwarzen Samt verdeckt. Ein weiterer Vorzug des Apparates ist, daß infolge des konstanten optischen Abstandes r zwischen Lampe L und Linse C'' die am Sektor abgelesenen Zahlen den Lichtstärken unter den betreffenden Ausstrahlungswinkeln direkt proportional sind, so daß man aus diesen Zahlen unmittelbar die Lichtverteilungskurve gewinnt. Bei dem jetzt von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt benutzten großen Spiegelapparat ist der optische Abstand $r = 5$ m. Man kann mit ihm Lichtquellen mit einem Durchmesser bis zu 1 m, ohne den Ort der Lampe und des Photometers zu ändern, schnell auf räumliche Lichtverteilung untersuchen.

4. Tragbares Polarisationsphotometer von Martens. Der mittlere Teil M (Fig. 5) trägt das eigentliche Polarisationsphotometer C und den um M drehbaren Tubus T. C ist eine Weiterbildung des Martensschen Gleichheitsphotometers (s. „Photometer zur Messung von Lichtstärken“, Nr. 6), indem in letzteres noch ein Wollastonsches Prisma W und ein Analysator Nicol N eingeführt sind. Die eine Öffnung b des Photometers ist mit einem von der Vergleichslampe g beleuchteten Milchglase bedeckt; die von einem Photometerschirm bei γ (in T) diffus ausgehenden Strahlen werden mittels der Reflexionsprismen P und Q und der vor P sitzenden Linse in der freien Öffnung von a wieder vereinigt. Von diesen beiden Öffnungen werden in derselben Weise wie beim Königschen Spektralphotometer (s. „Photometrie im Spektrum“, Nr. 8) je vier Bilder in der Ebene der Blende D erzeugt. In der zentralen Öffnung von D fällt ein Bild von a mit einem Bilde von b

zusammen, während die übrigen sieben Bilder abgebildet werden. Das Licht dieser beiden Bilder, die senkrecht zueinander polarisiert sind, kommt von den beiden Hälften 1 und 2 des Zwillingsprismas her. Durch Drehen von N wird auf gleiche Helligkeit von 1 und 2 eingestellt.

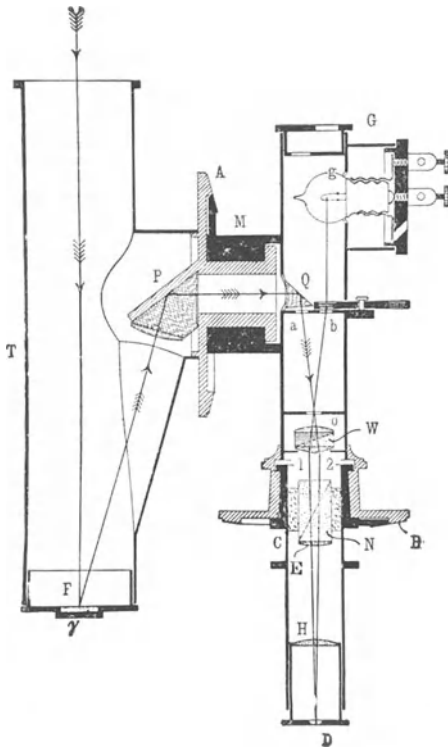


Fig. 5. Polarisationsphotometer von Martens.

Für Lichtstärkenmessungen wird bei γ ein Gipsschirm eingesetzt. Es ergibt sich
(5) $J = Cr^2 \operatorname{tg}^2 \varphi$
wo φ der Winkel ist, um den man N aus der Dunkelstellung für das Feld 1 (s. Strahlengang in Fig. 5) drehen muß.

Für Beleuchtungsmessungen wird der Gipsschirm durch ein mattiertes Milchglas, für Flächenhellenmessungen durch eine Blende γ' ersetzt, durch welche hindurch die zu untersuchende Fläche Strahlen auf dem Wege γ' P Q ins Photometer sendet.

5. Universalphotometer von Bechstein. Die Vergleichslampe L_a (Fig. 6) beleuchtet die Milchglasplatte G_a . Zwischen G_a und dem Photometerwürfel W befindet sich der Sektor S, die dicht an S liegende Linsenkombination $C_1 C_2$ und die keilförmige Linse K. Die drei um die Hauptachse ($L_a O$) des Apparates drehbaren Linsen sind so angebracht, daß G_a mittels C_1 und C_2 auf K, die Sektorenschneiden mittels C_1 , C_2 , K und C_3 in der Öffnung O des Augendeckels abgebildet werden. Bei genügend schneller Rotation der Linsen C_1 , C_2 , K wird das von G_a ausgehende Licht wie bei der Brodhunschen Anordnung der rotierenden Prismen proportional der Sektoröffnung geschwächt. Der Beobachter blickt durch O auf die Hypotenusenfläche des Würfels W.

Für *Beleuchtungsmessungen* im Bereich von 1—10 Lux wird im seitlichen Ansatz das Gehäuse G angebracht und die auf beiden Seiten mattierte Milchglasplatte μ vorgeschlagen. Die Vergleichslampe L_a wird dabei durch Änderung der Stromstärke oder durch Verschieben so reguliert, daß die Öffnung des Sektors S 10° beträgt, wenn auf μ die Beleuchtung 1 Lux vorhanden ist. Bei Einstellung des Sektors auf den Winkel f ist dann die Beleuchtung

$$(6) \quad E = 0,1 f$$

beispielsweise für

$$f = 83^\circ: E = 8,3 \text{ Lux.}$$

Zur dekadischen Erweiterung des Meßbereiches kann man eine Milchglasplatte m in den Stellungen N und F, ferner die beiden verschieden großen

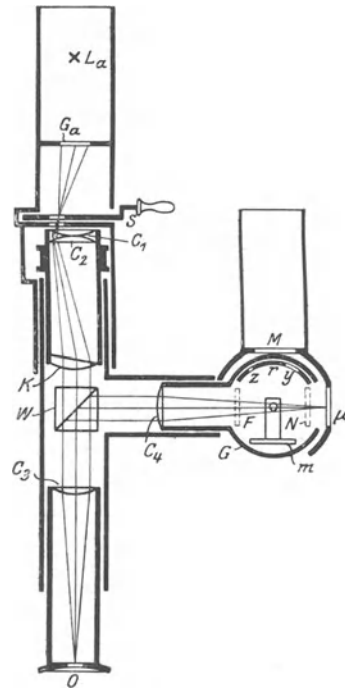


Fig. 6. Universalphotometer von Bechstein.

Öffnungen y und z eines Rohrstückes r in den Strahlengang bringen. Die Beleuchtung E ist dann für Stellung N gleich f , für Stellung F gleich $10 f$, für Stellung F in Verbindung mit y gleich $100 f$ und in Verbindung mit z gleich $1000 f$. In Fig. 6 ist bei y und z nur je eine Öffnung gezeichnet; in Wirklichkeit ist r bei y und z siebartig durchlocht.

Für Beleuchtungen unter 1 Lux wird das Gehäuse G durch einen mit einem Gipsschirm versehenen Arm ersetzt.

Für *Lichtstärkenmessungen* wird durch Drehen des Gehäuses G statt der Milchglasplatte μ die Milchglasplatte M vorgeschlagen. Man bestimmt wie vorher die auf M vorhandene Beleuchtung E und findet die Lichtstärke durch die Formel

$$(7) \quad J = r^2 E$$

wo r der Abstand zwischen M und zu messender Lampe ist.

6. Universalphotometer von Blondel und Broca (Fig. 7). Es enthält im mittleren Teil A zwei oder vier übereinander liegende Reflexionsprismen, welche zusammen mit der Lupe r und den Prismenpaaren mp und

m'p' die beiden Mattgläser P und P' gleichzeitig mit beiden Augen zu beobachten gestatten. Die an A befestigten Rohre B und B', von denen sich B durch Zahn und Trieb ausziehen läßt, tragen die Blendenbehälter D und D' mit verstellbaren rechteckigen Blenden und den Linsen C und C'. Für gewöhnlich werden hinter D und D' die Albatrinschirme G und G' gesetzt. Zur Messung der räumlichen Lichtverteilung wird G durch den um die Achse von B drehbaren Winkelkopf E mit

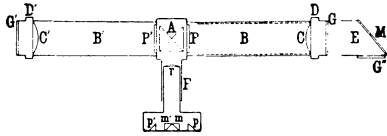


Fig. 7. Universalphotometer von Blondel und Broca.

dem Spiegel M und dem Albatringlassschirm G'' ersetzt. Die photometrische Einstellung erfolgt entweder durch Abstandsänderung oder durch Veränderung der Öffnung der Blenden.

7. Beleuchtungsmesser für gewöhnliche Zwecke. Die unter 1—6 aufgeführten Photometer gestatten Beleuchtungen mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Sie sind aber für die laufenden täglichen Messungen des praktischen Beleuchtungstechnikers zu groß, schwer und unhandlich. In neuerer Zeit sind mehrere einfache, handliche, billigere Apparate gebaut, z. B. das amerikanische foot-candle-meter (Genauigkeit 10—15%), der Beleuchtungsmesser von Bechstein (1923), der von Tuck (1924); auch die Osramgesellschaft stellt einen solchen her.

Bei dem Bechsteinschen Apparat besteht der Meßschirm aus einer diffus reflektierenden Substanz. Eine kleine Vergleichslampe (mäßig beanspruchte Metallfadenlampe) beleuchtet eine Milchglasplatte indirekt mit Licht, welches vor oder nach der diffusen Reflexion durch meßbar verstellbare Öffnungen gegangen ist. Der Beobachter stellt durch Änderung dieser Öffnungen auf gleiche Helligkeit von Meßschirm und Milchglasplatte ein. Die (relative) Größe der Öffnungen kann an einer prozentisch von 1—100 geteilten Teilung auf einer Trommel abgelesen werden.

Als diffus reflektierendes Material dient für Messungen von 0,1—10 Lux Bariumsulfat (Ostwaldsches Weiß), für den Bereich von 10—100 bzw. 50—500 Lux je ein Ostwaldsches Grau, dessen Reflexionsvermögen $\frac{1}{10}$ bzw. $\frac{1}{100}$ des Bariumsulfats ist. Für Messungen unter 1 Lux wird eine schwach blaue Glasplatte zur Verminderung des Farbenunterschiedes vor die Milchglasplatte geschlagen, und zwar wird für den Bereich 0,1—1 bzw. 0,01—0,1 Lux die Stromstärke der Vergleichslampe soweit verkleinert, dass — bei gleich grossen Öffnungen — die Vergleichslampe der Milchglasplatte nur $\frac{1}{10}$ bzw. $\frac{1}{100}$ des ursprünglichen Lichtstromes zustrahlt.

Wird auf den Teilstrich s der Trommel eingestellt, so ist die Beleuchtung auf dem Meßschirm

$$E = Cs,$$

wo für jeden der 5 Meßbereiche C gleich dem Zahlenwert seiner unteren Grenze ist. Bechstein schätzt die Genauigkeit auf 5—10%.

Dieser als *Luxmeter* bezeichnete Bechsteinsche Apparat läßt sich in Verbindung mit einer Norden-

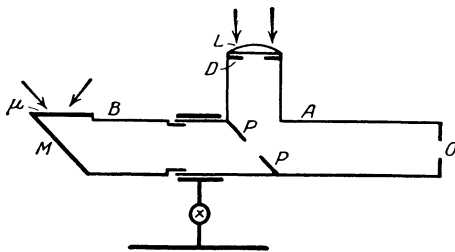


Fig. 8. Relativphotometer von Weber.

schen Schattenwerfereinrichtung auch zu Schattenmessungen verwenden. Man mißt dann nacheinander die unbeschattete Beleuchtung (E) und die beschattete (E'), und findet daraus (s. „Leitsätze“, A 2) die *Schattigkeit* = $(E - E')/E$.

8. Relativphotometer von L. Weber (Fig. 8). Es ist zu relativen Messungen bestimmt und bedarf keiner Vergleichslampe. Auf der im Rohr A befindlichen Gipsplatte PP wird mittels der Linse L, vor der die

meßbar veränderliche Irisblende D angebracht ist, die zu messende Fläche oder eine Vergleichsfläche abgebildet. Die am Rohrstück B befindliche Milchglasplatte μ nimmt die zu messende Beleuchtung auf. Der Beobachter bei O blickt durch die scharfrandige Durchbohrung von PP hindurch mittels Spiegels M auf μ und stellt durch Änderung der Blendenöffnung auf gleiche Helligkeit von μ und PP ein.

Bei Messungen in Innenräumen (z. B. Schulen, Museen) wird μ in die zu untersuchende Fläche gebracht und das Linsenrohr auf den von dieser Fläche aus sichtbaren freien Himmel eingestellt. Alsdann ist die Beleuchtung auf μ

$$(8) \quad E = Cfe,$$

wo C eine Instrumentalkonstante, e die Flächenhelle des sichtbaren Himmelsstückes und f die eingestellte Öffnung von D ist. Man findet so das Verhältnis $E/e = Cf$, das Weber als Tageslichtfaktor bezeichnet (s. „Beleuchtungsanlagen“, B III).

Man kann mittels des Photometers auch das Verhältnis von Beleuchtungen und von Flächenhellen (z. B. im Freien) bestimmen.

Liebenthal.

Näheres zu 1—4 s. Liebenthal, Prakt. Photometrie. Braunschweig. Vieweg & Sohn, 1907. Eine Zusammenstellung fast aller hier beschriebenen Apparate nebst Literaturangaben s. Firma Franz Schmidt & Haensch, Berlin, Katalog III, Abt. B, Januar 1927.

Universum, das System der Fixsterne. Die markanteste Erscheinung des Fixsternsystems ist die Milchstraße, die im wesentlichen auf einer perspektivischen Verdichtung von Sternwolken beruht. Die Struktur des Fixsternsystems wurde von verschiedenen Forschern eingehend studiert. Herschel erkannte die Bedeutung der Milchstraße und schloß aus Abzählungen von Sternen, daß wir uns ungefähr in der Mitte eines linsenförmigen Systems befinden. Seeliger legte durch sorgfältige mathematische Untersuchungen gewisse plausible Werte für die Dimensionen und Form des Systems fest. Nach seinen neuesten Untersuchungen ist das Fixsternsystem ein linsenförmiger Haufen mit dem Achsenverhältnis $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{5}$ und einem Äquatordurchmesser von höchstens 20000 Lichtjahren. Über die Abweichung des Milchstraßensystems von der Rotationsfigur hat Seeliger keine Vermutungen aufgestellt. Easton nimmt auf Grund der Helligkeitsverteilung an, daß die Milchstraße ein Spirale neb sei und daß wir uns ziemlich stark exzentrisch darin befinden. Diese Vorstellung ist möglich, aber noch gänzlich unbewiesen. Das Zentrum der Milchstraße liegt nach Easton in Richtung auf den Schwan.

Neuerdings hat Shapley die Stellung und Entfernung der kugelförmigen Sternhaufen untersucht und findet Distanzen bis zu 180000 Lichtjahren und enge Beziehungen zur Milchstraße. Die Entfernungsmessung beruht auf der Helligkeit der hellsten Sterne und gewisser periodisch variabler, sog. δ Cephei-Sterne in den Haufen, die als absolut gleich hell mit den verwandten Sternen in unserer Umgebung angenommen werden. Es ergibt sich das Fehlen jeglicher selektiven Absorption im Welt- raum. Unter Annahme, daß auch die allgemeine Absorption etwa durch groben kosmischen Staub zu vernachlässigen sei, findet er, daß die kugelförmigen Sternhaufen einen ellipsoidischen Raum erfüllen, dessen Längsachse etwa 200000 Lichtjahre beträgt und in der Milchstraßenebene liegt. In einer ebenen Platte von etwa 20000 Lichtjahren Dicke kommen die kugelförmigen Sternhaufen nicht vor. Diese Platte oder besser dieser flach linsenförmige Raum ist dicht mit Sternen erfüllt und bildet unsere Milchstraße im engeren Sinne. Die Sterne innerhalb dieses Raumes zeigen ziemlich regellos durcheinandereilende Bewegungen; doch zeigen physisch einander ähnliche Gebilde, wie Mira-

Sterne, Cepheiden, B-Sterne gruppenweise Gemeinsamkeiten auch in der Bewegung, doch sind die Gesetzmäßigkeiten und vor allem deren Ursachen noch gänzlich unentwirrt. Auch der Große Bär, die Hyaden, Plejaden u. a. bilden solche lockere Gruppen, die sich durch gemeinsame Eigenbewegung auszeichnen und zwischen denen sich andere nicht zu ihnen gehörige Sterne befinden. Wenn ein kugelförmiger Sternhaufen in diese Milchstraße hineingerät, wird er nach Shapley durch die Massenanziehung aufgelöst und bildet einen offenen Sternhaufen. Diese kommen nur in der Milchstraße vor. Die Sonne befindet sich am Rande der Milchstraße als Fremdling mitten in einer großen Gruppe von Sternen. Kapteyn und Eddington hatten gefunden, daß die Eigenbewegungen der Sterne zwei Richtungen bevorzugen, d. h. in zwei Schwärme zerfallen. Schwarzschild stellte eine unitarische Theorie auf und nahm eine ellipsoidische Verteilung der Häufigkeit der Eigenbewegungen an. Shapley dagegen identifiziert den einen Strom mit der örtlichen Gruppe in unserer Nähe, den anderen mit dem allgemeinen Sternfeld. Der örtliche Haufen, dessen Entdeckung auf Gould zurückgeht, ist auch abgeplattet und seine Abplattungsebene ist etwa 12° gegen die Milchstraße geneigt, an deren einem Rande er liegt. Zu ihm gehören die meisten dem bloßen Auge hell erscheinenden Sterne, aber noch viele schwache. Der eigentlichen Milchstraßenebene gehören die meisten Veränderlichen, die Wolf-Rayet-Sterne, Gasnebel und viele Sterne an, die sich physisch nicht von denen des örtlichen Sternhaufen verschieden sind, wie die Sonne. Ebenso gehören alle Sterngruppen mit gemeinsamer Eigenbewegung dem Sternfeld an. Das Zentrum der Milchstraße liegt in der Richtung von Skorpion, d. i. die entgegengesetzte der von Easton angenommenen Richtung. Die Spiralnebel und Kugelnebel befinden sich gänzlich außerhalb unseres Systems. Die geringsten hier vorkommenden Entfernungen betragen fast eine Million Lichtjahre. Sie sind aber Gebilde von erheblich kleinerer Dimension als unsere Milchstraße.

Eine noch unfertige, aber sehr aussichtsreiche Hypothese von Lindblad und Oort faßt unsere Milchstraße als ein in starker Rotation befindliches abgeplattetes Ellipsoid auf. Wir befinden uns danach in etwa 6000 Parsek vom Zentrum, das sich durch sehr starke Massenkonzentration auszeichnet, auf etwa halbem Wege zum äußeren Rand. Die Rotationsgeschwindigkeit beträgt bei uns etwa 300 km/sec. Die Umlaufzeit 150 bis 200 Millionen Jahre. Eine Reihe von Eigentümlichkeiten in der Bewegung der Sterne unserer Umgebung stimmen sehr gut zu dieser Auffassung.

Bottlinger.

Unruhe s. Uhren.

Unselbständige Gasentladung. Da der elektrische Strom in der Bewegung elektrischer Ladungen besteht und diese in normalen Gasen nicht vorhanden sind, müssen sie durch irgendwelche Mittel im Gase erzeugt oder in das Gas befördert werden, ehe in ihm ein Strom zu fließen vermag.

Bei der unselbständigen Gasentladung werden sie durch eine äußere Energiequelle, einen Ionisator, wie Röntgenstrahlen, Strahlung radioaktiver Substanzen, Lichtstrahlen, teils im Gase, teils an den das Gas umgebenden Gefäßwänden erzeugt. Auch das Aussenden von Ladungen durch hocherhitzte Körper führt zunächst zu einer unselbständigen

Gasentladung. Ist in dem ionisierten Gas kein die Ionen trennendes elektrisches Feld vorhanden, so verschwinden die Ionen dadurch wieder, daß sie sich gegenseitig wieder zu einem neutralen Gasmolekül vereinigen, sobald sie zusammenstoßen. Die sich in der Zeiteinheit wiedervereinigende Ionenmenge ist dem Quadrat ihrer Konzentration proportional. Wirkt also der Ionisator dauernd, so wird ein Gleichgewichtszustand der Ionenkonzentration erreicht, wenn diese so groß geworden ist, daß in der Zeiteinheit ebensoviel durch Neutralisierung verschwinden, wie durch den Ionisator gebildet werden. Die auf diese Weise erreichbaren Ionenkonzentrationen sind sehr gering. Ein Ionenpaar auf 10000 Moleküle ist bereits eine sehr hohe Ionenkonzentration.

Wird in dem ionisierten Gas ein schwaches elektrisches Feld erzeugt, so wandern einige Ionen in dem Feld zu den das Feld erzeugenden Elektroden. Es fließt ein unselbständiger Strom durch das Gas. Er heißt unselbständig, weil er von dem Wirken des Ionisators abhängig ist und verschwindet, sobald dieser zu wirken aufhört. Wird das elektrische Feld verstärkt, so wächst der unselbständige Strom zunächst dem Feld proportional an. Sobald jedoch durch die von ihm weggeführten Ionen die Ionenkonzentration merklich verringert wird, wächst er merklich langsamer als das Feld, und wenn das Feld so groß geworden ist, daß jede vom Ionisator gebildete Ladung zu einer der beiden Elektroden geführt wird, hat der Strom seinen größtmöglichen Wert erreicht. Er heißt jetzt Sättigungsstrom.

Die Ionisatoren werden hinsichtlich ihrer Wirkungsweise in Volumenionisatoren und Oberflächenionisatoren eingeteilt. Volumenionisatoren sind die α -Strahlen der radioaktiven Substanzen. Die β -Strahlen und Röntgenstrahlen rufen sowohl Volumen- als auch Oberflächenionisation hervor, während das Licht und hohe Temperatur vorwiegend Oberflächenionisatoren sind.

Die unselbständige Strömung der Luftionen spielt im Haushalt der Atmosphäre eine große Rolle.

In der Technik hat vor allem eine besondere Art der unselbständigen Strömung, die Elektronenentladung, eine große Wichtigkeit erlangt.

Güntherschulze.

Unselbständige Strömung s. Unselbständige Gasentladung.

Unstabile Gleichgewichtslage s. Stabilität einer Gleichgewichtslage.

Unstetigkeitsschicht s. Diskontinuitätsfläche.

Unterbesserung, Unterkorrektur s. Überbesserung, Überkorrektur.

Unterbrecher, elektrische. Elektrische Unterbrecher werden in der Hauptsache zum Betrieb von Induktoren, für akustische Versuche und zur Erzeugung elektrischer Schwingungen verwendet.

Der einfachste Unterbrecher ist der sogenannte Wagnersche oder Neef'sche Hammer, der durch Anziehung des Ankers an den stromdurchflossenen Elektromagneten den Stromkontakt automatisch unterbricht, so daß die Kontaktfeder, die den Anker trägt, wieder in die frühere Lage zurückschwingt und den Kontakt schließt.

In ähnlicher Weise wirken die Stimmgabelunterbrecher, Saitenunterbrecher, Pendelunterbrecher oder Summer (s. d.).

Zu den sogenannten mechanischen Unterbrechern gehören auch diejenigen, bei denen die Kontakte und Unterbrechungen durch Metall- oder Kohlebürsten betätigt werden, die auf der sog. Kontaktscheibe schleifen. Diese Scheibe kann z. B. aus Isoliermaterial bestehen und auf ihrem Rande in verschiedenster Anordnung Kontaktsegmente besitzen, die bei der Berührung mit den Bürsten beliebig geschaltete Stromkreise schließen, bzw. diese öffnen, wenn die Bürsten an den Isolationsstücken anliegen.

Der Kontakt braucht nicht durch metallische Berührung betätigt zu werden, sondern kann bei hohen Spannungen auch als Funkenstrecke ausgebildet sein.

Für Induktorbetrieb sind wegen ihrer Verwendung für größere Energien die Quecksilberunterbrecher in Gebrauch, die entweder als Quecksilberstrahlunterbrecher oder als Quecksilberzentrifugalunterbrecher ausgebildet sind.

Eine besondere Klasse von Unterbrechern bilden die Elektrolytunterbrecher, von denen der Wehneltunterbrecher und der Simonunterbrecher am wichtigsten sind. *R. Jaeger.*

Unterbrechungstöne s. Variationstöne.

Unterbrochene Abbildung s. Optische Instrumente.

Unterdruck, gegenüber einem „Normaldruck“ z. B. gegenüber dem Atmosphärendruck, in der Hydraulik häufig unscharf im Sinne von Kavitation gebraucht s. d. *Eisner.*

Unterkühlte Flüssigkeit. Der Unterschied zwischen fester und flüssiger Phase eines Stoffes ist u. a. dadurch gekennzeichnet, daß die Flüssigkeiten im allgemeinen isotrop, die festen Körper anisotrop sind. Zwei Erscheinungen fallen aus dem Rahmen dieser Definition: die flüssigen Kristalle (s. d.) und die unterkühlten Flüssigkeiten.

Jede Flüssigkeit besitzt die Fähigkeit, bei Abkühlung unter ihren Erstarrungspunkt unter gewissen Bedingungen (langsame Abkühlung eines kleinen Volumens sehr reiner Flüssigkeit, womöglich im Vakuum) ihre Isotropie zu bewahren. Dieser Zustand ist bei den meisten Stoffen labil, eine kleine Störung (Erschütterung, rasche Temperaturschwankung, Impfen mit einem Kristallisationskeim) kann zu einem spontanen Erstarren der gesamten Flüssigkeit führen. Ist jedoch die Zähigkeit der Flüssigkeit während der Unterkühlung bereits sehr groß geworden, so kann der unterkühlte Zustand auch in hohem Maße stabil werden; das bekannteste Beispiel solcher stabil unterkühlten Flüssigkeiten sind die Gläser.

Unter den Elementen ist nur die amorphe Form des Schwefels als einigermaßen stabil bekannt. Außerdem wurde Unterkühlung bei Selen und Sauerstoff beobachtet. Durch Unterkühlung von Regen und plötzliches Erstarren der Tropfen beim Auftreffen auf die Erde erklärt man gewisse Erscheinungsformen des Glatteises. Reines Wasser läßt sich unter bestimmten Vorsichtsmaßregeln bis -13° unterkühlen.

Zur Erklärung der Unterkühlung können Beobachtungen von Tamman herangezogen werden. Danach ist die Zahl der in einer Flüssigkeit bei Abkühlung entstehenden Kristallisationskeime in der Weise von der Temperatur abhängig, daß sie bei mäßiger Unterkühlung zunächst sehr klein ist, in einem eng begrenzten Temperaturbereich rasch zu hohen Werten anwächst, bei weiterer Unterkühlung aber wieder schroff abfällt. Gelingt es,

das Gebiet starken Kristallisationsvermögens zu durchschreiten, ohne daß Kristallbildung eintritt, so kann ein mehr oder weniger stabiler glasiger Zustand erreicht werden. Miers und Isaac beobachteten bei der Unterkühlung von Salzlösungen zunächst ein metastabiles Temperaturgebiet, in dem die Lösung zur Einleitung der Kristallisation noch eines Impfkernes bedurfte und bei stärkerer Abkühlung ein labiles Gebiet, in dem sich Kristalle bildeten, ohne daß ein äußerer Anstoß erkennbar war. Beide Gebiete werden durch die der Sättigungskurve parallele „Übersättigungskurve“ getrennt. Der B e chungsindex der untersuchten Lösungen besitzt bei der Übersättigungskurve ein Maximum. *S. Erk.*

Näheres s. H. A. Miers u. F. Isaac, Journ. Chem. Soc. 89, 1, 413; 1906. J. K. Taimni, Journ. phys. Chem. 32, 604; 1928.

Unterschiedsempfindlichkeit des Auges s. Weber-sches Gesetz.

Unterschiedsempfindlichkeit des Ohres s. Schwellenwerte.

Unterster Quantenzustand s. Normalzustand.

Untertöne eines Grundtones nennt man diejenigen Töne, deren Schwingungszahlen durch Division der Schwingungszahl des Grundtones mit ganzen Zahlen entstehen. Wirklich beobachtet sind sie in den sog. Klirr-tönen (s. d.). Von Musiktheoretikern und Psychologen ist mehrfach auch die Entstehung „subjektiver“ Untertöne, z. B. in dem Resonatoren-apparat des Ohres (s. Resonanztheorie des Hörens) gefordert bzw. behauptet worden; jedoch haben sich derartige Behauptungen bisher nicht beweisen lassen. S. Klang. *E. Waetzmann.*

Näheres s. C. Stumpf, Tonpsychologie. Leipzig 1883 und 1890.

Ununterbrochene Abbildung s. Optische Instrumente.

Uran. Chemisches Element, ausgezeichnet durch das höchste derzeit bekannte Atomgewicht von 238,2, durch seine sehr schwankende Wertigkeit, durch seine enorme Linienzahl (5655) im Funkenspektrum und vor allem durch seine Stellung als Ausgangspunkt der Uran-Radiumreihe einerseits und der Uran-Actiniumreihe andererseits. Vorwiegend im Hinblick auf seine Radioaktivität wird im folgenden dieses Element besprochen. Sein Hauptgewinnungsort in Europa ist St. Joachimsthal in Böhmen, wo es in nichtkristallisierter Form in 300—400 m Tiefe, vergesellschaftet mit Silber und Blei und eingebettet in Glimmerschiefer, gefunden wird. Metallisches Uran gibt geschmolzen eine silberglänzende nahezu stahlharte Masse mit dem spezifischen Gewicht 18,685 bei 24° C, die an Luft gelblich anläuft. Von den natürlich vorkommenden Formen ist am bekanntesten das Uranpecherz (auch Pechblende oder Uranin genannt, ein Uranoxyduloxyd U_3O_8), das neben verschiedenen Metallen und seltenen Erden bis zu 85% Uran und bis 10% Thorium enthält; ferner das Kaliumuranvanadat Carnotit aus Colorado, das bis 50% U enthält; oder als Phosphat: Autunit, Uranit usw. An Uran (und zwar Urankaliumdoppelsalzen) wurden im Jahre 1896 von Henry Becquerel die ersten grundlegenden Studien zur Radioaktivität gemacht und erkannt, daß die Strahlungsfähigkeit eine Atom-Eigenschaft sei. Uran wird zunächst als α - und β -strahlend (s. d.) gefunden; dies weist, da ein einheitliches Atom im allgemeinen nur entweder α - oder β -Strahlen abgibt, auf das Vorhandensein eines zweiten

Zerfallsproduktes; in der Tat läßt sich die β -Aktivität durch einfache chemische Prozesse entfernen und auf uranfremde Fällungsprodukte konzentrieren. Dieser hochaktive β -strahlende Bestandteil wird Uran X genannt und verliert seine β -Aktivität ungefähr nach einer e-Potenz, während das von UX befreite Uran, das in diesem Zustand nur α -strahlend ist, die β -Aktivität im selben Tempo regeneriert, also offenbar UX nacherzeugt. Wieder waren es diese beiden Stoffe, die mit ihrem typischen Zerfalls- und Wiederanstiegs-Prozeß den Anstoß gegeben haben zu der das ganze radioaktive Erscheinungsgebiet beherrschenden Zerfallstheorie E. Rutherfords. U und UX zeigen also nicht nur in radioaktiver, sondern auch in chemischer Hinsicht verschiedenes Verhalten. Das genauere experimentelle Studium zeigte aber weiter, daß einerseits U zwei α -Strahlungen verschiedener Reichweite und andererseits UX zwei β -Strahlungen von ganz verschiedener Qualität aussendet. Diese und andere Umstände führten zur Erkenntnis, daß sowohl U als UX selbst wieder je aus zwei Stoffen bestehen, die die Bezeichnungen U_I , U_{II} , UX_1 , UX_2 erhielten, von denen die ersten beiden einander in chemischer Beziehung völlig gleichen, also Isotope (s. d.) sind, während UX_1 und UX_2 verschiedene chemische Eigenschaften sowohl untereinander als gegenüber U_I bzw. U_{II} zeigen. Ferner wurde ein durch sein radioaktives Gehaben deutlich unterschiedenes, dem UX_2 chemisch gleiches Uranprodukt aufgefunden, das den Namen UZ erhielt, und endlich wurde ein dem UX_1 chemisch gleiches, aber schneller als dieses zerfallendes Produkt UY festgestellt. Der genetische Zusammenhang dieser letzteren Substanzen kann derzeit noch nicht als ganz geklärt angesehen werden, so daß der im folgenden angegebene noch mit einiger Unsicherheit behaftet ist.

U_I und U_{II} . Da beide Stoffe isotop sind und genetisch zusammenhängen sollen, so müssen sich zwischen beide mindestens zwei Zwischenprodukte schieben. U_I ist α -strahlend, sein Folgeprodukt also nach der Verschiebungsregel (s. d.) um zwei Stellen des periodischen Systemes (vgl. den Artikel „Isotopie“) nach links verschoben, kommt also in die Thoriumgruppe. Die schnellste Möglichkeit, U_{II} wieder auf den alten Platz zurückgelangen zu lassen, besteht in der Einschiebung zweier β -strahlender Zwischenprodukte, die den α -Schritt nach links durch zwei halb so große β -Schritte nach rechts kompensieren. In der Tat sind, wie das Experiment gezeigt hat, UX_1 und UX_2 die nächsten Folgeprodukte, nach denen erst U_{II} entsteht, so daß die genetische Reihenfolge gegeben ist durch $U_I \xrightarrow{\alpha} UX_1 \xrightarrow{\beta} UX_2 \xrightarrow{\beta} U_{II} \xrightarrow{\alpha}$. — U_I und U_{II} sind also chemisch untrennbar und unterscheiden sich nur durch die Reichweite ihrer α -Strahlung, die für ersteres 2,53 cm, für letzteres 2,91 cm in Luft von 760 mm Druck und -0° C beträgt. Nach der Szintillationsmethode wurde die von $U = U_I + U_{II}$ ausgehende Zahl der α -Partikel zu $2 Z = 2,37 \cdot 10^4$ pro Gramm Substanz und Sekunde bestimmt, die sich, da im Gleichgewichtsfalle die Zahl der zerfallenden Atome bei beiden Substanzen gleich groß sein muß, zu gleichen Teilen auf U_I und U_{II} verteilt. Als Sättigungsstrom wurde 1,37 st. E. gemessen, woraus bei Kenntnis der Reichweiten und daher des Ionisierungseffektes in guter Übereinstimmung mit obigem (wahrscheinlich durch Anwesenheit von

Ionium etwas zu großem) Wert die Zahl $2 Z = 2,36 \cdot 10^4 \frac{\alpha\text{-Teilchen}}{\text{g u. Sek}}$ berechnet. Wegen dieser geringen Zahl von α -Teilchen — etwa 1 α -Partikel pro 0,1 mg und Sek. einseitig — erhält man photographische Wirkungen nur bei langer Expositionsdauer und bei geringer Entfernung des Präparates von der Platte, zumal die Ausnützung der α -Teilchen nur bei sehr schräger Inzidenz eine gute ist. Aus den bekannten Reichweiten kann nach der Geigerschen Formel (vgl. „Zerfallskonstante“) die Lebensdauer angenähert berechnet werden. Als Halbwertszeit ergibt sich auf diesem Wege für U_I $T = \text{ca. } 4,5 \cdot 10^9$ und für U_{II} $T = \text{ca. } 10^6$ Jahre. Daraus ergibt sich zunächst, daß in der Gewichtssumme $U_I + U_{II}$, letzteres nur einen minimalen Bruchteil ausmacht. Im Gleichgewichtsfalle (s. d.) muß $\lambda_I N_I = \lambda_{II} N_{II}$ sein, worin λ die Zerfallskonstante, N die Zahl der vorhandenen Atome bedeutet; es sei weiter A das Atomgewicht, M die in Gramm ausgedrückten Gleichgewichtsmengen und m_H die Masse eines Wasserstoff-Atomes, dann gilt: $N_I A_I m_H = M_I$ und $N_{II} A_{II} m_H = M_{II}$; es wird dann weiter

$$\frac{M_{II}}{M_I} = \frac{N_{II} A_{II}}{N_I A_I} = \frac{\lambda_I A_{II}}{\lambda_{II} A_I} = \frac{T_{II} A_{II}}{T_I A_I} = 2,2 \cdot 10^{-4},$$

da die Atomgewichte sich nur um das eine dem U_{II} Atom fehlende α -Teilchen, also um 4 Einheiten unterscheiden. Die Gleichgewichtsmenge von U_{II} beträgt somit nur 0,22% der von U_I , kann sich also weder bei Atomgewichtsbestimmungen noch in der Dichte bemerkbar machen. Die Kenntnis dieses Umstandes vorausgesetzt ist eine genaue Bestimmung der Zerfallskonstante für U_I aus der Beziehung $Z = \lambda N$ (Z Zahl der zerfallenden, N Zahl der vorhandenen Atome; letztere aus Loschmidtscher Zahl und aus dem bekannten Atomgewicht für die Gewichtseinheit berechenbar, erstere meßbar) oder aus der eben erwähnten Gleichgewichtsbedingung für die in alten Uranerzen vorhandenen Mengen an Uran und Radium. Beide Methoden geben gut übereinstimmende Werte. Für U_{II} ist derzeit nur aus der α -Reichweite Aufschluß über die Lebensdauer zu erhalten. Es ergibt sich:

U_I Zerfallskonstante . . .	$\lambda = 4,8 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$
U_{II} „ „ . . .	$\lambda = 2 \cdot 10^{-14} \text{ sec}^{-1}$
U_I mittl. Lebensdauer . . .	$\tau = 6,5 \cdot 10^9 \text{ a}$
U_{II} „ „ . . .	$\tau = 1,5 \cdot 10^6 \text{ a}$
U_I Halbwertszeit	$T = 4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$
U_{II} „ „	$T = 1 \cdot 10^6 \text{ a}$

Uran X_1 entsteht nach dem früher angeführten Zerfallschema aus U_I durch α -Zerfall, hat daher ein um vier Einheiten kleineres Atomgewicht (234) und eine um zwei Einheiten erniedrigte Valenz, da zugleich mit dem α -Teilchen auch zwei positive Elementarquanten dem Atomkern von U_I verloren gingen. UX_1 ist somit isotop mit Thorium. Es emittiert weiche β -Strahlen (Absorptionskoeffizient μ in Al: 460 cm^{-1}) und weiche γ -Strahlen (mit $\mu_{Al} = 24$ und $0,70 \text{ cm}^{-1}$). Seine Halbwertszeit ist $T = 23,8 \text{ d}$; $\lambda = 3,37 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 34,4 \text{ d}$. — Zur Trennung des UX von U sind eine ganze Reihe von Methoden ausgearbeitet, die sich an Hand der im Kapitel „Radioaktivität“ gegebenen allgemeinen chemischen Regeln leicht verstehen lassen. Als wichtigste seien angeführt: 1. Dem Uransalz wird Ammoniumcarbonatlösung (am

besten $\frac{1}{2}$ norm.) im Überschuß zugesetzt; während U selbst sich im Überschuß löst, fallen die im Uransalz fast immer in geringer Menge vorhandenen Verunreinigungen, wie Fe, Al usw. aus, die das UX mitreißen. Die Trennung des UX von Fe erfolgt durch Lösung des Niederschlages in konzentrierter Salzsäure und nachfolgendes Ausziehen der Lösung mit Äther, der mit Salzsäure gesättigt ist. Das UX bleibt in der wässrigen Flüssigkeit. 2. Vielfach wird die Verschiedenheit der Löslichkeit für U und UX verwertet. Bei Auflösung in Wasser erweist sich das UX löslicher als U und bleibt beim fraktionierten Kristallisieren in der Mutterlauge. Bei Schütteln von Uranyl-nitratkristallen mit Äther oder besser mit Azeton oder Methylazetat bilden sich zwei Schichten; das Kristallwasser, das die gesamte UX-Menge enthält, geht zu Boden und kann von der darüber befindlichen Ätherlösung, die das Uran enthält, im Scheidetrichter getrennt werden. Das so gewonnene UX ist aber nicht uranfrei. Durch Nachbehandlung mit der Ammoniumcarbonatmethode — die direkt angewendet zu große Flüssigkeitsquanten erfordern würde — wird die Trennung vervollkommen. 3. Wird eine Uransalzlösung mit Tierkohle oder besser mit Ruß, den man sich aus verbrennendem Naphthalin herstellt, längere Zeit (1 Stunde) gekocht, so wird das UX von der Kohle adsorbiert und kann durch Verbrennen des Filtrates ziemlich rein erhalten werden; vorausgesetzt, daß kein Thorium in der Lösung war, in welchem Fall das UX zugleich mit dem Th, und zwar im Verhältnis der Atomzahlen, also in praktisch verschwindender Menge adsorbiert wird. 4. UX fällt quantitativ zugleich mit Thorium aus, was aus thoriumhaltigen U-Lösungen mit Fluorwasserstoffsäure oder ähnlichem erreicht wird; gut verwendbare Methode zur Reinigung des Urans von UX.

Uran X₂. Hat man einmal auf einem der eben beschriebenen Wege U_I freies UX erhalten, so kann aus diesem UX₂ abgeschieden werden. Dieses durch β -Zerfall aus UX₁ entstanden, unterscheidet sich durch die um ein Elementarquantum vermehrte Kernladung seiner Atome; die Veränderung des Atomgewichtes um $\frac{1}{1842}$ der Atomgewichtseinheit spielt praktisch keine Rolle. Es ist elektrochemisch edler als UX₁, rückt gegen dieses um eine Stelle des periodischen Systemes nach rechts und belegt damit den bisher unbesetzten Platz mit der Ordnungszahl 91. Daher erhielt UX₂ auch einen eigenen Namen, und zwar Brevium (Bv), der sich an Stelle des seltener gebrauchten Ekantantal eingebürgert hat. Wie der letztere Name andeutet, ist das ihm am nächsten verwandte Element sein niedrigeres Homolog Tantal. Nach der Entdeckung des mit UX₂ isotopen Protoactiniums (Pa), das wesentlich stabiler ist als UX₂, wird meist Pa als Vertreter dieses Platzes im periodischen System angesehen. UX₂ sendet eine harte β -Strahlung aus ($\mu_{\Delta 1} = 18 \text{ cm}^{-1}$), sowie eine harte γ -Strahlung ($\mu_{\Delta 1} = 0,14 \text{ cm}^{-1}$). Seine Zerfallskonstanten sind $\lambda = 9,9 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $\tau = 1,69 \text{ m}$, $T = 1,17 \text{ m}$. — Aus UX-Lösungen läßt es sich wegen seiner geänderten chemischen Eigenschaften prinzipiell unschwer vom UX₁ trennen; doch muß der Abtrennungsprozeß sehr rasch vor sich gehen, wenn von dem sehr kurzlebigen Element noch für die Strahlungsmessung genügende Mengen erhalten

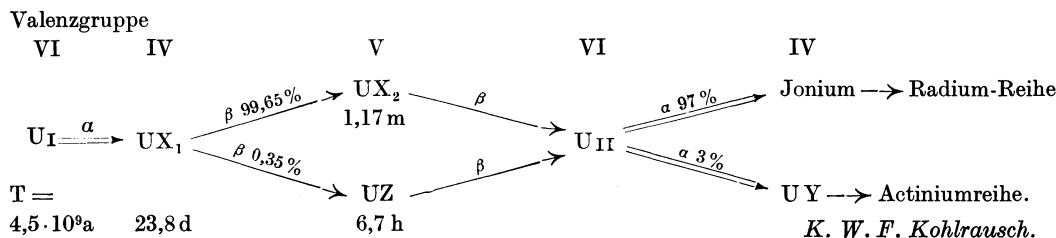
bleiben sollen. — Da UX₂ elektrochemisch edler ist als UX₁, scheidet es sich leichter auf Metallen aus als dieses, so daß eine UX-Lösung z. B. in eine saubere Pb-Schale gebracht mehr (85%) UX₂ an die Bleiwände abgibt, als UX₁ (15%). Am besten wird UX₂ durch irgend eine Reaktion, die ohne das mit UX isotope Th zu fallen aus einer tantalhaltigen UX-Lösung Tantal abscheidet, zugleich mit diesem gewonnen. Z. B. wird das in Säure gelöste UX-Präparat durch ein mit fein verteiltem Tantal belegtes Filter gefiltert und dieses nach raschem Trocknen in das β -Elektroskop gebracht; Zeitverlust etwa 2 Minuten. Oder es wird einer eisenhaltigen UX-Lösung zuerst Kaliumtantalfluorid und dann eine gesättigte Lösung von Kaliumsulfat zugesetzt. Die sich bildenden Flocken werden abgefiltert und enthalten das UX₂. Neben dem UX₂ scheint aber aus dem UX₁ noch ein zweites Zerfallsprodukt UZ zu entstehen, und zwar, da es mit UX₂ isotope ist, ebenfalls durch β -Zerfall. Es unterscheidet sich von seinem Schwesterprodukt UX₂ durch größere Lebensfähigkeit ($\lambda = 2,87 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$; $\tau = 9,7 \text{ h}$, $T = 6,7 \text{ h}$) und durch geänderte Strahlungseigenschaften, indem die β -Strahlung des UZ den viel größeren Absorptionskoeffizienten, μ in Al etwa 58—170, aufweist. Nur ein kleiner Bruchteil der UX₁-Atome, etwa 0,35%, scheint sich in UZ, der Hauptteil, also 99,65%, in UX₂ umzuwandeln.

Aus den unter Abstoßung eines β -Teilchens zerfallenden UX₂-Atomen bzw. UZ-Atomen entsteht das bereits besprochene U_{II}-Atom, das, um eine Valenzgruppe nach rechts rückend, wieder in die Urangruppe gelangt und dasselbe Atomgewicht hat wie UX₂ bzw. UX₁, d. i. um vier Einheiten weniger als U_I.

Uran Y. Außer diesen fünf, in ihrem genetischen Zusammenhang und in ihrer chemischen Stellung definierten Uranprodukte U_I, UX₁, UX₂, U_{II} und UZ existiert noch ein sechstes, bezeichnet mit UY. Es ist isotope mit Thorium und Ionium, daher chemisch weder von diesem noch von UX₁ zu trennen und zerfällt in etwa 25 Stunden unter Aussendung einer weichen β -Strahlung ($\mu_{\Delta 1} = 300 \text{ cm}^{-1}$) auf die Hälfte. Da es somit kürzerlebig ist als UX₁, dessen Halbwertszeit 23,8 Tage beträgt, so wird es in einem von UX durch mehrfache Ammoniumcarbonatfällung völlig befreiten Uran-Präparat schneller regeneriert als UX₁ und relativ zu diesem anfangs überwiegen. Die in diesem Stadium neuerlich durchgeführten Eisenfällungen mit Ammoniumcarbonat geben zugleich mit dem Eisen ein UX + UY-Gemisch, an dem die Strahlungseigenschaften und die Abklingung des UY studiert werden können; indem man von zwei sonst gleich hergestellten derartigen Versuchsproben das eine Mal nur die harten, das andere Mal die harten und weichen Strahlen zur Geltung kommen läßt, erhält man zwei Beobachtungssätze, deren Differenz Aufschluß über den Urheber der weichen Strahlung, also über UY bringt. — Ob UY ein Abkömmling von U_I oder von U_{II}, ist noch nicht sicher, obwohl aus verschiedenen Gründen auf die letztere Alternative geschlossen wird. Ist dies richtig, so wäre hier das bisher einzige Beispiel für einen „dualen Zerfall“ (s. d.) gegeben, wobei beide Deszendents durch α -Zerfall entstehen. Denn als Nachkomme des U_{II} ist bereits das durch α -Zerfall entstehende Ionium

(s. d.) bekannt, das nun in UY ein an derselben Stelle des periodischen Systems liegendes Bruderelement gleichen Atomgewichtes („Isotopie höherer Ordnung“!) erhielt, das also in allen chemischen und physikalischen Eigenschaften und sogar in den Details der Atomkonstruktion ihm völlig gleich wäre und doch eine andere Instabilität und Zerfalls-

konstante aufweisen soll. — Wie immer der Anschluß des UY an Uranreihe liegen mag, jedenfalls sieht man heute UY als einen Vorläufer des Protoactiniums und damit als die Abzweigungsstelle für die Actiniumreihe an. Das Zerfallschema der Uran-Reihe bis hierher wird also folgendermaßen aussehen:



Uranblei s. Radium (Ra G).

Uranstandard. Hilfsgerät bei Röntgendosismessern, die auf der Messung der Luftionisation beruhen, um die Empfindlichkeit des Dosismessers auf ihre Konstanz zu kontrollieren. Der Uranstandard ist ein Luftkondensator, dessen Belegungen mit Uranoxyd überzogen sind. Wird ein solcher an Stelle der Ionisationskammer an den Dosismesser angeschlossen, so bietet die konstante

Ionisation, die durch die radioaktive Strahlung des Uranoxyds im Inneren des Kondensators hervorgerufen wird, ein gutes Mittel, das zur Messung des Ionisationsstromes dienende Instrument auf seine Unveränderlichkeit zu prüfen. *Behnken.*

Uranus s. Planeten.

Urethroskop s. Höhlengucker.

Urnormale s. Ausschluß für Einheiten und Formelgrößen und Längeneinheiten.

V

Vakuumbolometer (s. auch Bolometer). Zur Erhöhung der Empfindlichkeit von Bolometern, d. h. des Verhältnisses „Widerstandsänderung zu zugeführter Energie“, wird das Bolometer in ein hoch-evakuiertes Gefäß gebracht, das bei Strahlungsbolometern mit einem Fenster zum Einfallen der Strahlung versehen ist. Die Empfindlichkeitserhöhung ist in der Ausschaltung der Verluste durch Konvektion und Wärmeleitung im umgebenden Gas bedingt, sie beträgt je nach der geometrischen Form des Bolometers das 2- bis 10fache. *Gerlach.*

Vakuumpfaktor. Bedient man sich zur Messung eines hohen Vakuums des Ionisationsmanometers (s. d.), so ist (Schaltung 1) der Quotient aus Gitterstrom I_g und Anodenstrom I_a , also $I_g/I_a = V$ ein Maß für die Güte des Vakuums. V ist der Vakuumpfaktor. Ähnlich sind die Verhältnisse bei Schaltung 2. *H. Ebert.*

Vakuumlühlampen s. Glühlampen.

Vakuummantelgefäße. Diese zuerst von Weinhold und dann besonders von Dewar hergestellten Gefäße sind doppelwandig und der Raum zwischen den beiden Wänden ist evakuiert. Der Inhalt derartiger Gefäße ist thermisch sehr gut gegen die Umgebung isoliert, da durch den evakuierten Zwischenraum die Luftkonvektion und die Wärmeleitung der Luft, die für gewöhnlich einen raschen Temperaturengleich zwischen dem Gefäßinhalt und seiner Umgebung bewirken, ausgeschaltet sind. Die aus Glas hergestellten Vakuummantelgefäße sind oft mit Silber oder Kupfer verspiegelt, um auch den Temperaturengleich infolge von Strahlung auf ein möglichst geringes Maß zu beschränken. Für verflüssigte Gase, die bei tiefer Temperatur siedend (flüssige Luft usw.), verwendet man häufig Vakuummantelgefäße aus Metall. Zur Sicherung

des hohen Vakuums im Zwischenraum befindet sich in ihm eine geringe Menge von aktivierter Kohle, die nach Abkühlung alle Gasreste in sich aufsaugt.

Man hat Vakuummantelgefäße der verschiedensten Form hergestellt: Becher, Flaschen, Heber usw., am bekanntesten sind die sog. Thermosflaschen. Den Vorratsflaschen für verflüssigte Gase gibt man am besten Kugelgestalt mit möglichst engem Hals. Bei Metallflaschen stellt man den Hals aus einem die Wärme möglichst schlecht leitenden Material her, meist Neusilber, da durch den Hals eine unmittelbare Verbindung zwischen dem Inhalt des Gefäßes und der Umgebung besteht.

Die Arbeiten auf dem Gebiet der tiefen Temperaturen sind durch die Vakuummantelgefäße außerordentlich erleichtert, vielfach überhaupt erst ermöglicht worden; dies gilt insbesondere für die Verflüssigung des Heliums. *Henning.*

Vakuummeter sind Manometer (s. d.), welche speziell für die Messung von Gasdrücken unterhalb einer Atmosphäre bestimmt sind. Soweit es sich nicht um sehr kleine Drucke handelt, benutzt man Flüssigkeits- (Quecksilber)manometer oder an diese durch Vergleichung angeschlossene Aneroidmanometer (s. den Artikel Druckmessung). Mit Hilfe von Quecksilberhöhen lassen sich kleine Gasdrücke mit einer Genauigkeit von 0,001 mm messen. Für noch niedrigere Drucke bis in die Größenordnung von 10^{-5} mm benutzt man das Mac Leodsche Manometer (s. d.).

Die Technik der Röntgenröhren, Verstärkeröhren usw. und die damit zusammenhängende Entwicklung der Luftpumpen hat auch die Ausdehnung des Meßbereiches der Vakuummeter zu noch

kleineren Drucken wünschenswert gemacht. Für den Bau solcher Vakuummeter hat man Erscheinungen herangezogen, die bei Untersuchungen über das Verhalten der Gase und den Durchgang der Elektrizität durch diese bei niedrigen Drucken gefunden wurden. Die Prinzipien zerfallen so in zwei Grenzen: die einen sind gaskinetischer, die anderen elektrischer Art, die letzteren sind als Ionisationsmanometer bekannt und unter diesem Wort behandelt worden. Für die ersten dagegen hat man drei Erscheinungen nutzbar gemacht.

1. Die Gasreibung. Ein elastischer Draht (Quarzfaden), der einseitig eingeklemmt ist, wird, wenn er in Schwingungen versetzt ist, um so schneller zur Ruhe kommen, je größer der Druck des ihn umgebenden Gases ist. Bedeutet t die Zeit, in der die Ausschlagsweite eines senkrecht hängenden Quarzfadens auf die Hälfte zurückgeht, M das Molekulargewicht, p den Druck des Gases, a und b Konstanten, deren erstere von der Elastizität, deren letztere von der Dicke des Fadens abhängt, so ist

$$t = \frac{b}{p\sqrt{M} + a}, \text{ woraus folgt } p = \frac{1}{\sqrt{M}} \left(\frac{b}{t} - a \right).$$

Zur Vermeidung ungewollter harmonischer Schwingungen und eines etwaigen Hinaustretens des Fadens aus der eigentlichen Schwingungsebene kann statt des Fadens ein bifilares Gehänge oder ein Blättchen aus Quarz genommen werden.

Das Instrument wird, ebenso wie die im folgenden beschriebenen Vorrichtungen, durch Vergleichung mit dem Mac Leodschen Manometer in dessen Meßbereich geeicht; niedrigere Drucke werden durch Extrapolation der Eichkurve gefunden.

Einen größeren experimentellen Aufwand erfordert folgende Einrichtung. Gegenüber einer horizontal an einem Faden aufgehängten Scheibe wird eine zweite parallel zu ihr in einem Abstand, der gegen die Weglänge der Gasmoleküle klein ist, durch einen Elektromotor in schnelle Rotation versetzt. Durch die Rotation wird die aufgehängte Scheibe mitgenommen und um einen meßbaren Winkel aus ihrer Ruhelage herausgedreht. Die Ablenkung ist ein Maß für den Druck des umgebenden Gases; sie ist außerdem der Drehzahl und der Wurzel aus dem Molekulargewicht des Gases proportional. — Beide Scheiben werden in ein Glasgehäuse eingeschmolzen; die Rotation wird durch magnetische Fernwirkung mittels eines außerhalb des Glasgehäuses laufenden Motors hervorgebracht.

2. Die Radiometerwirkung. Ein verdünntes Gas übt auf eine Platte, die sich zwischen Wänden anderer Temperatur befindet, einen einseitigen Druck aus. Ist K die abstoßende Kraft jeder Flächeneinheit zweier paralleler Platten von der absoluten Temperatur T_1 und T_2 , so berechnet sich ein kleiner Druck des Gases für kleine Temperaturdifferenzen und kleine Plattenabstände nach der Gleichung $p = \frac{2K}{\sqrt{T_1/T_2} - 1} = 4K \frac{T_2}{T_1 - T_2}$. Da

K bei geeigneter Anordnung der Platten direkt gemessen werden kann, ist ein solches Vakuummeter für Absolutmessung geeignet.

Die von Riegger ersonnene Konstruktion bedarf einer besonderen Eichung. Sie besteht in der Hauptsache aus einem zylindrischen Glasgefäß, in dessen Innern eine kreisförmige Aluminiumscheibe horizontal an einem Wolframdraht aufgehängt ist.

Die Scheibe ist am Rande vielfach radial aufgeschlitzt und die dadurch entstandenen Sektoren sind unter einem Winkel von 45° gegen die Scheibenebene aufgebogen. So entsteht ein Flügelrad, dem gegenüber ein kreisförmiges, elektrisch geheiztes Band aus Platin angebracht wird. Das Flügelrad trägt einen geteilten Aluminiumzylinder, an dem der Drehwinkel gegen eine feste Marke an der Glaswand abgelesen werden kann. Ordnet man über dem Heizband spiegelbildlich ein zweites Flügelrad, das ebenfalls an dem Wolframdraht befestigt ist, und liest man den Drehwinkel mit Spiegel, Skale und Fernrohr ab, so kann man Drucke bis 10^{-7} messen (Ebert).

3. Die Wärmeleitung. Ein mit einem konstanten Strom elektrisch geheizter Draht wird um so mehr Wärme nach außen abgeben, also um so kälter sein, je besser das umgebende Gas die Wärme leitet, im gleichen Gas also, je höher der Druck dieses Gases ist. Die Temperatur des Gases, die auf mannigfache Weise (aus dem Widerstand oder thermoelektrisch) hergestellt werden kann, ist somit ein Maß für den Druck des Gases. — Ein von der Firma W. C. Heraeus in Hanau ausgearbeitetes Manometer läßt die Strahlung einer mit konstantem Strom betriebenen Glühlampe auf die Lötstelle eines Thermoelements fallen; die Thermokraft wächst dann zwischen 0,07 und 0,001 mm Quecksilberdruck nahezu proportional mit dem Logarithmus des Druckes.

Nach den Methoden 1 und 2 hat man Drucke bis herab zu 10^{-7} mm Quecksilber messen können. Für die Messung noch kleinerer Drucke hat man die Erscheinungen der elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen heranzuziehen versucht, insbesondere hat das Studium der glühelktrischen Vorgänge in den Verstärker- und Senderröhren, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebraucht werden, gewisse Erfolge gebracht. *H. Ebert.*

Näheres s. Alexander Goetz, Physik und Technik des Hochvakuaums. Braunschweig 1926.

Vakuumofen. Gegenstände geringeren Umfangs kann man, falls es sich um mäßig hohe Temperaturen handelt, in evakuierten glasierten Porzellan- und Quarzglasgefäßen von außen her erhitzen. (Quarzglas bleibt bis 1550° gasdicht.) Für größere Räume und höhere Temperaturen werden vorteilhafter evakuierbare Öfen mit Innenheizung und kühlbleibendem Gehäuse verwendet. Das Gehäuse wird dabei zur Erzielung guten Nutzeffekts zweckmäßig gegen die Wärmeübertragung der Innenheizung durch isolierende und abschirmende Packungen, Zwischenhüllen usw. möglichst geschützt und bei großen Heizleistungen vielfach doppelwandig für Wasserkühlung ausgebildet. Durch die mit der Evakuierung Hand in Hand gehende Einschränkung der Wärmeableitung durch Gaskonvektion wird gleichzeitig Energie erspart. Als Hilfsmittel zu elektrischer Vakuumheizung kommt neben der Wärmeübertragung durch Wärmestrahlung (vgl. Sonnenstrahlöfen) und der Heizung durch Elektronenstoß (Vakuumlichtbogen, Kathodenstrahlen) vor allem die bequem abstufbare und örtlich verteilbare Widerstandserhitzung mittels Joulescher Wärme in Betracht, für die im Vakuum hochtemperaturbeständige, sonst oxydierende Materialien wie Tantal, Wolfram, Kohle, Graphit verwertbar sind (vgl. Widerstandsofen, Kurzschlußofen). Besonderer konstruktiver Beachtung bedarf hierbei das Problem der gasdichten Einführung

der Heizströme ins Vakuum und der Schutz der Stromzuleitungen und Durchführungen gegen die von den hocherhitzten Teilen in die Zuleitungen abströmenden Wärmemengen und deren möglichste Einschränkung. Vielfach werden die den Heizkörper tragenden Zuleitungsdurchführungen auf einen gemeinsamen Grundkörper montiert, auf dem das Vakuumgehäuse glockenartig aufgesetzt und durch eine Gummizwischenlage, einen Pechvergüß oder dgl. abgedichtet wird. Im allgemeinen genügt es hier, eine Elektrode isoliert durch den Grundkörper hindurchzuführen, während die andere Elektrode metallisch mit dem Grundkörper verbunden wird. Andere Konstruktionsprinzipien verwerten die Abdichtungszwischenlagen zwischen den Gehäuseteilen zugleich zur Elektrodenisolierung, indem sie beispielsweise ein wassergekühltes zylindrisches Gefäß einseitig oder beiderseitig mit einem wassergekühlten Stirndeckel unter Einfügung von Gummiringen oder Porzellanisolatoren und Blei-Aluminiumringdichtungen elektrisch isoliert abdichten und diese Stirnflächen zugleich als Elektrodenhalterung und -einführung verwerten. Für Erhitzungsaufgaben in Hochvakuumglasgefäßen sind Einschmelzdurchführungen aus Molybdän- und Chromeisen in Stab- und Hüthenform für Ströme bis mehr als 1000 Amp. ausgebildet worden. Ein anderes wichtiges Konstruktionsproblem bildet die Berücksichtigung der bei Heizung und Abkühlung wechselnden Länge ausgedehnter Heizkörper, für die im Interesse konstant bleibender Form an sich eine möglichst starre Gestalt (Röhrenform) zweckmäßig ist. Eine elegante Lösung des Ausdehnungsproblems in einem Vakuumkohleofen stammt von Arsem. Als Heizkörper dient hier ein fest eingespanntes Graphitrohr, das im mittleren Teil durch schraubenförmiges Einschneiden in eine Spirale verwandelt ist. Die Elastizität einer solchen Spirale reicht auch bei hohen Temperaturen aus, um die thermische Ausdehnung bei festliegenden Enden aufzunehmen. Gleichzeitig wird durch diese spiralförmige Verlängerung des Heizkörpers der Vorteil gewonnen, daß für die Heizung erhebliche Spannungen unter relativ geringem Strombedarf verbraucht werden können. Elastische Kohlenrohrkörper von höherem Widerstand erreicht man nach Ruff auch durch Längseinschnitte. Frei von den Schwierigkeiten der Stromeinführung sind die Induktionsöfen, insbesondere die Hochfrequenzöfen, bei denen die Energieübertragung durch induktive Einwirkung erfolgt und das metallische Schmelzgut meist selbst in festem oder verflüssigten Zustand als stromerhitztes Widerstandsmaterial Verwendung findet (vgl. Induktionsöfen, Hochfrequenzöfen). Siehe auch Handb. d. Phys. Bd. XI.

Carl Müller.

Vakuurröhre s. Röhre.

Vakuumspektrograph nach Siegbahn. Da bei Röntgenwellenlängen von 2 Å und mehr bereits die Absorption in Luft von Atmosphärendruck eine beträchtliche Rolle spielt, so müssen Röntgenspektrographen für dieses Spektralgebiet so eingerichtet sein, daß der Strahlengang im Vakuum verläuft. Siegbahn setzt Kristalltischchen und Plattenhalter in einen flachen zylindrischen Metalltopf, dessen Boden durchbohrt ist, um die Drehachsen für den Kristalltisch und den Plattenhalter, die konzentrisch ineinandergeschliffen sind, herauszuführen. Die Röntgenröhre, die ebenfalls aus Metall hergestellt ist, befindet sich vor einer

seitlichen Öffnung, die mit einer Gummidichtung versehen ist. Der Spalt befindet sich in der Vorderwand des Röntgenrohres und ist durch eine dünne Membran aus Aluminium oder Goldschlägerhaut oder auch rot gefärbter Gelatine verschlossen. Während in der Röntgenröhre ein Hochvakuum erzeugt wird, pumpt man den Topf des Spektrographen nur auf Vorvakuum, d. h. einige mm Quecksilber. In dieser Form erlaubt der Spektrograph Messungen bis zu etwa 12 Å. Um noch weiter ins langwellige Röntgengebiet vorzudringen, ist ein Hochvakuum-spektrograph erforderlich, da hier die Membran zwischen der Röntgenröhre und dem Spektrographen ganz vermieden werden muß. Auch hierfür sind Konstruktionen von Siegbahn angegeben worden, die sich von den sonst gebräuchlichen Formen hauptsächlich durch die Art der Dichtungen unterscheiden. Die Dichtungsflächen sind durch Rinnen, welche auf Vorvakuum gepumpt werden, unterteilt, so daß die inneren Dichtungsflächen nur für die geringe Druckdifferenz zwischen Vorvakuum und Hauptvakuum dicht zu halten brauchen. Da sich zwischen dem Spalt und dem Spektrographen keine lichtabschirmende Folie befinden darf, so muß die Röntgenröhre so eingerichtet sein, daß sie kein Licht aussendet. Dies wird erreicht durch Verwendung von Coolidge-Röhren mit Oxydkathoden, die schon bei schwacher Rotglut hinreichend Elektronen emittieren. (Vgl. d. Art. Röntgenspektrometrie.)

Behnken.

Vakuumentchnische Apparate. Außer den Pumpen und Vakuummetern sind für Arbeiten im Vakuum je nach Umfang der Untersuchung Hilfsapparate nötig, die für den besonderen Zweck einer Benutzung bei niedrigem Druck geeignet hergerichtet werden müssen. Zur Erreichung eines hohen Vakuums ist vor allem größte Sauberkeit des Quecksilbers, der Glas- und Metallteile Vorbedingung. Auch die Reindarstellung von Gasen ist ein wesentlicher Faktor. Für Einzelheiten dieser verschiedenen Apparate wird auf das Buch von A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums verwiesen.

Soll die Leistungsfähigkeit einer Hochvakuumpumpe bis zum äußersten ausgenutzt werden, so ist es ratsam, die Leitungen so kurz, wie möglich zu machen (s. Dimensionierung von Hochvakuumapparaturen). Überdies sollen sie starr miteinander verbunden sein. Ist letzteres nicht möglich, so bedient man sich zur Verbindung der einzelnen Teile der Schliffe, die in mannigfaltigen Formen hergestellt sind. Zur Vermeidung von Fetten sind jene sehr häufig mit Quecksilber abgedichtet.

Zur Verbindung Glas gegen Metall sind verschiedene Verfahren ausgearbeitet. Einmal kann man beide zu einem Schliff vereinigen und vor dem Zusammensetzen am unteren Teil mit weißem Siegellack versehen. Zum andern können die Glasteile vorher platiniert und mit einer dünnen Bleihaut überzogen und dann mit den Metallteilen verlötet werden.

Gleich wichtig ist es bei Vakuumarbeiten, bestimmte Teile der Apparatur abtrennen zu können. Auch hier ist die Abdichtung mit Fett die bequemste (Ramsayfett oder Lanoline). Andere Dichtungsmaterialien sind Phosphorpentoxid und Quecksilber. Maria A. Schirmann hat einen elektrisch gedichteten Hahn konstruiert unter Anwendung der Beobachtungen von Johnsen-Rahbek an

Dielektrika. Es ist bei Inbetriebnahme von Hähnen und Schliffen ein Nachschleifen ratsam. Gereinigt werden sie mit Polierschmirgel und Wasser.

Eine andere Art des Abschlusses hat Bessel-Hagen vorgeschlagen. Er sperrt unter Verwendung eines abgekürzten Barometerrohres direkt mit Quecksilber ab (s. Fig. 1). An einem U-förmigen Zwischenstück der Apparatur sitzt das verkürzte Barometerrohr b, das in das Vorratsgefäß V hineinragt. b und V sind teilweise mit Quecksilber angefüllt. Von V führen zwei Hähne I und II zur

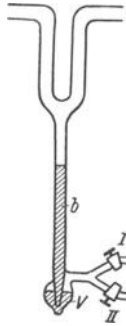


Fig. 1. Vakuumverschluß nach Hagen.

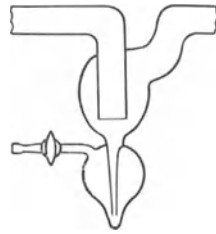


Fig. 2. Vakuumverschluß nach Date.

Vorpumpe bzw. Außenluft, so daß der Stand des Quecksilbers in b reguliert werden kann. Eine verkürzte Form und andere Anordnung des oberen Teiles dieses Verschlusses zeigt Fig. 2. Eine dritte Konstruktion gibt Fig. 3, bei der G durch das eingeschmolzene Eisenstück magnetisch gehoben werden kann.

Ein weiterer für die Vakuumtechnik wichtiger Apparat ist die Vorrichtung zum Beseitigen der von der Pumpe nicht abgesaugten Dämpfe. Vor

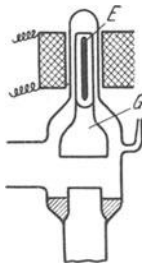


Fig. 3. Vakuumverschluß.

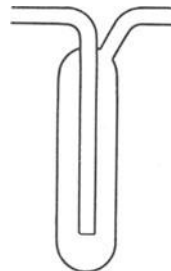


Fig. 4. Ausfriergefäß.

allem spielt hier die an den Glaswänden haftende Wasser- und Gashaut und der Quecksilberdampf eine große Rolle.

Die Gaswände befreit man vor der zurückgebliebenen Schicht entweder durch Erhitzen, wobei die von der Pumpe am entferntesten fortliegenden Teile stets am heißesten sein müssen oder durch Elektronenbombardement.

Die Restdämpfe friert man mit Hilfe der in Fig. 4 gezeigten Falle aus, die mit fester Kohlen-säure oder flüssiger Luft gekühlt wird. Es ist dabei zu beachten, daß bei -79° der ausgefrorene Wasserdampf einen Dampfdruck von rund 4.10^{-4} mm Hg hat, während in der Apparatur vorhandene Kohlen-

säure noch als Gas abgesaugt werden kann. Umgekehrt ist bei der Temperatur des flüssigen Sauerstoffs die Anwesenheit des ausgefrorenen Wasserdampfes nicht mehr störend, wohl aber die der kondensierten Kohlen-säure, die bei -183° einen Dampfdruck von etwa $5,10^{-6}$ mm Hg hat. Es empfiehlt sich daher, eine zwischen den beiden Temperaturen liegende zu benutzen, etwa durch Einsetzen der Falle in einen Aluminiumklotz und Abkühlen des Aluminiums durch Beträufeln mit flüssiger Luft.

Die in einer Vakuumapparatur noch befindlichen Restgase und Dämpfe können auch durch Absorption beseitigt werden (s. d.).

Endlich sind von den vakuumtechnischen Apparaten die Vorrichtungen zu erwähnen, die das Einlassen oder Umfüllen bestimmter Gasmengen ermöglichen: Die Ventile. Als solche können auch die als Abschlußvorrichtungen aufgeführten Konstruktionen dienen. Besondere Ventile, die zugleich große Druckdifferenzen überbrücken, ersannen Prytz, Gaede, Bauer und Brüche.

Das Gaedesche wird in Verbindung mit seiner Quecksilberluftpumpe viel gebraucht und ist ein automatisches. Es ist ein abgekürztes Manometer, das beim Erreichen eines bestimmten Druckes infolge Ansteigen des Quecksilbers in dem einen Schenkel ein in diesen hineinragendes Verbindungsrohr verschließt.

Das Prytzsche Ventil beschreibt Angerer wie folgt: „...An einer etwas eingezogenen Stelle eines Glasrohres G (Fig. 5) sei ein Tonplättchen T derart eingekittet oder eingeschmolzen (letzteres ist mit unglasiertem Porzellan [Tonteller] möglich), daß es das Lumen des Rohres vollständig verschließt. Der Ton ist genügend porös, um Gas von höherem Druck (oben) in das Vakuum (unten) hindurchzulassen. Übersichtet man aber die Tonplatte mit Quecksilber, so schließt das Ventil vollkommen gasdicht. Die Poren der Tonplatte müssen so fein sein, daß kein Quecksilber hindurchtreten kann. Nun drückt von oben her ein zweites engeres Glasröhrchen g, dessen Mündung mit einer ähnlichen Tonplatte verschlossen ist, bis zur Berührung der beiden Plättchen in das Quecksilber ein. Dann wird die Luft durch beide Plättchen hindurch in das Vakuum eindringen können. Die Vorzüge einer derartigen Anordnung liegen auf der Hand. Vor allem kann man sehr kleine Gasmengen bequem dosieren und das Vakuum eines Versuchsrohres beliebig langsam verschlechtern. Das zur Regenerierung von Röntgenröhren benutzte „Bauerventil“ beruht auf demselben Prinzip...“

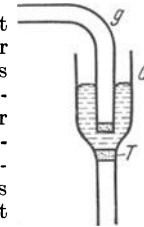


Fig. 5. Prytzsches Ventil.

Zur Vermeidung der porösen Masse, die bei höheren Vakua Schwierigkeiten bringen, konstruierte Brüche ein Ventil, das nur Quecksilber als Sperrflüssigkeit hat.

H. Ebert.

Vakuumthermosäule. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit und der Störungsfreiheit (Vermeidung der Konvektion) kann die Strahlungsmessungs-Thermosäule ebenso wie das Bolometer in ein evakuiertes Gefäß gesetzt werden. Die Erhöhung der Empfindlichkeit hängt sehr von der Konstruktion der Thermosäule ab. Gerlach.

Vakuumwaage s. Waage, gleicharmige.

Vakuumwägungen s. Massenmessungen.

Valenz = Wertigkeit s. Konstante und Multiple Proportionen, Valenztheorien.

Valenzelektron s. Bohr-Rutherfordsches Atommodell.

Valenztheorie und Atombau. Die Grundlage bilden die Edelgase 1. durch ihre Stellung im periodischen System, 2. durch ihre chemische Trägheit. Das führt dazu, den sie nach außen begrenzenden Elektronen-Achterschalen eine hohe Stabilität zuzusprechen. Diese wird auch von den andern Atomen erstrebt, was bei den Alkalien, bzw. Erdalkalien zur Abstoßung des einen, bzw. der zwei überzähligen „Valenzelektronen“, bei den Halogen, bzw. der O-Gruppe zur Aufnahme eines, bzw. zweier Elektronen führt. Dadurch kommt es zur Ionenbildung (positiver bei ersteren, negativer bei letzteren). Verbindungen dieser sind rein heteropolar; sie bestehen auch im kristallisierten Zustand; Ionengitter. Die Stärke der Bindungen hängt von der Wertigkeit, dem Ionenradius und seiner evtl. Deformation ab und ist aus dem Coulombschen Gesetz errechenbar. Sie nimmt z. B. ab in der Reihe HF, HCl, HBr, HJ (wegen des zunehmenden Ionenradius), sie nimmt zu in der Reihe HF, H₂O, H₃N (wegen der zunehmenden Ladung). Neben den Wirkungen des (mehrwertigen) Zentralions auf die Begleitonen sind auch die Wirkungen letzterer auf einander zu beachten. Dadurch ergibt sich eine Maximalzahl der Begleiter, die gleich der Koordinationszahl ist und größer als die Wertigkeit (Valenz) des Zentralions sein kann. Weiter folgt für die Anlagerung des OH'-Ions an positive Zentralionen, daß mit zunehmender Wertigkeit der letzteren der Sauerstoff immer fester gebunden, der Wasserstoff immer stärker abgestoßen wird; das führt dazu, daß in der Reihe der Hydroxyde von Na', Mg'', Al''', Si''', P''', S''', Cl'''' anfänglich das basische OH'-Ion, vom Al ab aber das saure H'-Ion auftritt. Schließlich erklärt sich die Zahl 4 in den Radikalen PO₄'', SO₄'', ClO₄'' als Maximalzahl der inneren Valenz durch die gegenseitige Abstoßung der O''. Ein inverser Vorgang findet bei der Addition NH₃ + HCl statt; das Zentralion N''' vermag 4 H' (koordinativ) zu fesseln und bildet so das Ion NH₄'.

Die nichtionogene homöopolare Bindung wird dadurch erklärt, daß für jede Valenz zwei Elektronen beiden Partnern gemeinsam angehören; so greift das Cl-Atom zur Auffüllung seiner 7 Elektronen enthaltenden Hülle auf 8 nach einem Elektron eines anderen Cl-Atoms, und umgekehrt; im entstehenden Cl₂-Molekül gehören von den 14 Elektronen 6 zum ersten und 6 zum zweiten Atom, während 2 gemeinsam sind. Dadurch sind zwei Achterschalen entstanden, die die Stabilität verbürgen.

Wenn nun die heteropolare Bindung durch ein vollständig abgegebenes Elektron, die homöopolare durch zwei nur zur Hälfte gelöste Elektronen gekennzeichnet ist, so sind damit nur die Extremfälle dargestellt. Tatsächlich gehen beide Arten ineinander über (z. B. NH₄OH). Da schließlich auch die koordinativen Bindungen umfaßt werden, so vermag die Theorie alle Arten der Valenz einheitlich darzustellen.

Eine eigentliche Deutung der nicht polaren Bindung wurde indessen erst durch Heitler und namentlich London unter Heranziehung der

modernen Quantenmechanik gegeben. Diese liefert z. B. für das System H + H zwei Lösungen, eine in bezug auf Elektronenvertauschung symmetrische und eine antisymmetrische, von denen nur die erstere zu einer Verbindung führt. Hierbei tritt eine Paarung je zweier unpaariger Elektronen auf, d. h. solcher Elektronen, die zwei Atomen angehörend im Sinne der Schwerpunktsbewegung äquivalent sind, sich aber durch den Spin, die Eigenrotation, unterscheiden. Damit wird die Valenz durch die Zahl der unpaarigen Elektronen festgelegt. Ihre Abzählung, die unter Benützung der Quantenzahlen und des Pauliprinzips („jede Kombination der 4 Quantenzahlen kann im Atom nur durch ein Elektron vertreten sein“) erfolgt, führt zu folgenden Wertigkeiten: Halogene: 1, 3, 5, 7; jedoch F nur 1; Sauerstoffgruppe: 2, 4, 6; jedoch O nur 2; Stickstoffgruppe: 3, 5, 7; jedoch N nur 3. Dies alles steht in Einklang mit der Erfahrung (fünfwertiger Stickstoff?). Zugleich ergibt sich die Beziehung, daß die Valenz gleich der um 1 erniedrigten spektralen Multiplizität ist; z. B. Alkalien: Dubletts — einwertig; Erdalkalien, Cd, Zn, Hg: Triplets — zweiwertig; Stickstoffgruppe: Quartetts — dreiwertig und Sextetts — fünfwertig.

Bennewitz.

Näheres s. W. Kossel, Ann. d. Phys. 49, 229; 1916. K. Fajans, Ztschr. für Kristallographie 61, 18 (1925). A. Haas, Atomtheorie 1929.

Valenztheorien. Die ersten Versuche zur Ergründung des Wesens der Valenz schließen sich zeitlich der Entdeckung des Gesetzes der konstanten und multiplen Proportionen (Dalton 1808) unmittelbar an. Ausgangspunkt waren die von Davy (1807—10) angestellten elektrochemischen Untersuchungen über Alkali- und Erdalkalioxyde sowie Halogensäuren.

1. J. J. Berzelius (1810) erklärt die zwischen zwei Atomen wirkende Kraft als identisch mit der zwischen einem positiv und einem negativ geladenen Teilchen bestehenden Coulombschen Kraft. Danach kommen den Atomen von vornherein Ladungen zu, und zwar lassen sich zwei Gruppen unterscheiden: die positiven, wie H, die Alkalien, Erdalkalien, Radikale wie NH₄ und andere, sowie die negativen, wie die Halogene, die Sauerstoffgruppe, Radikale wie OH, SO₄ und andere. Während damit eine Bindung zweier zu verschiedenen Gruppen gehörigen Atome sofort verständlich wird, bleibt die Bindungsfähigkeit von Atomen derselben Gruppe (z. B. SO₂) völlig offen. Hierzu gehören insbesondere die aus Doppelatomen bestehenden Moleküle, wie H₂, O₂, Cl₂ ... deren Bindung sehr energisch ist. Ferner steht die Substituierbarkeit des H durch Cl an Kohlenstoffverbindungen hierzu in Gegensatz. Der Versuch, durch verschiedene Dosierung der Ladungen aus diesen Schwierigkeiten herauszukommen, scheiterte.

2. Die erwähnte Substituierbarkeit führte Dumas (1833) zu der entgegengesetzten Auffassung; an Stelle der elektrochemischen dualistischen Theorie tritt die unitarische. Über das Wesen der wirkenden Kräfte wird gar nichts ausgesagt, nur sollen sie wie die Gravitation keine Polarität besitzen. Diese Auffassung gibt der damals aufblühenden organischen Chemie ein brauchbares Hilfsmittel an Hand, so daß sich Liebig ihr anschließt. Substitutionen dualistisch so verschiedener Atome wie H und Cl ändern den Charakter einer (organischen) Verbindung nicht wesentlich.

3. Die konsequente Verfolgung der Substituierbarkeit führte zum Begriff der Wertigkeit; während sich einerseits Halogene und Alkalien, andererseits O, S, und Erdalkalien untereinander Atom für Atom ersetzen ließen, benötigte man zwei Atome der ersten Gruppe zum Ersatz eines Atoms der zweiten. Man unterschied somit ein- und zweiwertige Substituenten, denen sich drei- und mehrwertige zugesellten. Hatte man bisher, um die Valenz schriftlich darzustellen, die Bestandteile einer Verbindung nebeneinandergereiht und durch Striche verbunden (Kettenformeln, Gay-Lussac), so ist man jetzt genötigt, von gewissen Atomen oder Radikalen mehrere Valenzstriche ausgehen zu lassen (Übergang zur Kernformel). Insbesondere führte Williamson (1851) den Beweis der Mehrwertigkeit aus mehrsaurigen Basen und mehrbasigen Säuren.

4. Der Umstand, daß die Wertigkeit eines Elements veränderlich sein kann, brachte neue Unklarheiten. Frankland definierte (1853) die maximale Wertigkeit als Atomigkeit des Elements; Kekulé (1858) behauptete, daß diese Atomigkeit oder Valenz eine streng konstante Größe sei, die jedem Element eigentümlich ist, und daß sie z. B. beim Kohlenstoff den Wert 4 habe. Während nun in der anorganischen Chemie sich diese Lehre als unzulänglich erwies, hat sie in der Chemie des Kohlenstoffs äußerst klärend gewirkt. Sie führte zur Aufstellung der Strukturformeln der organischen Chemie, wie wir sie heute besitzen, und erlaubte eine große Zahl von Isomeren vorauszusagen. Indes bedurfte es noch eines weiteren Schrittes, um den Tatsachen gerecht zu werden; Kekulé war in gewissen Fällen genötigt, Doppelvalenzen anzunehmen, um die Konstanz der Wertigkeit zu retten. Solche Doppelbindungen traten namentlich am Kohlenstoff selber auf. Mit ihrer Hilfe gelang ihm ein ziemlich befriedigendes Strukturbild des Benzols, indem er die 6 C-Atome zum Ring schloß und ihre Bindungen alternierend ein- und zweiwertig annahm (s. Benzoltheorie).

5. Die Unstimmigkeiten der konstanten Valenz auf anorganischem Gebiete wurden durch Erlennmeyer behoben, indem er zurückgreifend auf Frankland die Existenz ungesättigter Verbindungen neben den gesättigten verteidigte.

6. Wenn auch Kekulé viele Isomeren durch seine Strukturbilder aufklärte, so versagten diese im Falle optischer Isomerie. J. H. van 't Hoff erkannte den Mangel als auf der ebenen Darstellung der Struktur beruhend und verlegte die Valenzstriche des Kohlenstoffs in den Raum, derart, daß sie die Verbindungen des Zentrums mit den Ecken eines gleichseitigen Tetraeders bildeten. Bei asymmetrischer Besetzung der Ecken sind dann zwei Isomere denkbar, wie verlangt. Diese räumliche Auffassung zog nun eine Korrektur der anderen Strukturbilder nach sich; für eine Doppelbindung hat man anzunehmen, daß zwei Tetraederkanten der beiden C-Atome sich berühren, wodurch eine Drehung um die gemeinsame Achse unmöglich wird, was zu einem neuen Fall der Stereoisomerie führen kann (s. Isomerie).

7. Die Kämpfe um die Benzolformel (s. Benzoltheorie) führten zu Variationen der Auffassung über die Doppelbindung, insbesondere erweiterte sie Thiele. Bei konjugierten (alternierenden) Doppelbindungen kann durch Addition etwa eines Moleküls Br, eine Art Vertauschung der Bindungen eintreten, derart,

daß an Stelle der Doppelbindungen einfache und umgekehrt auftreten. Dies läßt sich so ansehen, als ob in der Doppelbindung die Affinität nicht vollständig verbraucht ist, sondern in Form einer Partialvalenz an jedem Atom noch übrig bleibt, die sich bei der Reaktion betätigt. Der Vorteil dieser Auffassung liegt unter anderem darin, daß alle Benzolbindungen gleichwertig werden, wie zu fordern. Zum erstenmal wird hier der Standpunkt verlassen, daß die Valenz unteilbar und streng gerichtet ist; aber es fehlt noch die konsequente Durchführung des neuen Gedankens.

8. Erst A. Werner vollzog (1891) diesen Schritt. Die Valenzkraft ist nach ihm eine gleichmäßig nach allen Seiten wirkende Kraft, wobei er sich jedoch von einer Identifizierung mit elektrostatischen Kräften fernhielt. Im Gegensatz zu diesen zeigt sie ein selektives Verhalten den verschiedenen Atomen gegenüber. Sie besitzt einen maximalen Wert, der jedoch auch unterschritten werden kann. Durch diesen Wert ist die Zahl der Hauptvalenzen festgelegt, die im wesentlichen eine Funktion des periodischen Systems ist. Damit ist jedoch die Bindungskraft noch nicht erschöpft, vielmehr können noch Nebenvalenzen auftreten, die zu Verbindungen zweiter Ordnung führen. Sie unterscheiden sich von ersteren dadurch, daß sie nicht im Stande sind, einwertige Atome oder Radikale zu binden, wohl aber gesättigte Moleküle zu addieren vermögen. Die Hauptvalenzen können ionogene Bindungen verursachen. Die dadurch gekennzeichnete Elektroaffinität der Atome wird durch die Fähigkeit, Elektronen abzugeben oder aufzunehmen, bewirkt. Indessen sind auch nicht ionogene Bindungen durch Hauptvalenzen möglich. Die Wernersche Lehre, die als die bisher fruchtbarste Theorie auf dem Gebiet der Valenz anzusprechen ist, bezeichnet man als Koordinationslehre (s. d.).

Näheres s. A. Werner, Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie. Braunschweig 1920.

9. Abegg beschäftigte sich vorzugsweise mit den ionogenen Bindungen. Sein wesentliches Resultat ist die Aufstellung des Satzes, daß die Summe der Normalvalenzen (zu H) und der Kontravalenzen (zu $\frac{1}{2}$ O) gleich 8 ist. Der Zusammenhang mit dem periodischen System wird hier deutlich.

10. H. Kauffmann betont die kraftlinienartige Struktur der Valenz („Valenzzersplitterung“) und nähert sich damit mehr den physikalischen Vorstellungen über Kräfte. Die leichte Aufspaltung der Doppelbindungen erfährt dadurch eine Erklärung.

Näheres s. H. Kauffmann, Valenzlehre. Stuttgart 1911.

11. Eine sehr detaillierte Darstellung der Valenzkraftfelder auf Grund elektrostatischer Kräfte lieferte J. Stark. Es werden als neue Begriffe das Innen- und Außenvolumen der Atome eingeführt. Da indessen teilweise mit ziemlicher Willkür verfahren wird, sowie begriffliche Unklarheiten unterlaufen, hat sich diese Theorie nicht recht durchsetzen können.

Näheres s. J. Stark, Die Elektrizität im chemischen Atom, sowie Prinzipien der Atomdynamik I—III. Leipzig 1910.

12. Einen neuen Aufschwung nahm die Valenztheorie durch Arbeiten, die sich an die grundlegende Bohrsche Atomtheorie anschlossen. Damit wird die ganze Frage gewissermaßen um eine Stufe zurückverlegt, indem die Wirkung der Atome auf

einander als Folge der Konstitution des Atoms selber gedeutet wird. Kossel betrachtet in erster Linie die ionogene oder heteropolare Bindung, die durch Elektronenaustausch nach quantentheoretischen Gesichtspunkten zustande kommt. Aber auch die nichtionogene oder homöopolare Bindung läßt sich leicht durch wechselseitige Elektronenbeteiligung verstehen. Emdlich finden die Nebenvalenzen Platz in dieser Theorie.

Näheres s. den Artikel: Valenztheorie und Atombau.
13. Die Kosselschen Überlegungen wurden weitergeführt durch Fajans, Grimm u. a., die als wesentliche Parameter der Atome neben der Ladungszahl den Ionendurchmesser, sowie seine Veränderlichkeit durch Polarisation einführten. Hierdurch wird die Valenzkraft bereits zahlenmäßig angebar, sowie eine große Anzahl der Eigenschaften der Verbindungen quantitativ diskutierbar.

14. Die homöopolare Bindung wurde 1927 durch Heitler und London auf eine quantenmechanische Resonanz im Sinne der Schrödinger-Heisenbergschen Theorie zurückgeführt. Hiernach besteht das bindende Elektronenpaar aus zwei hinsichtlich ihrer Eigenrotation (Spin) entgegengesetzten, sonst aber äquivalenten Elektronen der beiden Atome. Die hier auftretenden Kräfte sind nicht mehr rein elektrostatischer Art, sondern ergeben sich aus der Beugung der mit den Atomen verknüpften Materiewellen. Damit scheint das Problem der Valenz zu einem gewissen Abschluß gebracht zu sein.

Bennewitz.

Näheres s. den Artikel: Valenztheorie und Atombau.

Valenzersplitterung s. Valenztheorien.

V-Antenne. Eine nach beiden Seiten vom Sender bzw. Empfänger symmetrische Antenne, meist aus einem einfachen an den Enden offenen Draht bestehend. Sie ist hauptsächlich in Verwendung für Empfangszwecke und als Sendeanenne für kurze Wellen.

A. Meißner.

Variationen des Erdmagnetismus. In erster Linie die zeitlichen, dann auch die örtlichen Veränderungen des erdmagnetischen Feldes. Die zeitlichen Veränderungen sind regelmäßige oder Störungen; erstere führt man auf immerwährende, letztere auf gelegentlich wirksame Ursachen zurück. Stets von Einfluß sind die Umdrehung der Erde (tägliche Veränderung), ihre Bahnbewegung (jährliche Veränderung), der Montag, der Mondmonat, die synodische Umdrehung der Sonne, die Bahnbewegung der Planeten; gelegentlich wirksam sind besondere Tätigkeitsherde auf der Sonne, vor allem die Fackeln. Die physische Ursache aller zeitlichen Variationen ist das Zusammenspiel der elektrischen Strahlung der Sonne (s. d.) und der Eigenbewegung der von ihr leitfähig gemachten oberen Luftschichten gegen den Erdmagneten. Die Energie stammt überwiegend aus der Erdrotation. Die durch den Luftdruck bekundete tägliche Bewegung der leitfähigen Schichten gegen die vertikale Komponente des Erdfeldes bewirkt ein Stromsystem, das zuerst von Schuster abgeleitete „Tägliche Feld“ und damit die tägliche Variation des Erdmagnetismus. Außerdem induziert es auch elektrische Ströme in der Erde, so daß das tägliche Feld aus äußeren und inneren Ursachen besteht. Es hat eine starke Tagesbewegung und eine geringe in der Nacht; im Sommer ist es stärker veränderlich als im Winter. Die jährliche Variation ist sehr klein und stammt nur von der schwachen Änderung her, welche der Winkel zwischen der magnetischen

Achse der Erde und der Richtung nach der Sonne im Jahre durchläuft (zwei Maxima zu den Äquinoxen, zwei Minima zu den Solstitien).

Demselben Verlauf folgt die jährliche Häufigkeit der Störungen. Der schon früh erkannte Zusammenhang der unregelmäßigen Variationen mit der Sonnentätigkeit ist ein sehr enger und ursächlicher; Störungen anderer Quelle sind sehr selten. Nicht nur in der Existenz der Periode mit der synodischen Rotationszeit der Sonne und in der Übereinstimmung der sog. „elfjährigen“ Periode der Flecken- und magnetischen Störungshäufigkeit in Amplitude und Phase, sondern auch durch die enge Beziehung zum einzelnen Störungsherd auf der Sonne bekundet sich dies. Es darf der Fleck oder die Fackel sich nicht außerhalb eines Gebietes um den Zentralmeridian befinden, das größer als $\frac{1}{18}$ der Umdrehungszeit der Sonne ist, falls er erdmagnetisch wirksam sein soll. Daraus geht hervor, daß die Ausbreitung der Kraft auf schmale Bündel beschränkt ist. Nach Birkelands Hypothese gehen von der Sonne Kathodenstrahlen aus (s. Polarlicht). Daneben wirkt noch, jedoch bei weitem schwächer die ultraviolette Strahlung der Sonne. Da die elektrischen Strahlen vornehmlich in den polnahen Gegenden eintreten, ist hier die Zahl der Störungen am größten, sie überwiegen die regelmäßigen Variationen. Die in mittleren Breiten beobachteten Störungen betreffen meist die ganze Erde, infolge dessen ist der sog. äußere Anteil der Säkularvariation (s. d.) ein für die ganze Erde gleicher Vorgang. Oft brechen die Störungen plötzlich aus und dann für die ganze Erde gleichzeitig. Die größte Häufigkeit im Tage zeigen die späten Abendstunden, da die elektrischen Strahlen der Sonne am dichtesten auf der Abendseite eintreten müssen. Mit den Störungen sind starke Schwankungen des Erdstroms (s. d.) verbunden. Auch die Energie der Störungen stammt von der Erdrotation, die nur in den jetzt in erhöhtem Maß leitfähig gemachten Schichten der Atmosphäre stärkere Ströme induziert. Erhöht man die Beobachtungsgenauigkeit, so findet man, daß auch die regelmäßigen Variationen aus schnellen Oszillationen bestehen, also auf dieselbe physikalische Ursache zurückgehen wie die Störungen.

Die Theorie der zeitlichen Variationen ist von Störmer nach den Gedanken von Birkeland vollkommen befriedigend ausgearbeitet worden, und zwar durch die Berechnung der Bahnen eines elektrisch geladenen Teilchens im Felde eines Elementarmagneten (s. auch Polarlicht).

Beobachtet werden die zeitlichen Variationen in den magnetischen Observatorien, und zwar mittels der Variometer (s. Deklinometer, Bifilar, Quadrifilar, magnetische Waage, Feinmagnetometer). Die dauernde Registrierung geschieht meist photographisch mit „Magnetographen“.

A. Nippoldt.

Näheres s. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik. 10. Aufl. IV. 2. 1914. Braunschweig, Vieweg & Sohn.

Variationstöne nennt man Töne, die bei regelmäßigen Amplitudenänderungen eines gegebenen Tones neu auftreten. Die der Primärtonempfindung entsprechende Sinusschwingung sei $A \sin 2\pi pt$, wo also A die (konstante) Amplitude und p die Schwingungszahl pro Sekunde ist. Wird nun A pro Sekunde u -mal periodisch geändert, so läßt sich A in einer Fourierschen Reihe (s. d.) mit der Grundperiode u darstellen. Wird jetzt ausmulti-

pliziert, so ergibt sich eine große Reihe von Tönen, $p-u$, $p+u$ usw. (s. Ohmsches Gesetz der Akustik). Unter gewissen Bedingungen fällt die Schwingungszahl eines Variationstones mit der Zahl der Amplitudenschwankungen oder Unterbrechungen zusammen. Man nennt ihn dann Unterbrechungs- oder Intermittenzton. Aus dessen Existenz sind vielfach Einwände gegen die Resonanztheorie des Hörens (s. d.) hergeleitet worden. Jedoch stehen alle diese Töne (s. auch Phasenwechselföne) durchaus im Einklange mit ihr.

E. Waetzmann.

Näheres s. F. A. Schulze, Ann. d. Phys. 26. 1908.

Variator der Gegeninduktivität. Um die Gegeninduktivität zwischen zwei Grenzen variieren zu können, werden wie bei dem Induktionsvariator Spulen verwandt, die in verschiedene Lage zueinander gebracht werden können. Je nach der Lage der Spulen, die an einer geeichten Teilung abgelesen werden kann, ist die Gegeninduktivität verschieden.

W. Jaeger.

Näheres s. Orlich, Kapazität und Induktivität. Braunschweig, 1906.

Variatoren s. Kapazitäts-, Induktionsvariator usw.

Variometer ist ein Instrument zum Messen der Steiggeschwindigkeit eines Flugzeuges. Es besteht aus einer Membran, die mit einem Zeiger verbunden ist. Auf der einen Seite der Membran kann sich der bei Höhenwechsel veränderliche Druck rasch einstellen, an der anderen Seite ist der Druckraum an der Membran nur durch eine dünne Kapillare mit der Außenluft verbunden. Bei äußeren Druckänderungen kann die Luftmenge, die zum Ausgleich der Druckverhältnisse nötig ist, nur langsam durch die Kapillare aus- oder einströmen. Der Druckunterschied auf den beiden Membranseiten ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Höhenänderung.

L. Hopf.

Variometer. In der Wechselstromtechnik und insbesondere in der Hochfrequenztechnik viel verwandte Vorrichtung zur stetigen Veränderung eines Selbstinduktionskoeffizienten. Es besteht aus zwei oder mehreren Spulen, welche entweder in ihrem gegenseitigen Abstände verändert oder gegeneinander gedreht werden. Die größte Variation erzielt man bei Spulen nahezu gleicher Selbstinduktion, deren magnetische Felder sich in der einen Endstellung addieren, während sie sich bei einer Drehung der einen Spule um 180° nahezu aufheben. Es sind Zylinderspulen, Kugelvariometer, nierenförmige Flachspulen u. a. m. angewandt worden.

E. Alberti.

Näheres s. Rein, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Vektoranalysis s. Vektorrechnung.

Vektordiagramm. Die Darstellung der nach der Sinusfunktion veränderlichen Wechselstromgrößen durch Vektoren im Diagramm bietet ein anschauliches Hilfsmittel für die Wiedergabe der Vorgänge in Wechselstromkreisen.

Die Strecke OP stelle in Fig. 1a ihrer Länge nach die Amplitude (den Scheitelwert) I_m eines Wechselstroms dar; läßt man OP mit der Winkelgeschwindigkeit ω in positiver Richtung rotieren, so hat OP nach der Zeit t die Lage OP_1 erreicht und dabei den Winkel ωt durchlaufen. Die Projektionen von OP_1 bzw. OP auf OY stellen, wie der Augenschein lehrt, zu jeder Zeit t die Augenblickswerte des Wechselstromes $i_1 = I_m \sin \omega t$ dar. Eine zweite Strecke OP' , deren Länge der Amplitude I'_m eines zweiten Wechselstromes entsprechen möge, und die gegen die Anfangslage OX um den Winkel φ ver-

schoben ist, hat in der gleichen Zeit die Lage OP_2 erreicht. Ihre Projektionen stellen daher zu jeder Zeit t die Augenblickswerte des Stromes $i_2 = I'_m \sin(\omega t + \varphi)$ dar.

Hieraus folgt: Der zeitliche Verlauf von Wechselstromgrößen kann durch Vektoren, d. h. nach Länge und Richtung definierte Strecken, vollständig und eindeutig bestimmt werden, wenn ihre Anfangslage durch Angabe der Amplituden und der Phasenwinkel festgelegt ist. Man erhält den Verlauf in Kurvenform, indem man die Zeit t bzw. die ihr proportionalen Winkel ωt als Abszissen, die Pro-

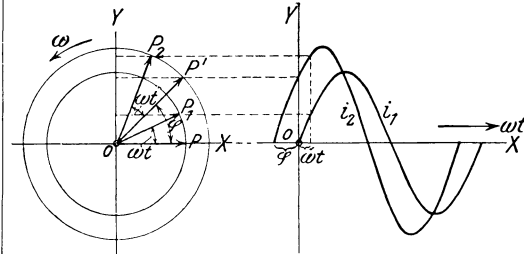


Fig. 1a.

Fig. 1b.

Darstellung der Wechselstromgrößen im Vektordiagramm.

jektionen auf die Y-Achse als Ordinaten aufträgt (s. Fig. 1b).

In dem Vektordiagramm muß der Richtungssinn der Rotation der Vektoren durch einen Pfeil bezeichnet sein. An Stelle der Vektoren kann man auch die Y-Achse, die als Zeitlinie bezeichnet wird, in umgekehrter Richtung rotieren lassen, eine Darstellungsweise, die häufig angewendet wird (vgl. Fig. 3).

Die Summe der beiden Ströme i_1 und i_2 ergibt eine neue Sinuslinie; ihr Vektor ist die Resultierende OP_3 der beiden Vektoren OP_1 und OP_2 , die nach den Regeln der Zusammensetzung mechanischer Kräfte zu bilden ist (s. Fig. 2). Aus der Fig. 2 ist ohne weiteres zu ersehen: die Summe der Projektionen von OP_1 und OP_2 ist in jedem Augenblick gleich der Projektion der Diagonalen OP_3 . Die Differenz der beiden Ströme, $i_1 - i_2$, wird dagegen dargestellt durch den Vektor P_2P_1 .

In der praktischen Anwendung des Vektordiagramms wird in der Regel die Länge des Vektors nicht der Amplitude, dem Scheitelwert der be-

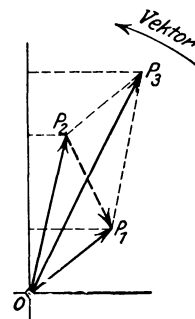


Fig. 2. Zusammensetzung zweier Vektoren.

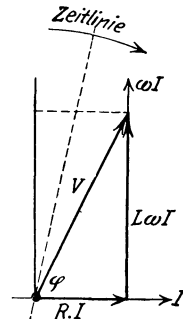


Fig. 3. Vektorielle Zusammensetzung der Spannung V aus deren Komponenten $R I$ und $L \omega I$.

treffenden Größe, sondern ihrem Effektivwert gleich gemacht; die Augenblickswerte findet man dann durch Multiplikation mit $\sqrt{2}$.

Als Beispiel für die Anwendung des Vektor-
diagramms sei das Verhalten der Spannung einer
Spule vom Widerstande R und von der Selbst-
induktivität L dargestellt. Die Spannung folgt
der Gleichung

$$v = iR + L \frac{di}{dt}.$$

Ist $i = I_m \sin \omega t$, so ist $\frac{di}{dt} = \omega I_m \sin(\omega t + 90^\circ)$.

In Fig. 3 entspricht der Vektor I dem Strome i ;
der Vektor ωI , dem Differentialquotienten $\frac{di}{dt}$,
der nach vorstehender Gleichung dem Strome i
um 90° voreilt. Die graphische Addition der Vek-
toren RI und $L\omega I$ liefert den Vektor V der Span-
nung v . Der Wert von V ergibt sich aus $\bar{V} =$
 $I \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$, die Phasenverschiebung φ zwischen
Strom und Spannung aus $\text{tg } \varphi = \frac{R}{\omega L}$; die Spannung
eilt dem Strome um den Winkel φ voraus.

Es ist darauf hinzuweisen, daß der Vektor als Symbol
einer Wechselstromgröße nur dann zulässig ist, wenn
ihre Kurvenform rein sinusförmig (einwellig ist); bei
mehrwelliger Kurvenform verliert die Darstellungsweise
ihre Berechtigung, da Schwingungen verschiedener
Frequenz (verschiedener Winkelgeschwindigkeit) auf-
treten. In der Elektrotechnik bilden geringere oder
größere Abweichungen von der reinen Sinusform die
Regel. Müssen sie berücksichtigt werden, so hilft man
sich dadurch, daß man an Stelle der mehrwelligen
Ströme und Spannungen die äquivalenten Sinusströme
und Sinusspannungen einführt, d. h. Ströme und
Spannungen von reiner Sinusform, deren Effektivwerte
die gleichen Beträge haben wie die mehrwelligen Ströme
und Spannungen.

In einem Diagramm, das den Zusammenhang
mehrerer Größen darstellt, hat die Änderung eines
Vektors der Größe oder Richtung nach die
Änderung sämtlicher mit ihm zusammenhängender
Vektoren zur Folge. Die gesetzmäßigen Beziehungen
zwischen den Vektoren ermöglichen es in vielen
Fällen, einen geometrischen Ort anzugeben, der
diese Änderungen kennzeichnet. So entstehen
die sogenannten Ortsdiagramme, aus denen
ohne weiteres die Größe und Richtung aller zu-
sammenhängenden Vektoren abgelesen werden
kann, wenn einer oder mehrere von ihnen seine
Größe oder Richtung ändert. Wird in dem in
Fig. 3 dargestellten Beispiel die Spannung V
konstant gehalten, so ist der Halbkreis über V
der geometrische Ort, der die gegenseitige Lage
der beiden Spannungskomponenten RI und $L\omega I$
bestimmt.

R. Schmidt.

Näheres s. Handb. d. Physik Bd. XV, Berlin 1927.

Vektorfeld s. Vektorrechnung.

Vektorprodukt s. Vektorrechnung.

Vektorrechnung. Geometrische und physikalische
Größen, die durch Angabe einer einzigen (reellen)
Zahl vollständig bestimmt sind, heißen *skalare*
Größen oder kurz *Skalare*. Beispiele skalarer
Größen sind die Länge einer Strecke, die Größe
einer Kraft, die von einer Kraft geleistete Arbeit,
die Temperatur an einer bestimmten Stelle des
Raumes usw. Im Gegensatz zu den Skalaren sind
Vektoren solche Größen, denen außer dem Betrag
noch eine Richtung und ein Richtungssinn
(Pfeil) zukommt. Beispiele von Vektoren sind
gerichtete Strecken (durch relative Lage, Abstand
und Reihenfolge zweier Punkte gegeben), Kraft,
Geschwindigkeit, Beschleunigung, Moment einer
Kraft bezüglich eines Punktes usw. Insbesondere

unter *Ortsvektor* oder *Radiusvektor* eines
Punktes P versteht man die gerichtete Strecke \overline{OP}
von einem bestimmten Bezugspunkt O zu dem
Punkte P . Man kann jeden Vektor durch eine
gerichtete Strecke darstellen, deren Länge gleich
dem (in einem bestimmten, aber an sich beliebigen
Maßstabe gemessenen) Betrage des Vektors ist und
deren Richtung und Richtungssinn mit denen des
Vektors übereinstimmt. Zwei Vektoren sind dem-
nach gleich, wenn sie gleichen Betrag, gleiche
Richtung und gleichen Richtungssinn haben,
wenn also die beiden Vektoren durch Parallelver-
schiebung zur Deckung gebracht werden können.
Stimmen zwei Vektoren in Betrag und Richtung
überein, haben sie aber entgegengesetzten Richtungs-
sinn, so sind die beiden Vektoren entgegengesetzt
gleich. Auf die Lage der Vektoren im Raum kommt
es dabei nicht an. Aus der Definition des Vektor-
begriffs ergibt sich, daß die Vektoren unabhängig
von einem speziellen Koordinatensystem sind; für
ihren Vergleich braucht man nur einen starren
Bezugskörper. Die Rechnung mit gerichteten
Größen, die sog. *Vektorrechnung*, ist ganz
besonders anschaulich. Sie hat den Vorzug, daß
kein bestimmtes Koordinatensystem zugrunde
gelegt werden muß, während andererseits der Über-
gang zu den auf jedes beliebige Koordinatensystem
bezüglichen skalaren Komponentengleichungen
jederzeit und auf einfachste Weise möglich ist.

In der Physik werden Vektoren meist durch
deutsche (Fraktur) Buchstaben (z. B. \mathfrak{a}) bezeichnet.
Sodann versteht man unter dem entsprechenden
lateinischen Buchstaben a den Betrag des be-
treffenden Vektors: $|\mathfrak{a}| = a$. Vektoren werden
jedoch häufig (vor allem in der Mechanik) auch durch
übersetzte Striche bezeichnet. Beispiel: $\vec{a} \equiv \mathfrak{a}$,
 $|\vec{a}| = a$. Wegen weiterer Bezeichnungsweisen sei
auf die Literatur über Vektorrechnung verwiesen.

Eine gerichtete Strecke läßt sich als $\vec{a} = \overline{P_1 P_2} = \mathfrak{a}$
darstellen, wenn a der Abstand der beiden Punkte
 P_1 und P_2 ist, die Richtung des Vektors \mathfrak{a} mit jener
der Geraden durch P_1 und P_2 zusammenfällt und
der Richtungssinn des Vektors \mathfrak{a} durch die Reihen-
folge P_1, P_2 gegeben ist ($P_1 =$ Anfangspunkt,
 $P_2 =$ Endpunkt des Vektors $\mathfrak{a} = \overline{P_1 P_2}$).

Unter Summe $\mathfrak{C} = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}$ zweier Vektoren \mathfrak{A}
und \mathfrak{B} versteht man jenen Vektor, der entsteht,
wenn man \mathfrak{A} und \mathfrak{B} so an-
einanderreicht, daß der Anfangs-
punkt von \mathfrak{B} auf den Endpunkt
von \mathfrak{A} fällt, und dann den An-
fangspunkt von \mathfrak{A} mit dem End-
punkt von \mathfrak{B} verbindet (Fig. 1),
d. h. \mathfrak{C} ist die sog. geometrische
Summe der beiden Strecken \mathfrak{A}
und \mathfrak{B} . Ein Vektor \mathfrak{B} wird
subtrahiert, indem man einen gleichen Vektor von
entgegengesetztem Richtungssinn ($-\mathfrak{B}$) addiert:
 $\mathfrak{D} = \mathfrak{A} - \mathfrak{B} = \mathfrak{A} + (-\mathfrak{B})$. Vergl. Fig. 2. \mathfrak{D} heißt
Differenz der Vektoren \mathfrak{A} und \mathfrak{B} . Die Vektor-
addition entspricht genau dem „Kräfteparallelo-
gramm“. Für die Addition von Vektoren gelten die
folgenden Gesetze:

$$\begin{aligned} \mathfrak{A} + \mathfrak{B} &= \mathfrak{B} + \mathfrak{A} \text{ (kommutatives Gesetz)} \\ \mathfrak{A} + \mathfrak{B} \pm \mathfrak{C} + \dots &= (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}) \pm \mathfrak{C} + \dots \\ &= \mathfrak{A} + (\mathfrak{B} \pm \mathfrak{C}) + \dots = \mathfrak{B} + (\mathfrak{A} \pm \mathfrak{C}) + \dots \end{aligned}$$

(assoziatives Gesetz).

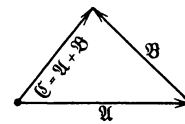


Fig. 1. Summe
zweier Vektoren.

Der Vektor $\mathfrak{A} - \mathfrak{A} = 0$ hat den Betrag Null, seine Richtung ist unbestimmt.

Multiplikation mit einem Skalar λ : $\mathfrak{B} = \lambda \mathfrak{A}$ ist ein Vektor, dessen Richtung mit der von \mathfrak{A} übereinstimmt. Sein Betrag ist $B = |\lambda|A$, d. h. des λ -fache des Betrags von \mathfrak{A} . Der Richtungssinn

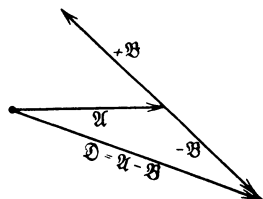


Fig. 2. Differenz zweier Vektoren.

von \mathfrak{B} ist gleich oder entgegengesetzt dem von \mathfrak{A} , je nach dem $\lambda \geq 0$ ist. Für die Multiplikation mit einem Skalar gilt das distributive Gesetz:

$$\lambda(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \pm \mathfrak{C} + \dots) = \lambda \mathfrak{A} + \lambda \mathfrak{B} \pm \lambda \mathfrak{C} + \dots$$

Wählt man $\lambda = \frac{1}{a}$, d. h. gleich dem reziproken

Betrage des Vektors a , so ist $\frac{1}{a} \mathfrak{a}$ ein sog. *Einheitsvektor*, dessen Betrag $|\frac{1}{a} \mathfrak{a}| = \frac{1}{a} a = 1$ ist und der die Richtung und den Richtungssinn von \mathfrak{a} besitzt. Wir bezeichnen im folgenden Einheitsvektoren mit dem Symbol e_a , worin $|e_a| = 1$ ist und der Index a auf die Richtung des Einheitsvektors $e_a = \frac{\mathfrak{a}}{a}$ hinweisen soll. So sind z. B. die

Achsrichtungen eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) durch die drei orthogonalen Einheitsvektoren e_x, e_y, e_z bestimmt. In der Literatur findet man anstatt $e_x \dots$ u. a. auch die Bezeichnungen i, j, l und $\bar{e}_x, \bar{e}_y, \bar{e}_z$ für ein orthogonales Tripel von Einheitsvektoren.

Im dreidimensionalen Raum kann man jeden Vektor \mathfrak{a} durch Angabe von drei Bestimmungszahlen, z. B. durch die orthogonalen Projektionen a_x, a_y, a_z auf die Achsen eines rechtwinkligen und rechtshändigen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) festlegen. Der aus den *Komponenten* a_x, a_y, a_z konstruierte Vektor

$$\mathfrak{a} = a_x e_x + a_y e_y + a_z e_z$$

ist natürlich von der Wahl des Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) unabhängig. Sind x, y, z die Koordinaten eines Punktes P, so ist der Ortsvektor $\mathfrak{r} = \overline{OP}$ des Punktes bezüglich des Nullpunktes O entsprechend durch

$$\mathfrak{r} = x e_x + y e_y + z e_z$$

gegeben.

Arbeitsprodukt $\mathfrak{A} \mathfrak{B}$, *skalares Produkt*, auch *inneres Produkt* der beiden Vektoren \mathfrak{A} und \mathfrak{B} heißt der Skalar $\mathfrak{A} \mathfrak{B} = AB \cos(\mathfrak{A}/\mathfrak{B})$, der gleich dem Produkte aus dem Betrage A des Vektors \mathfrak{A} und der Projektion $B \cos(\mathfrak{A}/\mathfrak{B})$ des Vektors \mathfrak{B} auf die Richtung von \mathfrak{A} ist. Für das Arbeitsprodukt gilt das kommutative Gesetz $\mathfrak{B} \mathfrak{A} = + \mathfrak{A} \mathfrak{B}$, sowie das distributive Gesetz

$$(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} + \dots) \mathfrak{C} = \mathfrak{A} \mathfrak{C} + \mathfrak{B} \mathfrak{C} + \dots$$

Sind $a_x \dots, b_x \dots$ die Komponenten zweier Vektoren \mathfrak{a} und \mathfrak{b} bezüglich eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes mit den Achsrichtungen e_x, e_y, e_z , so ist wegen $e_x e_y = e_y e_z = e_z e_x = 0$, $a \mathfrak{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$. Das Arbeitsprodukt

eines Vektors in sich selbst ist gleich dem Quadrate seines Betrages $\mathfrak{a} \mathfrak{a} = a^2$; insbesondere für Einheitsvektoren e_a ist $e_a e_a = 1$. Stehen zwei Vektoren aufeinander normal, so verschwindet ihr Arbeitsprodukt; d. h. wenn $a \neq 0, b \neq 0$ ist, folgt aus $a \mathfrak{b} = 0$ für den Zwischenwinkel $\sphericalangle(\mathfrak{a}/\mathfrak{b}) = \frac{\pi}{2}$.

Momentprodukt $\mathfrak{C} = [\mathfrak{A} \mathfrak{B}] = \mathfrak{A} \mathfrak{B} = \mathfrak{A} \mathfrak{B}$, *Vektorprodukt* oder *äußeres Produkt* zweier Vektoren \mathfrak{A} und \mathfrak{B} heißt ein Vektor \mathfrak{C} , dessen Betrag gleich dem Flächeninhalt des Parallelogrammes mit den Seiten \mathfrak{A} und \mathfrak{B} ist, d. h.

$$C = |[\mathfrak{A} \mathfrak{B}]| = AB \sin(\mathfrak{A}/\mathfrak{B}), \sphericalangle(\mathfrak{A}/\mathfrak{B}) \leq \pi,$$

und dessen Richtung normal zu der Ebene durch \mathfrak{A} und \mathfrak{B} ist. Der Richtungssinn von $\mathfrak{C} = [\mathfrak{A} \mathfrak{B}]$ wird willkürlich festgelegt und zwar meist so, daß $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \mathfrak{C}$ eine Rechtsschraube bilden (Korkzieherregel). Für das Momentprodukt gilt das antikommutative Gesetz $[\mathfrak{B} \mathfrak{A}] = -[\mathfrak{A} \mathfrak{B}]$ und das distributive Gesetz

$$[\mathfrak{A}(\mathfrak{B} + \mathfrak{C} + \dots)] = [\mathfrak{A} \mathfrak{B}] + [\mathfrak{A} \mathfrak{C}] + \dots$$

Das Momentprodukt verschwindet für zwei parallele Vektoren $[\mathfrak{A} \mathfrak{A}] = 0$. Für die orthogonalen Einheitsvektoren e_x, e_y, e_z gilt insbesondere $[e_i e_i] = 0$ und $[e_x e_y] = e_z, [e_y e_z] = e_x, [e_z e_x] = e_y$. Deshalb wird das Momentprodukt $[\mathfrak{A} \mathfrak{B}]$ durch die orthogonalen Komponenten von \mathfrak{A} und \mathfrak{B} ausgedrückt $[\mathfrak{A} \mathfrak{B}] = e_x (A_y B_z - A_z B_y) + e_y (A_z B_x - A_x B_z) + e_z (A_x B_y - A_y B_x)$.

Bemerkung: Für die beiden Produkte $\mathfrak{A} \mathfrak{B}$ und $[\mathfrak{A} \mathfrak{B}]$ findet man in der Literatur eine sehr große Anzahl von verschiedenen Bezeichnungen, weswegen auf die Lehrbücher der Vektorrechnung verwiesen sei.

Von den dreifachen Produkten ist der Skalar

$$\begin{aligned} \mathfrak{A} [\mathfrak{B} \mathfrak{C}] &= \mathfrak{B} [\mathfrak{C} \mathfrak{A}] = \mathfrak{C} [\mathfrak{A} \mathfrak{B}] \\ &= -\mathfrak{B} [\mathfrak{A} \mathfrak{C}] = -\mathfrak{C} [\mathfrak{B} \mathfrak{A}] = \begin{vmatrix} A_x & A_y & A_z \\ B_x & B_y & B_z \\ C_x & C_y & C_z \end{vmatrix} \end{aligned}$$

gleich dem Rauminhalt des Parallelepipeds mit den Kanten $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \mathfrak{C}$, während der Vektor $[\mathfrak{A} [\mathfrak{B} \mathfrak{C}]] = \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{A} \mathfrak{C} - \mathfrak{C} \cdot \mathfrak{A} \mathfrak{B}$ in der den Vektoren \mathfrak{B} und \mathfrak{C} parallelen Ebene liegt.

Bemerkung. Nach dem oben Gesagten sind Vektoren nur von einem starren, ruhenden Bezugskörper abhängig, nicht dagegen von einem speziellen Koordinatensystem, sie sind also invariant gegenüber allen Transformationen, z. B. eines orthogonalen Bezugskreuzes, das zu ihrer analytischen Darstellung benutzt wird. Nach dem Verhalten der Darstellungsform der Vektoren gegenüber Spiegelung (Inversion) des Koordinatensystems, oder Übergang von einem Rechtssystem zu einem Linkssystem oder umgekehrt, unterscheidet man polare und achsiale Vektoren. *Polare Vektoren* heißen solche, deren Komponenten bei Spiegelung des Koordinatensystems das Vorzeichen wechseln, *achsiale Vektoren* solche, deren Zeichen ungeändert bleibt. Sind \mathfrak{a} und \mathfrak{b} polare Vektoren, z. B. Ortsvektoren, so ist der Vektor $[\mathfrak{a} \mathfrak{b}]$ ein achsialer Vektor. Eine analoge Unterscheidung wird hinsichtlich der Skalare durchgeführt. Sind $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \mathfrak{C}$ polare Vektoren, so heißt $[\mathfrak{A} \mathfrak{B} \mathfrak{C}]$ *Pseudoskalar*, da er bei Spiegelung des Koordinatensystems das Vorzeichen wechselt. Die Unterscheidung zwischen polaren und achsialen Vektoren ist jedoch (wenigstens bei physikalischen Rechnungen) im allgemeinen nicht notwendig.

Vektoranalysis heißt das Rechnen mit Vektoren, welche Funktionen von Vektoren oder von skalaren Größen sind, zum Unterschied von der Vektoralgebra oder Vektorrechnung im engeren Sinne, welche letztere mit konstanten Vektoren arbeitet. Sei $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(t, u, \dots)$ ein Vektor, der nach Größe und Richtung eine Funktion einer oder mehrerer skalarer unabhängiger Veränderlicher t ,

u . . ist. Die Ableitungen des Vektors \mathfrak{A} nach den skalaren Unabhängigen $t \dots$ sind definiert durch $\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left\{ \frac{\mathfrak{A}(t + \Delta t, u, \dots) - \mathfrak{A}(t, u, \dots)}{\Delta t} \right\}$, usw., d. h. in genau der gleichen Weise, wie in der Analysis skalarer Funktionen.

Ist $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(x, y, z) \equiv \mathfrak{A}(r)$ eine vektorielle Funktion des Ortsvektors $r = x e_x + y e_y + z e_z$ eines Punktes des Raumes, so heißt der Vektor $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(r)$ eine vektorielle Funktion des Aufpunktes r oder *vektorielle Ortsfunktion* und die Gesamtheit der allen Punkten r des Raumes zugeordneten Vektoren $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(r)$ *Vektorfeld*. Die Ableitung des Vektors $\mathfrak{A}(r)$ nach einer bestimmten Richtung \hat{s} des Raumes (z. B. $\hat{s} ds = e_x dx + e_y dy + e_z dz$, $\hat{s}^2 = 1$) ergibt sich zu

$$\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial s} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial x} \cdot \frac{dx}{ds} + \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial y} \cdot \frac{dy}{ds} + \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{ds}.$$

Diese sog. Richtungsableitung $\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial s}$ des Feldvektors $\mathfrak{A}(r)$ nach der Richtung \hat{s} ist somit eine lineare Funktion der drei Vektoren $\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial x}, \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial y}, \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial z}$ und der drei Richtungskosinus $\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds}$, d. h. ein Affinor (s. d.), nämlich

$$\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial s} = \hat{s} \nabla \cdot \mathfrak{A}.$$

Entsprechend dem Arbeitsprodukt und Momentprodukt der Vektorrechnung definiert die Vektoranalysis die zwei folgenden räumlichen Ableitungen einer vektoriellen Ortsfunktion $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(r)$:

$$\nabla \mathfrak{A} = \lim_{V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint d\mathfrak{f} \mathfrak{A} \right\},$$

$$[\nabla \mathfrak{A}] = \lim_{V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint [d\mathfrak{f} \mathfrak{A}] \right\}.$$

Darin ist V das von einer geschlossenen Fläche (Hülle) mit den Oberflächenelementen $d\mathfrak{f}$ umschlossene Volumen, die Integrale sind über die ganze Oberfläche zu erstrecken (Hüllenintegrale), das Volumen V konvergiert gegen den (innerhalb V liegenden) Punkt r , für den die räumliche Ableitung zu bilden ist. Ist \mathfrak{A} und $\nabla \mathfrak{A}$, bzw. $[\nabla \mathfrak{A}]$ stetig, so sind die beiden räumlichen Ableitungen $\nabla \mathfrak{A}$ bzw. $[\nabla \mathfrak{A}]$ von der Gestalt der Hülle unabhängig. $\nabla \mathfrak{A}$ ist ein Skalar, den man die *Divergenz* des Feldes $\mathfrak{A} = \mathfrak{A}(r)$ nennt, der Vektor $[\nabla \mathfrak{A}]$ heißt *Rotor* von \mathfrak{A} . Für das oben zugrundegelegte rechtwinklige Koordinatensystem (O, x, y, z) gilt

$$\begin{aligned} \nabla \mathfrak{A} &= \text{div } \mathfrak{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \text{ und} \\ [\nabla \mathfrak{A}] &= \text{rot } \mathfrak{A} = e_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \\ &+ e_y \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + e_z \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \text{ oder} \\ \text{schematisch } [\nabla \mathfrak{A}] &= \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}. \end{aligned}$$

$\nabla \mathfrak{A}$ und $[\nabla \mathfrak{A}]$ sind natürlich unabhängig von dem speziellen Koordinatensystem (O, x, y, z) , das man zu ihrer analytischen Darstellung benutzt. Für den Fall, daß der Feldvektor $\mathfrak{A}(r)$ z. B. gleich dem

Geschwindigkeitsvektor der Teilchen eines Kontinuums ist, haben $\nabla \mathfrak{A}$ und $[\nabla \mathfrak{A}]$ eine einfache physikalische Bedeutung. Sodann ist die Divergenz $\nabla \mathfrak{A}$ gleich der Ergiebigkeit der an der betreffenden Stelle r vorhandenen Quellen (bzw. Senken) und der Rotor $[\nabla \mathfrak{A}]$ ist gleich dem doppelten Vektor der Drehgeschwindigkeit des Volumelements, das sich im betreffenden Augenblick an der Stelle r befindet.

Bedeutet $\varphi = \varphi(x, y, z) = \varphi(r)$ eine eindeutige skalare Ortsfunktion, so ist die Ableitung von φ in der Richtung \hat{s} (Richtungsableitung) definiert durch

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \left\{ \frac{\varphi(r + \hat{s} \Delta s) - \varphi(r)}{\Delta s} \right\}.$$

Die räumliche Ableitung ist entsprechend der von vektoriellen Ortsfunktionen durch

$$\nabla \varphi = \lim_{V \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{V} \oint d\mathfrak{f} \varphi \right\}$$

gegeben. Sind φ und $\nabla \varphi$ stetig, so ist der Vektor $\nabla \varphi \equiv \text{grad } \varphi$ unabhängig von der Gestalt der Hülle. Der Gradient $\nabla \varphi$ ist gleich dem „Gefälle“ der Ortsfunktion φ . Zwischen der Richtungsableitung $\frac{\partial \varphi}{\partial s}$ ($\hat{s}^2 = 1$) und der räumlichen Ableitung $\nabla \varphi$ besteht die Beziehung

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \hat{s} (\nabla \varphi).$$

Bezüglich des Koordinatensystems (O, x, y, z) gilt

$$\nabla \varphi = e_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + e_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + e_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Der Vektor $\nabla \varphi$ ist invariant gegenüber allen Transformationen des Koordinatensystems.

Der von Hamilton eingeführte Operator ∇ , symbolisch

$$\nabla = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y} + e_z \frac{\partial}{\partial z},$$

wird bei der Rechnung formal wie ein Vektor behandelt. Nach Jung kann man den Operator ∇ benutzen, um die räumliche Ableitung von beliebig zusammengesetzten Ausdrücken zu definieren. Vgl. z. B. Spielrein, Vektorrechnung S. 131.

Alle hier angegebenen Operationen sind sinngemäß auf die zweiten und höheren Ableitungen zu übertragen. Siehe auch Affinorrechnung.

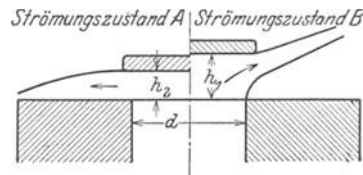
F. Schleicher.

Näheres s. die Lehrbücher der Vektorrechnung, z. B. Spielrein, Vektorrechnung, 2. Aufl. Stuttgart 1926. Über die Erweiterungen der Begriffe für n -dimensionale und nichteuklidische Räume s. z. B. H. Weyl, Raum, Zeit, Materie. Berlin 1923.

Vena contracta s. Strahl und Ausfluß.

Ventilator s. Turbine; Flügelgitter.

Ventile dienen zum zeitweiligen Drosseln und Abschließen von Leitungsorganen, die von Flüssigkeiten oder Gasen durchströmt werden. Bei den



Ausfluß aus einem Ventil.

üblichen Ausführungen legt sich z. B. eine flache Scheibe (Tellerventil), ein konischer oder kegelförmiger

Körper (Kegelventil) oder eine Kugel (Kugelventil) gegen die zugehörige Sitzebene. — Vom hydrodynamischen Standpunkt aus sind Teller-ventile genauer untersucht. Es wurden zwei Strömungszustände beobachtet, die die Figur zeigt. Geht man von kleinen zu größeren Werten von h , so springt bei bestimmtem h der Strömungszustand von A in B um; der Rücksprung tritt bei etwas kleinerem h ein. Mit der Strömungsform ändert sich auch der Druckunterschied zwischen den beiden Seiten der Sitzebene (s. E. Schrenk, Forsch.-Heft VDI 272). Druckverlustbeiwerte beim Durchfluß durch Ventile und andere Absperrorgane s. Handbücher d. Hydraulik, sowie Hütte I.

Eisner. — O. Schrenk

Ventile, elektrische. Apparate, die auf physikalischem Wege Wechselstrom in Gleichstrom verwandeln s. Elektrische Ventile und Gleichrichter.

Güntherschulze.

Näheres s. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile. Julius Springer, Berlin 1929.

Ventilmanometer. Ein von Kundt konstruiertes, mit einem Ventil versehenes Manometer (z. B. Wassermanometer), das bei Druckschwankungen je nach der Stellung des Ventils nur die Druckzunahme oder nur die Druckabnahme anzeigt.

In seiner einfachsten Form besteht das Ventil aus einer auf das eine Ende eines Rohres gekitteten Metallplatte, in der sich ein schmaler Spalt befindet. Über diesen ist eine Membran (z. B. Kautschuk) gespannt, die an den beiden Enden auf die Platte aufgeklebt ist. Das andere Ende des Rohres steht mit dem einen Schenkel des Wassermanometers in Verbindung. Die Ventilplatte befindet sich in dem Schwügnungsknoten einer tönenden Pfeife. Ist dann die Membran auf der der Pfeife zugewandten Seite der Metallplatte befestigt, so öffnet sie den Spalt nur während der Druckverminderungen im Knoten, ist sie auf der anderen Seite befestigt, so öffnet sie ihn bei Druckerhöhungen.

Namentlich Dvořák hat auf Fehlerquellen aufmerksam gemacht, durch die die Anzeigen des Manometers stark gefälscht werden können.

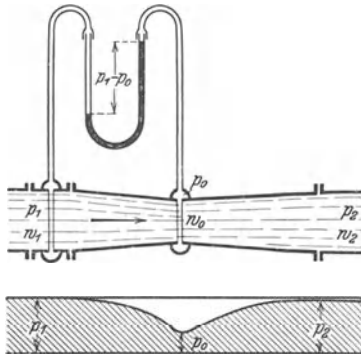
Das Ventilmanometer ist zu Messungen der Schallintensität benutzt worden.

E. Waetzmann.

Ventilröhren s. Elektrische Ventile; Gleichrichter.

Venturidüse. (Allgemeine Bemerkungen vgl. Düse.)

Venturidüse nennt man eine aus zwei gegenübergesetzten trichterförmigen Stücken ge-



Strömungs- und Druckverlauf bei einer Venturidüse.

bildete Verengung in einem Rohr. Mit ihrer Hilfe kann man aus dem in der Verengung eintretenden Druckabfall die Geschwindigkeit der durchströmenden Flüssigkeit und damit deren Menge bestimmen.

Ist $p_1 - p_0$ der beobachtete Druckabfall, w_0 die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt der Düse (vgl. Fig. 1), ρ das Raumgewicht der strömenden Flüssigkeit, m das Öffnungsverhältnis = $\frac{\text{engster Düsenquerschnitt}}{\text{Rohrquerschnitt}}$, so gilt die Gleichung

$$(1) \quad w_0 = \alpha \cdot \sqrt{\frac{m^2}{1 - m^2}} \cdot \sqrt{\frac{2g(p_1 - p_0)}{\rho}}$$

Die „Durchflußzahl“ α berücksichtigt die Reibungsverluste in der Düse. Bei nicht zu großen Anforderungen an die Meßgenauigkeit kann sie jedoch gleich 1 gesetzt werden, sonst muß sie empirisch bestimmt werden.

Gegenüber anderen Düsenmeßgeräten besitzt die Venturidüse den Vorteil, daß sie nur einen geringen Druckverlust verursacht. In der konischen Erweiterung wird der zur Beschleunigung der Flüssigkeit gebrauchte Druck bis auf 15–20% wieder zurückgewonnen. Ein gewisser Nachteil liegt jedoch in ihrer großen Baulänge.

Unter dem Namen Multiplikator hat Rateau eine Kombination mehrerer, ineinander angeordneter Venturidüsen angegeben. Das erweiterte Ende einer inneren Düse liegt immer im engsten Querschnitt der äußeren, so daß sich die Druckeffekte gegenseitig verstärken. Bei dieser Anordnung kann der in der innersten Düse entstehende Druckabfall schon mit einem gewöhnlichen Manometer gemessen werden.

S. Erk.

Venturimeter, Venturirohr s. Venturidüse.

Ventzkesche Skale s. Saccharimetrie.

Venus s. Planeten.

Veränderliche Sterne sind solche, deren Helligkeit keinen konstanten Wert hat, sondern sich mit der Zeit verändert, im allgemeinen zwischen einem größten und einem kleinsten Werte in festen Intervallen auf und ab schwankt. Wird in einem Diagramm zu der Zeit (in Tagen) als Abszisse die Helligkeit (in Größenklassen) als Ordinate eingezeichnet, so heißt der durch die Beobachtungswerte bestimmte Kurvenzug die Lichtkurve des Sterns, das Zeitintervall zwischen gleichen Phasen (von Maximum zu Maximum oder von Minimum zu Minimum) die Periode des Lichtwechsels. Die Amplitude des Lichtwechsels ist bei den weitaus meisten Veränderlichen kleiner oder wenig größer als 1 Größenklasse (einem Unterschied von 1 Größenklasse entspricht ein Intensitätsverhältnis 2,5:1), doch kommen auch größere Amplituden (bis zu 9 Größenklassen) vor. Das Studium von Schwankungen unter $0^m,1$ fällt der lichtelektrischen Zelle zu, für die größeren Amplituden finden alle Methoden der visuellen und photographischen Photometrie Anwendung (s. Photometrie der Gestirne).

Die kürzeste bisher beobachtete Periode beträgt 3 Stunden 14 Minuten, die längste mehr als 800 Tage. Zwischen diesen Grenzen verteilen sich jedoch die Periodenlängen nicht gleichmäßig, sondern häufen sich an zwei Stellen. Etwa 50% aller Veränderlichen (die Veränderlichen in Sternhaufen sind hierbei nicht mitgezählt) haben Perioden zwischen 200d und 400d, weitere 25% Perioden unter 10d.

Die Zahl der Sterne, die mit Sicherheit als veränderlich erkannt sind, ist auf mehr als 4000 angewachsen (ohne die Veränderlichen in Sternhaufen). Von verschiedenen Gesichtspunkten her ist ver-

sucht worden, sie in Klassen einzuteilen, z. B. nach der Länge der Periode oder nach der Form und den Besonderheiten der Lichtkurve. Ein durchgreifendes Prinzip ist aber bisher nicht gefunden worden und wird sich erst ergeben, wenn die physikalische Ursache des Lichtwechsels für eine größere Zahl von Veränderlichen bekannt geworden ist.

Eine vollkommene Einsicht in die dem Lichtwechsel zugrunde liegenden Vorgänge besteht nur bei der Klasse der Bedeckungsveränderlichen (s. d.), bei denen sich alle Erscheinungen aus dem Umlauf zweier Sterne um ihren Schwerpunkt erklären lassen.

Die Möglichkeit, enge Doppelsterne anzunehmen, ist auch bei den δ Cephei- und verwandten Sternen vorhanden, da auch bei ihnen periodisch veränderliche Linienverschiebungen im Spektrum auftreten. Die 0-Werte der Radialgeschwindigkeit fallen jedoch nicht auf die Extremwerte des Lichtwechsels, so daß auch bei der Annahme eines Doppelsternsystems nicht an Bedeckungen, sondern an eine auf den Sternkörpern selbst wirkende Ursache gedacht werden muß. Da neuerdings auch bei anderen Veränderlichen Linienverschiebungen beobachtet worden sind, die kaum auf eine Bahnbewegung zurückgeführt werden können, so kann man auch bei den δ Cephei-Veränderlichen einfache Sterne annehmen und ihnen periodische, mit Temperaturänderungen verknüpfte Volumenschwankungen (Pulsationen) zuschreiben. Eine Entscheidung ist bis heute nicht möglich. Das Charakteristische der Lichtkurven dieser Blinksterne ist ein steiler Anstieg und ein langsamere Abfall. Der Umfang des Lichtwechsels beträgt selten mehr als eine Größenklasse, die bisher bekannten Perioden liegen zwischen 3h 14^m und 1—2 Monaten, häufen sich aber auffällig um die Werte 5d,5 (δ Cepheisterne) und 0d,5 (RR Lyraesterne). Von der Art der kurzperiodischen RR Lyraesterne sind die in einigen Sternhaufen (besonders den kugelförmigen) massenhaft vorkommenden Cluster-Veränderlichen, von denen mehrere tausend bekannt sind. Zwischen der Länge der Periode und der absoluten Helligkeit (Leuchtkraft) hat sich bei den Blinksternen eine klare Beziehung ergeben, derart, daß durch die beobachtete Länge der Periode die absolute Helligkeit eindeutig gegeben ist; aus dieser und der scheinbaren Helligkeit ergibt sich die Entfernung des Sterns. Auf diesem Wege ist es gelungen, die hoffnungslos beengenden Leistungsgrenzen der Winkelmeßinstrumente zu durchbrechen und in beliebig großen Entfernungen mit derselben Genauigkeit zu messen wie in unserer Nachbarschaft. Die Grenze der uns sichtbaren Sternenwelt ist dadurch bis zu Entfernungen von Millionen von Lichtjahren hinausgerückt worden (1 Lichtjahr = 10^{13} km).

Von den Perioden der δ Cepheigruppe führt eine Klasse von Veränderlichen mit einer Periodenhäufung um 70^d hinüber zu den Sternen des *Miratypus* (Muster: Mira Ceti, der Stern α Ceti), deren Perioden zwischen 200^d und 400^d liegen. Die Amplitude der Lichtschwankung beträgt durchschnittlich 4^m, steigt aber in einzelnen Fällen auf 9^m an (dem entspricht ein Intensitätsverhältnis 4000:1). Sowohl die Perioden wie die Lichtkurven zeigen Unregelmäßigkeiten und periodische Veränderungen. Die Mirasterne sind durchweg gelbe oder gelbrote Sterne niedriger Oberflächentemperatur, sie zeigen im Spektrum helle Wasserstofflinien (Typus Md). Umgekehrt sind alle Md-Sterne veränderlich,

fast immer im Miratypus. Als Ursache des Lichtwechsels kommt eine periodische Schwankung der Gesamtstrahlung oder die Rotation eines Himmelskörpers mit verschiedenen hellen Oberflächengebieten in Betracht.

Um einen physikalisch wahrscheinlich verwandten, aber einmaligen und besonders intensiven Vorgang handelt es sich bei den sog. *neuen Sternen*, die infolge der ausgedehnten Überwachung des Himmels in den letzten Jahrzehnten unerwartet oft gefunden werden. Es handelt sich um Sterne, die, solange Beobachtungen über sie vorliegen, eine konstante Helligkeit hatten oder unsichtbar waren. Ihr Licht wächst plötzlich in wenigen Tagen um mehrere Größenklassen an und nimmt langsam im Verlauf von Jahren wieder ab, bis schließlich wieder ein Ruhewert erreicht wird. Die hellsten der neuen Sterne haben in ihrem Maximum die Helligkeit der hellsten Fixsterne erreicht und übertroffen. Mit der Helligkeitsänderung sind fortlaufende und sprunghafte Änderungen des Spektrums verbunden. Das kontinuierliche Spektrum erreicht mit dem Lichtmaximum seine größte Intensität und nimmt dann rasch ab. Mehrere Systeme von hellen und dunklen Linien sind gleichzeitig vorhanden; den Differenzen ihrer Wellenlängen entsprechen Unterschiede der Radialgeschwindigkeiten von mehreren hundert Kilometern, die größten gemessenen Linienverschiebungen verlangen zu ihrer Erklärung eine Geschwindigkeit ihrer Quelle von 3000 km/sec. Nach einer Periode mit kurzen Helligkeitsschwankungen tritt das kontinuierliche Spektrum ganz zurück; statt dessen stellen sich die typischen Gasnebeln ein. Die Nova hat in diesem Stadium nicht mehr das punktförmige Aussehen eines normalen Fixsterns, sondern erscheint wie ein planetarischer Nebel als verwaschene Scheibe von meßbarer Ausdehnung (bei der Nova Aquilae 1918 4'' Durchmesser). Die weitere Entwicklung, die bisher nicht oft genug verfolgt werden konnte, scheint zum Spektraltypus O und weiter vielleicht nach B zu führen (s. Neue Sterne).

Von den angeführten Erklärungsversuchen bis zu einer physikalischen Theorie der veränderlichen Sterne (mit Ausnahme der Verfinsterungsveränderlichen) ist der Weg noch weit. Außer den skizzierten groben Zügen ist eine Menge von Einzelheiten zu deuten. Andererseits bieten die Veränderlichen zugleich den Angriffspunkt für wesentliche Probleme der Fixsternphysik. W. Kruse.

Näheres s. Graff, Astrophysik.

Verant s. Guckkasten.

Verbesserte Breite s. Breite.

Verbindung. Ein Stoff, dessen Molekeln (s. d.) aus verschiedenen Atomarten zusammengesetzt sind (s. auch Adsorptionsverbindung). Schwab.

Verbindungsgewicht s. Äquivalentgewicht.

Verbindungswärme tritt auf, wenn Wasserchemisch gebunden, also Bestandteil eines festen Körpers wird. Es verliert dabei seine latente Wärme, wodurch eine Temperatursteigerung hervorgerufen wird. v. Staal.

Verbrennung. Wird ein entzündliches Gasgemisch örtlich erhitzt, so beginnt bei einer gewissen relativ niedrigen Temperatur, der sog. Entzündungstemperatur, eine selbsttätige weitere Temperatursteigerung, indem durch die zu rascherer Auslösung kommende Reaktionswärme nunmehr die Wärmeverluste an die Umgebung selbsttätig

gedeckt werden. Die Temperatur steigt dann rasch weiter von dieser Entzündungstemperatur zur höheren Verbrennungstemperatur. Nach den Untersuchungen von Le Chatelier und Mallard hat man bezüglich des Verbrennens eines entzündlichen Gasgemisches zwei Arten zu unterscheiden, die sich durch die Form unterscheiden, in der sich die Temperatursteigerung auf die Nachbarschichten fortpflanzt, nämlich a) die langsame Verbrennung und b) die explosive Verbrennung. Die in den Flammen, an Brennern, Gebläsen sich abspielende erste, langsame Verbrennungsart ist dadurch charakterisiert, daß, wenn durch äußere Erwärmung, z. B. einen Funken, eine Stelle zur Entflammung gebracht wird, die hohe Verbrennungstemperatur dieser Schicht sich durch Wärmeleitung an die noch nicht entflammten Nachbarschichten verbreitet und diese dadurch ebenfalls auf die Entzündungstemperatur bringt. Die Geschwindigkeit, mit der die Entflammung sich von Schicht zu Schicht fortpflanzt, ist also hier in erster Linie durch die Größe der Wärmeleitung bestimmt, daneben durch die Reaktionsgeschwindigkeit bzw. deren Änderung mit der Temperatur. Das Wesen der zweiten Art, der explosiven Verbrennung beruht nach einer von Nernst gegebenen Zusammenfassung der bisherigen Forschungen auf der Erscheinung, „daß ein explosives Gasgemisch durch starken Druck oder, richtiger gesagt, durch die dadurch bedingte Temperatursteigerung zur Entflammung gebracht werden kann“. Eine solche außerordentlich schnell fortschreitende Verdichtungswelle kann sowohl durch einen äußeren Anstoß eingeleitet werden, wie sich auch als Folge einer immer mehr sich steigernden Umsetzungsgeschwindigkeit ausbilden. Durch die mit der Drucksteigerung verbundene erhöhte Konzentration der mit einander reagierenden Substanzen wird ferner nach dem Gesetz der chemischen Massenwirkung die Geschwindigkeit der Umsetzung und der durch sie ausgelösten Erwärmung ebenfalls gesteigert. Die mannigfachen bei Fortpflanzung der Verbrennung in Explosionsröhren beobachteten Erscheinungen (Explosionswellen) lassen sich nach Nernst sehr einfach und anschaulich als hydrodynamische Vorgänge deuten. Eigenartige Verhältnisse zeigen sich bei der Gasverbrennung von stark verdichtetem Kohlenoxyd in Sauerstoff mit Stickstoffzusatz, insofern der Stickstoff hierbei nicht indifferent bleibt, sondern erheblich mehr Energie als andere zweiatomige Gase vorübergehend aufnimmt. Bezüglich der Verbrennung fester Körper vgl. Kohlenverbrennung und Aluminothermie. *Carl Müller.*

Verbrennungsanalyse s. Elementaranalyse.

Verbrennungskalorimeter s. Kalorimetrische Bombe.

Verbrennungskraftmaschinen. I. *Begriff:* Verbrennungsmaschinen (Brennkraftmaschinen) sind Wärmekraftmaschinen. Die zur Durchführung des Arbeitsprozesses nötige Wärme wird ihnen chemisch gebunden zugeführt; sie wird erst durch einen Verbrennungsvorgang frei, der sich in einem zum Kraftzylinder der Maschine selbst gehörigen oder mit ihm unmittelbar verbundenen Raum abspielt; daher auch „Maschinen mit innerer Verbrennung“, im Gegensatz zu den Dampfkraftmaschinen, die „Maschinen mit äußerer Verbrennung“ genannt werden können. In der Regel wird durch eine Verbrennung immer nur soviel Wärme freigemacht,

als für ein Arbeitsspiel erforderlich ist, so daß die Verbrennung mit Unterbrechungen vor sich geht. Ununterbrochene Verbrennung ist nur selten versucht worden, bisher ohne praktisches Ergebnis. Die Zündung könnte bei atmosphärischem Druck erfolgen; in der Regel wird jedoch das brennbare Gemisch oder die Verbrennungsluft auf möglichst hohen Druck gebracht, bevor man die Zündung einleitet. Der Zweck ist: Erhöhung der Zündgeschwindigkeit und Steigerung der Endtemperatur der Verdichtung, beides zur Verbesserung der Wärmeausnützung. Eine Verbrennungsmaschine weist daher grundsätzlich folgende Arbeiterscheinungen auf: 1. Ladung bei atmosphärischem Druck, 2. Verdichtung, 3. Zündung, Verbrennung, Dehnung und Auspuff, 4. Ausschub der Abgase.

Je nach der Geschwindigkeit, mit der die chemische Energie freigegeben wird, unterscheidet man zwei Grenzfälle: Plötzliche Verbrennung der verdichteten Ladung ohne Raumzunahme aber mit Drucksteigerung, und allmähliche Verbrennung unter Beibehaltung des Verdichtungsdruckes, oder Gleichraummaschinen und Gleichdruckmaschinen. Da der höchste vorkommende Druck maßgebend ist für die Stärke der Maschinenteile, so wird bei niedriger Verdichtung das Gleichraumverfahren, bei hoher Verdichtung das Gleichdruckverfahren angewendet. Diese scharfe Abgrenzung verschwindet aber in der neueren Praxis mehr und mehr; es bildet sich ein allen Arten von Verbrennungsmaschinen gemeinsamer Verbrennungsvorgang heraus, bei dem Druckzunahme und Volumvergrößerung gleichzeitig stattfinden. Maschinen, die mit Drucksteigerung während der Verbrennung arbeiten, nennt man dann Verpuffungs- oder Explosionsmaschinen; solche ohne Drucksteigerung Gleichdruckmaschinen.

Vergleicht man die Wärmeausnützung der beiden Grenzfälle, so läßt sich in großen Zügen folgendes sagen: Bei der Gleichraummaschine hängt der thermische Wirkungsgrad η_t nur vom Verdichtungs-

verhältnis $\varepsilon = V_1/V_2$ ab, da $\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}$ ist;

$\kappa = c_p/c_v$; bei der Gleichdruckmaschine dagegen außerdem noch vom Füllungsverhältnis $\varphi = V_3/V_2$,

so daß $\eta_t = 1 - \frac{\varphi^\kappa - 1}{\kappa \cdot \varepsilon^{\kappa-1} (\varphi - 1)}$ wird. Jene ist also

in ihrer Güte unabhängig von der Größe der Belastung, diese wird mit steigender Belastung schlechter. Bei gleichem Verdichtungsverhältnis ist der Wirkungsgrad der Gleichdruckmaschine stets niedriger, da der Ausdruck $\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{(\varphi^\kappa - 1)}{(\varphi - 1)}$ immer größer als 1 ist und mit steigendem φ wächst. Nur für $\varphi = 1$ (= Leerlauf der Gleichdruckmaschine) wird er gleich 1, die Wirkungsgrade werden dann einander gleich. Wenn trotzdem die Gleichdruckmaschine der Praxis als „Dieselmaschine“ einen höheren Wirkungsgrad aufweist als die Gas- oder Benzinmaschine, so kommt das nur daher, daß sie mit höherer Verdichtung arbeiten kann, weil sie nicht brennbares Gemisch, sondern nur reine Luft verdichtet.

II. *Brennstoff.* Der Brennstoff kann fest, flüssig, dampf- oder gasförmig sein. Kraftmaschinen mit festen Brennstoffen (Schießpulver, Kohlenstaub) standen bereits am Anfang der geschicht-

lichen Entwicklung der Dampfmaschine, der Gasmaschine und der Ölmaschine. Bis in die neueste Zeit kamen sie nicht über die unterste Stufe des Versuches hinaus. Es scheint aber, daß jetzt in kurzem der Dieselmotor mit Kohlenstauffeuerung marktfähig sein wird, womit ein gewaltiger Fortschritt in der Verwendbarkeit leicht beschaffbarer Brennstoffe gemacht wäre. Zu den Verbrennungsmaschinen mit festen Brennstoffen gehören in weiterer Sinn auch die Geschütze und sonstigen Feuerwaffen.

Mit flüssigem Brennstoff werden die Ölmaschinen betrieben. Man unterscheidet Schweröle und Leichtöle. Schwerölmaschinen, zu denen vor allem die Dieselmotoren gehören, verbrennen das Öl in flüssigem Aggregatzustand, und zwar sowohl mineralisches (Steinkohlenteeröl, Braunkohlenteeröl, Paraffin, Erdöl), als auch Pflanzenöl (Palmkernöl, Olivenöl). Das Kennzeichen ihres Arbeitsprozesses ist die Selbstzündung der Öltröpfchen in heißer Verbrennungsluft oder (seltener) an heißen Prallflächen. Flüssiger Brennstoff in Dampfform wird für die Leichtölmaschinen verwendet, die mit Benzin, Benzol, Spiritus und anderen leichtverdampfenden Ölen betrieben werden. Sie erfordern besondere Zündung (meist elektrisch). In diese Gruppe gehören die meisten Fahrzeugmotoren zum Antrieb von Kraftwagen, Flugzeugen, Motorbooten, Motorpflügen, Tanks und dgl., außerdem ortsfeste Motoren zum Betrieb kleiner Werkstätten.

Mit gasförmigen Brennstoffen werden die Gasmaschinen betrieben. Sie nützen im größten Maßstabe Abfallgase der Hütten und Bergwerke und der chemischen Industrie aus (Hochofengas, Koksofengas usw.), außerdem Gase, die in besonderen Gaserzeugern hergestellt werden (Generatorgase) oder, in geringerem Umfang, Leuchtgas aus den Gaswerken. In Nordamerika, Rumänien usw. wird Erdgas zum Betrieb von Gasmaschinen benützt, das nach Bedarf auch entfernten Orten zugeleitet wird. Die Fernleitung des ebenso hochwertigen Koksofengases befindet sich in Deutschland in den Anfängen. Ein Verteilungsnetz für das ganze Reich ist geplant; seine Ausführung würde auch in Gegenden, die fern von den Kohlengebieten liegen, Gas für den Maschinenbetrieb zur Verfügung stellen.

III. Hauptarten der Verbrennungsmaschinen.

1. Leichtölmotoren: Ortsfeste und Fahrzeugmotoren. Die ortsfesten Motoren werden in liegender oder stehender Bauart ausgeführt; liegende erhalten einen oder zwei (auch drei) Zylinder nebeneinander; auch vier Zylinder als Doppelzwilling kommen vor. Stehende werden entweder nach dem Fahrzeugmotorentyp ausgebildet oder sind Sonderbauarten für bestimmte Zwecke. Alle sind einfachwirkend, mit offenen Kolben, meist ohne Kreuzkopf.

Fahrzeugmotoren werden als Straßen- und als Flugmotoren verschieden gebaut. Für Straßenfahrzeuge sind Reihenmotoren üblich geworden; des Massenausgleiches wegen werden Sechszylindermotoren bevorzugt. (In Amerika wurden 62,7% mit 6 Zylindern, 22% mit 8 und 15% mit 4 gebaut [VDL-Nachrichten Nr. 39/1926 v. 29. 9. 1926].) Bei Sechszylindermotoren ist vollständiger Ausgleich der Massenkräfte in wagrechter und senkrechter Richtung möglich. Auch ungerade Zylinderzahlen (5, 7, 9...) werden neuerdings empfohlen. Bei den Flugmotoren ist eine größere Mannigfaltig-

keit der Formen zu beobachten: Nach Art der Zusammenfügung der Zylinder spricht man von Reihen-, Gabel-, Sternmotoren; ferner von Stand- oder Umlaufmotoren, je nachdem die Zylinder fest stehen oder sich um die Kurbelwelle drehen; Umlaufmotoren erster Art, wenn das Gestell feststeht, der Zylinder sich dreht, zweiter Art, wenn das Gestell umläuft und der Zylinder sich ebenfalls gleichsinnig oder gegensinnig dreht (Dr. Schrön, Der Motorwagen, 31. 12. 1920, S. 689 ff. und 10. 11. 1922, S. 589 ff.). Eine einheitliche Form hat sich für diese Maschinen noch nicht herausgebildet, wird aber für die Flugzeuge größerer Leistung von selbst kommen.

Kennzeichen aller Fahrzeugmaschinen ist: Einfachwirkung, stehende Bauart, offener Kolben, hohe Umlaufzahl. Die Kolben werden häufig als Gleitschuhkolben oder Kreuzkopfkolben gebaut. Wichtig ist die Gestalt des Verbrennungsraumes für die Verhinderung des Klopfens. (Man versteht darunter den Schlag, den eine im Zylinder entstehende Explosionswelle hervorruft, wenn der raschen Entzündung eines Teiles des Brenngemisches das langsame Nachflammen des Restes folgt.) Daher muß die Zündung möglichst in der Mitte des Verdichtungsraumes stattfinden; auch Zusätze zum Brennstoff können das Klopfen verhindern. Notwendig zur Gewichtersparnis ist die Verwendung von Leichtmetallen (Kolben, Pleuelstangen, Kurbelkastenunterteil usw. aus Aluminium und seinen Legierungen). Besondere Wellen- und Lagerkonstruktionen: geschmiedete Wellen in zügiger Gestaltung; oder zusammengesetzte Wellen mit Kugel- oder Rollenlagern; einfache Ventile mit Nockensteuerung, vereinzelt auch Schieber (für Personenwagenmotoren). Umlaufzahlen 2500—5000 in der Minute. Bei neuen Bauarten hohe mechanische Wirkungsgrade: gegen 80%; hohe thermische Wirkungsgrade: gegen 34%; hohe Gütegrade (der ausgeführten gegen die vollkommene Maschine): gegen 80%; (Lit.: Harry R. Ricardo, Schnelllaufende Verbrennungsmaschinen, übersetzt und bearbeitet von Dr. A. Werner und Dipl.-Ing. P. Friedmann, Berlin, Julius Springer 1926).

Für die Arbeitsweise der Leichtölmotoren ist der Vergaser wesentlich. Sein Zweck ist die Bildung eines gleichmäßigen Gemisches aus Leichtöldämpfen und Luft. Sie arbeiten mit mäßiger Verdichtungsspannung, um Selbstzündung zu vermeiden; sie haben besondere elektrische Zündung. Um die Leistung zu steigern, oder beim Aufstieg in größere Höhe die Verringerung der Brennluftzufuhr auszugleichen, werden sie durch besondere Verdichter mit vorverdichteter Luft geladen. Diese Verdichter können durch Abgasturbinen betrieben werden (in England und Frankreich üblich), die das Arbeitsvermögen der Auspuffgase ausnützen.

2. Schwerölmaschinen (kurz Ölmaschinen): Man unterscheidet Schwerölmaschinen a) mit hohem Druck: Ihr Kennzeichen ist Selbstzündung des Brennstoffes in hochverdichteter Luft, und b) mit niedrigerem Druck, Zündung des Brennstoffes an heißen Prallflächen.

a) Dieselmotoren. Die Verbrennungsluft wird meist auf 32—42 at verdichtet. Die Temperatur am Ende der Verdichtung muß hoch genug sein, um den eingeführten Brennstoff sicher zu verbrennen. Ihre Höhe hängt von der Art des Brennstoffes ab. Man kann zwei Hauptgruppen unterscheiden:

Erdöle, Gasöle, Paraffinöle (Braunkohlendestillate) entzünden sich bei ungefähr 325° C; Anthrazenöle, Naphtalinöle, Teeröle (Steinkohlendestillate) bei 600° C; Benzol erst bei 725° C. Kann die Temperatur durch die normale Verdichtung nicht ohne weiteres erreicht werden, so ist Vorwärmung der Verdichtungsluft notwendig, wenn man die Schweröle der zweiten Gruppe ohne Beimengung von Gasölen der ersten Gruppe verbrennen will. Die Grenze der beiden Ölgruppen liegt bei einem spez. Gewicht von 0,9, einem Wasserstoffgehalt von 11,2 Volumprozenten. Heizwert der 1. Gruppe etwa 10000, der 2. etwa 9000 kcal/kg.

Nach der Art der Einführung des Brennstoffes unterscheidet man Einblasemaschinen und Einspritzmaschinen. Die Einblasmaschine besitzt einen eigenen mehrstufigen Verdichter, der die Einblasluft auf 60—70 at verdichtet. Der von der Brennstoffpumpe geförderte und durch ein Brennstoffventil zugemessene Brennstoff wird von der Einblasluft durch einen Zerstäuber hindurch in den Zylinder gerissen, wo er in der heißen Arbeitsluft verbrennt. Dieses Verfahren stammt von Diesel.

So alt wie der Dieselmotor ist das Bestreben, den Einblasekompressor zu beseitigen, der Kraft kostet und die Maschine teuer macht. Nach langen vergeblichen Versuchen ist es gelungen, die Frage der unmittelbaren Einspritzung ohne Zerstäubungsluft zu lösen. Verschiedene Verfahren wurden ausgebildet: Man leitet die Verbrennung in einem kleinen vom Arbeitszylinder getrennten Raum ein (Retorte), der nur durch einen engen Schußkanal mit dem Zylinder verbunden ist; der in der Retorte entstehende hohe Explosionsdruck treibt den in den Schußkanal eingeführten Brennstoff mit großer Gewalt in den Zylinder, wo er in der heißen Arbeitsluft völlig verbrennt (Beispiel: Steinbeckermotor); oder man bildet den Arbeitskolben als Verdrängerkolben aus, den man so gestaltet, daß der Verbrennungsraum während der Einspritzung vom eigentlichen Zylinder fast völlig getrennt wird und nur durch einen engen Ringquerschnitt mit ihm in Verbindung bleibt. Dadurch wird eine sehr starke Strömung in diesem Querschnitt erreicht, die zur Verwirbelung und damit zur gleichmäßigen Verbrennung des Brennstoffes führt (Beispiel: Deutzer Motor). Endlich ist es auch gelungen, ohne Hinzufügung besonderer konstruktiver Einzelheiten die Verbrennung durchzuführen allein durch geeignete Bauart des Verdichtungsraumes, Einführung des Brennstoffstrahles mit großer Durchschlagskraft und gleichmäßiger Verteilung über den Brennraum, (Beispiel: Motoren der MAN Augsburg).

Die Dieselmotoren finden Verwendung sowohl in ortsfesten Anlagen als Betriebsmaschinen in Fabriken, als Bereitschaftsmotoren in Elektrizitätswerken, als auch besonders für den Antrieb von Schiffen. In jüngster Zeit ist es auch gelungen, sie für Lastwagen und Flugzeuge brauchbar zu machen. Den verschiedenen Verwendungszwecken entsprechend ist ihre Größe sehr verschieden; im allgemeinen ist sie jedoch eine Großmaschine. Sie wurde ursprünglich einfachwirkend nach dem Viertaktverfahren gebaut; später ging man zum Zweitakt über, dann zur Doppelwirkung. Für die größten Maschinen ist der doppeltwirkende Zweitakt herrschend, da er gestattet, die größten Leistungen in einer Maschinengruppe unterzubringen. Die größte bisher gebaute Maschine leistet 15000 PS in

einer Gruppe von 9 Zylindern. Viertakt—Zweitakt: Beim Viertaktverfahren spielen sich die im ersten Abschnitt erwähnten Arbeitsvorgänge nacheinander im Arbeitszylinder selbst ab, so daß auf einer Kolbenseite nur alle zwei Umdrehungen ein Arbeitshub erfolgt; beim Zweitakt übernimmt eine besondere Ladepumpe die Einführung der frischen Verbrennungsluft und die Ausspülung der Abgase aus dem Zylinder, so daß diesem nur Verdichtung und Zündung, Expansion, Auspuff zugewiesen werden; beim Zweitakt fällt daher für jede Kolbenseite ein Arbeitshub auf eine Umdrehung.

b) Glühkopfmotoren arbeiten mit geringer Verdichtung und niedrigerem Wirkungsgrad; sie werden verwendet als Bootsmotoren, Betriebsmaschinen für kleine Werkstätten, Zugmaschinen für Lastwagen (Motorpferd).

3. Gasmaschinen. Man unterscheidet die Großgasmaschinen (Leistung eines Zylinders über 300 PS) von den Kleingasmaschinen. Als Brennstoff verwendbar sind alle gasförmigen Stoffe, die durch Zuführung von Sauerstoff verbrannt werden können. Die Bildung des Gemisches geschieht meist mit einfachen Mitteln und bietet gewöhnlich keine Schwierigkeiten. Die Zündung erfolgt elektrisch. Wie bei den Vergasermotoren ist die Verdichtung des Gemisches an die Grenze gebunden, daß keine unbeabsichtigte Selbstzündung („Vorzündung“) eintreten darf. Überlastbarkeit wird erzielt durch Vorverdichtung von Luft (und Gas): „Hochleistungsmaschine“.

Die Großgasmaschine ist am weitesten verbreitet auf Hütten und Zechen zur Verwertung der Abfallgase der Hochöfen und Koksöfen. Die Möglichkeit der Verwendung anderer Abfallgase, CO, H, besteht ebenfalls, ist aber noch wenig ausgenutzt. Die Brenngase kann man nach ihrem Heizwert in zwei große Gruppen einteilen: arme Gase: Hochofengas, Generatorgas, Heizwert etwa 900 und 1200 kcal/m³, und hochwertige Gase: Koksofengas, Leuchtgas, Heizwert etwa 4000 kcal/m³. Die Großgasmaschine wird meist doppeltwirkend gebaut, in liegender Anordnung, in der Regel als Tandemaschine, bei großen Leistungen als Zwillings-Tandemaschine. Ihre bauliche Ausgestaltung ist in Deutschland erfolgt; erst später gewann sie Bedeutung in Amerika; in geringerem Maße in England, Frankreich, Belgien, Rußland und Italien.

Die größte Leistung einer Gruppe (Zwillings-Tandemanordnung) ist 10000 PS; man verwendet die Großgasmaschine zum Antrieb von Dynamomaschinen und Gebläsen, manchmal auch für Walzwerke oder zum Antrieb von Fabriken.

Die Kleingasmaschine wird meist einfachwirkend gebaut, liegend, als Zwilling oder Doppelzwilling. Brennstoff: Generatorgas, Leuchtgas. Sie wurde ebenfalls in Deutschland entwickelt auf Grund der bahnbrechenden Ausführungen von Otto.

IV. Die Schwierigkeiten des Baues der Verbrennungsmotoren liegen in der Beherrschung großer Kräfte und hoher Temperaturen; sie wachsen mit der Größe der Maschine und mit der Höhe der Arbeitsdrücke, sind daher am größten bei Ölmaschinen; sie wachsen auch mit der Häufigkeit der Zündungen im gleichen Zylinderraum: daher sind die doppeltwirkenden Maschinen schwieriger zu bauen als die einfachwirkenden, die Zweitaktmaschinen schwerer beansprucht als die Viertaktmaschinen. Bei der Gasmaschine und der Ver-

gasmaschine muß im Ansaugtakt das Gemisch aus Gas und Luft angesaugt oder geladen werden; bei der Ölmaschine wird nur reine Luft angesaugt oder geladen; daher ist das Zweitaktverfahren bei Ölmaschinen einfacher und betriebssicherer durchzuführen als bei Gasmaschinen. Demgemäß sind Gasmaschinen und Vergasermaschinen fast durchwegs Viertaktmaschinen, während sich bei Ölmaschinen das Zweitaktverfahren immer mehr ausbreitet, je größere Einheiten gebaut werden müssen. Gegenwärtig findet der Viertakt bei Ölmaschinen seine Grenze bei einer Gruppenleistung von 1200—1500 PS. Darüber hinaus kommt nur der Zweitakt in Frage.

Die Zweitaktmaschine hat den weiteren Vorteil, daß ihre Steuerungsvorgänge mit einfachen Mitteln beherrscht werden können. Sowohl die Ladung der Frischluft als auch der Auspuff der Abgase kann durch Schlitze erfolgen, die vom Kolben gesteuert werden. Es ist also nur nötig, für den Brennstoff und für die Anfahrluft Ventile mit äußerer Steuerung einzubauen. Bei kompressorloser Einspritzung entfällt die Steuerung des Brennstoffventils; legt man die Betätigung der Anfahrluft von der Maschine weg in eine besondere Hilfssteuerung, dann kann man schließlich den Zylinder ohne jede äußere Steuerung bauen.

Wesentlich für den Aufbau der Ölmaschine ist die Gestaltung der kräfteführenden Teile: Gestell, Zylinder. Sie müssen einen möglichst geradlinigen Kräftefluß gestatten, unter Vermeidung von Biegemomenten. Notwendig ist eine zuverlässige Kühlung der feuerberührten Flächen; dazu ist große Wassergeschwindigkeit nötig, die durch Einbau von Führungskanälen erreicht werden kann. Von großer Wichtigkeit ist die Spülung des Arbeitszylinders durch die frische Ladung unter Vermeidung von Verlusten an Ladeluft. Die neuen Bauarten großer Maschinen haben darin bereits vollen Erfolg aufzuweisen (Beispiele: Sulzer, MAN Augsburg).

V. *Wirtschaftliche Bedeutung.* Der Vorzug der Verbrennungsmaschine vor anderen Wärmekraftmaschinen liegt in der besseren Wärmeausnutzung, die meist das Doppelte von Dampfmaschinen beträgt; wenigstens gilt dies von der Verbrennungsmaschine als Kolbenmaschine. Die Gasturbine hat bis jetzt keinen solchen Vorsprung erreicht. Ihre einzige betriebsfähige Ausführung von größerer Leistung ist bisher die Gasturbine von Holzwarth. Die Wirtschaftlichkeit der Dampfanlagen ist zwar durch den Übergang zu hohem Druck in der letzten Zeit gesteigert worden (thermischer Wirkungsgrad bis 22%). Demgegenüber steht die Gasmaschine mit etwa 30, der Dieselmotor mit 38%; aber auch der Dieselmotor ist im Begriff, seine Wärmeausnutzung zu steigern, teils durch die Einführung der kompressorlosen Einspritzung, teils durch den Übergang vom reinen Gleichdruckverfahren zur Verbrennung mit steigendem Druck. Bei großen Gasmaschinenanlagen wird die Wirtschaftlichkeit erhöht durch Verwertung der Abwärme der Auspuffgase und des Kühlwassers, womit auch der Vorsprung eingeholt werden kann, den die Dampfanlage durch die Möglichkeit der Abwärmeverwertung sonst hat. Das erwärmte Kühlwasser wird durch die Hitze der Auspuffgase verdampft, der Dampf unter Umständen auch überhitzt. Bemerkenswert ist das Verfahren von Semmler, der die Temperatur des Kühlwassers in

der Maschine bis zur Verdampfungstemperatur steigen läßt. In Deutschland werden Gasmaschinen und Abwärmeverwertungsanlage in der Regel getrennt angelegt; in Amerika hat Henry Ford Gasmaschine und Dampfmaschine zu einer Gruppe vereinigt. Bei Dieselmotoren kann die Abwärme ebenfalls so wie bei Gasmaschinen ausgenutzt werden, nur steht verhältnismäßig weniger zur Verfügung. Die Verbindung einer Dieselmotoreinheit mit einer Dampfmaschine als verschiedene Arbeitsräume des gleichen Zylinders hat in England Still durchgeführt; als Schiffsmaschine mittlerer Größe ist diese Bauart bereits im Betrieb. Die Verteilung der im Brennstoff zugeführten Wärme auf indizierte Arbeit, Kühlwasser und Auspuffgase kann bei den Verbrennungsmotoren etwa nach folgenden Sätzen angenommen werden:

	indiz. Arb.	Kühlwasser	Auspuff
bei Gasmaschinen	33 %	30 %	37 %
bei Dieselmotoren	42 %	38 %	20 %

Marx.

Verbrennungsraum s. Rohrkonstruktion.

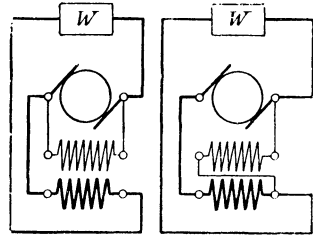
Verbrennungswärme. Die Wärmemenge, die bei Verbrennung eines Stoffes, d. h. bei seiner Oxydation zu den stabilsten Oxyden entwickelt wird. Bei organischen Verbindungen insbesondere ist V. die Wärmemenge bei Verbrennung zu Kohlendioxyd, Wasser und evtl. Salpetersäure. Sie ist davon abhängig, ob das entstehende Wasser gasförmig oder flüssig ist („obere“ und „untere“ V.); die Differenz ist die Verdampfungswärme des aus der verbrannten Substanzmenge entstandenen Wassers). Ferner ist die V. bei konstantem Volumen von der bei konstantem Druck zu unterscheiden; die Differenz besteht in der Arbeit der Gasausdehnung, beträgt also bei der Verbrennungswärme pro Mol 1,98 T cal für jedes aus dem Mol entstehende Mol Gas, wo T die Kalorimetertemperatur ist. Bestimmt wird gewöhnlich die V. bei konstantem Volumen in Sauerstoff von hohem Druck in einer Stahlbombe, die in einem Kalorimeter steht (Berthelotsche Bombe). Bei Gasen ist auch die Bestimmung unter konstantem Druck durchführbar und technisch gebräuchlich.

Die Bedeutung der V. liegt einmal in ihrer Unentbehrlichkeit für die Heizstoffbeurteilung. Wissenschaftlich ist sie auch deshalb von Bedeutung, weil das Gesetz der konstanten Wärmesummen (s. d.) verlangt, daß die Differenz der Verbrennungswärmen zweier ineinander überführbarer Stoffsysteme gleich der Wärmetönung ihrer Umwandlung ist. Man kann so durch Bestimmung der V. Wärmetönungen organischer Reaktionen messen, die wegen zu langsamem Verlauf der Kalorimetrie nicht direkt zugänglich sind. Weiter lassen sich aus den V. die sog. Bildungswärmen berechnen, die für viele Zwecke wertvoll sind und die Wärmetönung bei der Entstehung der Verbindung aus fester Kohle und gasförmigen Wasserstoff, Sauerstoff usw. darstellen. *Schwab.*

Verbundmaschine. Man versteht hierunter eine Gleichstrommaschine, welche eine Nebenschluß-Erregerwicklung und eine vom Hauptstrom durchflossene Wicklung besitzt. Es gibt hiernach die zwei verschiedenen Schaltungen der Verbundmaschine nach Figur. Der Hauptstrom gleicht in der ersten Schaltung dem Ankerstrom, in der zweiten unterscheidet er sich von diesem durch den Betrag des Erregerstromes; es läßt sich zeigen, daß beide Schaltungen bis auf geringfügige Zahl-

unterschiede bezüglich der Wirkungsweise der Maschine gleichwertig sind.

Verbundmaschinen, welche als Generatoren arbeiten, werden in der Regel derart geschaltet, daß der Belastungsstrom das Feld verstärkt. Durch passende Wahl der Konstanten der Hauptstromwicklung kann man erreichen, daß dann der



Doppelschlußschaltung.

Spannungsabfall durch Ohmschen Widerstand (und Ankerrückwirkung) der Maschine durch das Ersatzfeld gerade kompensiert wird, so daß der Generator eine bei allen Belastungen nahezu konstante Klemmenspannung liefert. Will man hierin noch einen Schritt weitergehen und auch den etwaigen Spannungsabfall bis zum Verbrauchsorte mit kompensieren, so verstärkt man die Hauptstromwicklung der Maschine über die Kompensation ihrer inneren Spannungsabfälle hinaus und erhält dann einen überkompensierten Generator, gekennzeichnet durch eine mit der Belastung (zunächst) steigende Klemmenspannung. Dagegen ergibt sich durch Umkehr der Hauptstromwicklung eine Maschine, deren Klemmenspannung mit zunehmender Belastung über ihren Ohmschen Spannungsabfall hinaus sinkt. Derartige unterkompensierte Maschinen werden gelegentlich für Sonderzwecke (Lichtbogenspeisung) mit Vorteil verwendet.

Die gleichen Schaltmöglichkeiten der Hauptstromwicklung ergeben sich sinngemäß für Verbundmaschinen, welche als Motoren betrieben werden. Man kann daher ihr qualitatives Verhalten aus den Betriebseigenschaften der Gleichstrom-Nebenschlußmotoren ableiten.

Setzen wir voraus, daß der Motor, wie üblich, an ein Gleichstromnetz konstanter Spannung angeschlossen wird, so erleidet er bei reiner Nebenschlußerregung einen dem Ankerstrom proportionalen Rückgang seiner Umlaufzahl. Schaltet man daher die Hauptstromwicklung derart, daß mit dem Ankerstrom das Feld der Maschine sinkt, so erhält man einen kompensierten Verbundmotor mit näherungsweise konstanter Umlaufzahl bei allen Belastungen; von dieser Eigenschaft wird bei gewissen elektrischen Maschinenantrieben mit Vorteil Gebrauch gemacht. Schwächt man das Feld mittels der Hauptstromwicklung so stark, daß mit zunehmendem Ankerstrom die Drehzahl steigt, so erhält man einen überkompensierten Verbundmotor; dieser neigt indes leicht zu mechanischer Instabilität, ja zum Durchgehen (ähnlich einem leerlaufenden, unerregten Nebenschlußmotor). Schaltet man die Hauptstromwicklung derart, daß der Belastungsstrom das Feld verstärkt, so resultiert ein unterkompensierter Verbundmotor, dessen Umlaufzahl mit steigender Belastung stark absinkt; diese Maschine nimmt also eine Mittelstellung zwischen reinem Nebenschlußmotor und

reinem Hauptschlußmotor ein; unter bestimmten, durch die Maschinenkonstruktion gegebenen Bedingungen kann indes das Verhalten der Maschine völlig von diesem „statischen“ Verhalten abweichen: Die Maschine führt andauernde mechanisch-elektrische Schwingungen um die Glühgewichtslage aus, welche als „Pendelungen“ überaus gefürchtet sind.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Richter, Elektrische Maschinen I. Bd.

Verdampfung s. Sättigungsdruck; vgl. auch die folgenden Artikel.

Verdampfung, theoretisch. Verstehen wir unter r die Verdampfungswärme einer Flüssigkeit, unter p den Druck ihres gesättigten Dampfes, unter u und u' das spezifische Volumen des Dampfes bzw. der Flüssigkeit, so besteht die bekannte Beziehung $r = T \frac{dp}{dT} (u - u')$. Denken wir uns nun eine

Flüssigkeit, für welche r unabhängig von der Temperatur T und u' gegen u zu vernachlässigen ist. ferner soll der Dampf das Boyle-Charlessche Gesetz (s. d.) befolgen, also $pu = RT$ sein, so läßt sich leicht finden

$$p = Ce^{-\frac{r}{RT}}$$

Bringen wir eine Molekel aus der Flüssigkeit in den Dampf, so muß eine Arbeit a zur Überwindung der Kapillarkräfte geleistet werden. Hat die Masseneinheit n Molekeln, so ist $na = r$ nichts anderes als die Verdampfungswärme.

Nach der kinetischen Theorie des Boyle-Charlesschen Gesetzes (s. d.) ist $\frac{nm c^2}{3} = RT$,

daher $\frac{r}{RT} = \frac{3a}{m c^2}$ und

$$p = Ce^{-\frac{3a}{m c^2}}$$

Eine analoge Formel können wir auch aus der kinetischen Theorie gewinnen. Wir haben uns vorzustellen, daß vom Dampf in die Flüssigkeit beständig Molekeln hineinfliegen. Gleicherweise müssen zur Erhaltung des thermischen Gleichgewichts ebensoviel Molekeln aus der Flüssigkeit in den Dampf übergehen. Dies ist nur vorstellbar unter der Voraussetzung eines Verteilungsgesetzes der Geschwindigkeiten. Wir können z. B. ganz allgemein die Zahl der Flüssigkeitsmolekeln, die mit einer Geschwindigkeitskomponenten zwischen u und $u + du$ in der Sekunde senkrecht gegen die Flüssigkeitsoberfläche fliegen, durch $\varphi(u) du$ darstellen. Dann werden von diesen Molekeln nur jene die Flüssigkeit verlassen können, die eine Energie $\frac{mu^2}{2} > a$ haben, wobei a die Arbeit ist, welche die

Molekel zu leisten hat, wenn sie aus der Flüssigkeit in den Dampf gelangen will. Es wird also

ihre Geschwindigkeitskomponente $u > \sqrt{\frac{2a}{m}}$ sein müssen. Die Zahl der Molekeln, welche die Flächeneinheit der Flüssigkeit in der Sekunde verlassen, wird daher sein

$$\int_{\sqrt{\frac{2a}{m}}}^{\infty} \varphi(u) du$$

und diese Zahl muß gleichgesetzt werden der Zahl der aus dem Dampf zurückfliegenden Molekeln. Auf diese Weise erhalten wir eine Gleichung für den

Dampfdruck p und benutzen wir die aus der mechanischen Wärmetheorie dafür erhaltene Formel, so können wir direkt die Funktion $\varphi(u)$ bestimmen. Wir erkennen so, daß auch für die Flüssigkeit das Maxwellsche Verteilungsgesetz (s. d.) gültig ist. Wir erhalten ferner einen Ausdruck für den inneren Druck P und die Beziehung

$$p = P e^{-\frac{3a}{mc^2}}$$

Die willkürliche Konstante C , die uns die mechanische Wärmetheorie liefert, ist also nichts anderes als der innere Druck der Flüssigkeit. Wenden wir dies auf Quecksilber an, das unseren Voraussetzungen sehr nahe kommt, so erhalten wir für P einen Druck von der Größenordnung 15000 Atmosphären (s. auch Innere Reibung der Flüssigkeiten).

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX, 454.

Verdampfungsarbeit s. Verdampfung, theoretisch.

Verdampfungsgeschwindigkeit. Hierunter versteht man die von der Flächeneinheit der Oberfläche eines einheitlichen festen oder flüssigen Körpers in der Zeiteinheit verdampfende Masse in Gramm, wenn dafür gesorgt wird, daß das Verdampfte nicht wieder zur Oberfläche zurückgelangen kann. Im Gleichgewicht mit dem Dampf halten sich Verdampfungsgeschwindigkeit und Kondensationsgeschwindigkeit die Waage. Letztere läßt sich bis auf einen Faktor a aus der Auftreffgeschwindigkeit der Moleküle mit Hilfe der kinetischen Theorie der Gase berechnen. Der Faktor a stellt den Bruchteil der auftreffenden Moleküle dar, der wirklich kondensiert. Für die Verdampfungs-

geschwindigkeit ergibt sich somit: $a p \sqrt{\frac{M}{2\pi R T}}$

(p Dampfdruck, M Molekulargewicht, R Gaskonstante). Durch Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit läßt sich a , der Verdampfungskoeffizient, bestimmen. Man erhält für Flüssigkeiten $a = 1$; für feste Körper ist a häufig nahe bei 1, doch scheinen Abweichungen ($a < 1$) möglich zu sein. Grund hierfür siehe unter Kristallisationsgeschwindigkeit. Unter der Annahme, daß $a = 1$, läßt sich die Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit zur Bestimmung des Dampfdrucks hochsiedender Substanzen (Metalle) verwenden (Langmuir).

Bennewitz.

Verdampfungskoeffizient s. Verdampfungsgeschwindigkeit.

Verdampfungswärme, Kondensationswärme, Verdunstungskälte. Um 1 g Wasser von 100° in 1 g Dampf von 100° zu verwandeln, ist eine Wärmemenge von 539 g-Kalorien erforderlich. Die zum Verdampfen verbrauchte Wärme nennt man Verdampfungswärme; die Verdampfungswärme des Wassers ist also 539 cal für 1 g Wasser. Umgekehrt muß 1 g Wasserdampf von 100° bei der Umwandlung in 1 g Wasser von 100° eine Wärmemenge von 539 cal entzogen werden. Diese entzogene und somit gewonnene Wärmemenge nennt man die Kondensationswärme. Verdampfungs- und Kondensationswärme sind also für einen und denselben Stoff numerisch gleich, haben aber das entgegengesetzte Vorzeichen. Von Stoff zu Stoff ändern sich dagegen Verdampfungs- und Kondensationswärme innerhalb weiter Grenzen. Einige Werte mögen hier angegeben werden.

Verdampfungs- und Kondensationswärme für 1 g Substanz.

Äthyläther	90 cal	Schwefelkohlen-	
Äthylalkohol	202 „	stoff	85 cal
Ammoniak	321 „	Schwefelige Säure	
Anilin	104 „	(0°)	96 „
Benzol	94 „	Stickstoff	48 „
Chloroform	58 „	Wasser (0°)	596 „
Citronenöl	80 „	„ (100°)	539 „
Essigsäure	90 „	Wasserstoff	110 „
Kohlensäure	142 „	Terpentinöl	70 „
„ (−25°)	72 „	Toluol	87 „
„ (0°)	56 „	Cadmium	180 „
Quecksilber	68 „	Schwefel	362 „
Sauerstoff	51 „	Zink	365 „

Die Verdampfungswärme läßt sich als reine Temperaturfunktion darstellen, doch ist kein einfacher Ausdruck bekannt, der über ein weites Temperaturgebiet allgemeine Gültigkeit besitzt. Im kritischen Punkt ist die Verdampfungswärme λ für alle Flüssigkeiten Null und der Temperatur-

koeffizient der Verdampfungswärme $\frac{d\lambda}{dT}$ ist hier — 0.

Nach der Troutonschen Regel (1884) soll der Quotient der molekularen Verdampfungswärme beim normalen Siedepunkt $\lambda \cdot m$ (m Molekulargewicht) dividiert durch die absolute Siedetemperatur T_n (bei dem Druck einer Atmosphäre) für alle Stoffe derselbe sein, und zwar etwa den Wert 21 besitzen. Die Guldbergsche Regel (1890), welche ebenfalls nur angenähert gilt, sagt aus, daß der Quotient $\frac{\lambda m}{T}$ für verschiedene Temperaturen über-

einstimmt, wenn die Temperaturen T korrespondierende Temperaturen, d. h. gleiche Vielfache der betreffenden kritischen Temperaturen sind. Die Troutonsche Regel wird zum Spezialfall der Guldbergschen Regel, wenn man die angenähert gültige Beziehung einführt, daß die normalen Siedepunkte korrespondierende Temperaturen sind und in absoluter Zählung etwa $\frac{2}{3}$ der kritischen Temperaturen betragen.

Die Verdampfungswärme λ läßt sich in Abhängigkeit von der Siedetemperatur T thermodynamisch nach der Clausiusschen Gleichung $\lambda = T(v_1 - v_2) \frac{dp}{dT}$ berechnen, wenn die spezifischen

Volumina v_1 und v_2 von Dampf und Flüssigkeit im Sättigungszustand und der Sättigungsdruck p bei der Temperatur T bekannt sind. Für den Fall sehr kleiner Drucke p ist v_2 gegen v_1 zu vernachlässigen. Gleichzeitig folgt v_1 sehr nahe den Gesetzen eines idealen Gases $v_1 = \frac{RT}{p}$, so daß für

kleine Drucke $\lambda = RT^2 \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = RT^2 \frac{d \ln p}{dT}$ gesetzt werden kann.

Im allgemeinen wächst die Verdampfungswärme mit abnehmender Temperatur, doch scheint sie bei sehr tiefen Temperaturen ein Maximum zu besitzen, das nach Beobachtungen von Simon und Lange (1923) für Wasserstoff bei 17° abs. liegt.

Die Zahlen der obenstehenden Tabelle gelten, soweit nichts anderes angegeben ist, für den normalen Siedepunkt der Substanz. Aber auch schon unterhalb dieser Temperatur tritt eine Verdampfung ein, welche man Verdunstung nennt. Am bekanntesten ist die Wasserverdunstung auf der Erd-

oberfläche, die schon bei gewöhnlicher Temperatur erfolgt, und die eine große Rolle im Haushalt der Natur spielt. Bei diesem Vorgang wird wie bei der Verdampfung Wärme verbraucht, die man in der Regel nicht als Verdunstungswärme, sondern als Verdunstungskälte anspricht.

Zum Nachweis der Verdunstungskälte dient der einfache Versuch, sich den leicht flüchtigen Äthyläther über die Hand zu gießen. Der Äther hat bei der großen, ihm dargebotenen Oberfläche das lebhafteste Bestreben zu verdunsten; die hierzu nötige Wärmemenge wird dem menschlichen Körper entzogen, in dem hierdurch das Gefühl der Kälte entsteht. Zur Auslösung des Kältegefühls bedarf es übrigens nicht eines so intensiv wirkenden Mittels wie Äthyläther; bei einiger Übung gelingt es schon, es durch Befeuchten eines Fingers mit Wasser hervorzurufen. Auch das Gefühl der Kälte, das man empfindet, wenn man aus einem überhitzten Raume in die freie Luft hinaustritt, beruht auf Wärmeentziehung durch verdunstende Feuchtigkeit.

Der Vorgang der Verdunstung wird vielfach zur Erreichung einer mäßigen Temperaturerniedrigung benutzt. In südlichen Ländern bringt man zu kühlende Speisen und Getränke in feuchte poröse Tongefäße und setzt diese dem Winde aus. Das gleiche Mittel wendet vielfach die Natur selbst zur Kühlung unterirdischer Höhlen an (Eishöhlen; die natürlichen Eiskeller in Niedermendig in der Eifel).

Bringt man unter den Rezipienten einer Luftpumpe ein Schälchen mit Wasser und ein zweites Schälchen mit konzentrierter Schwefelsäure, so setzt beim Evakuieren des Rezipienten eine lebhaftere Verdunstung des Wassers ein, das im luftleeren Raum gierig von der Schwefelsäure aufgenommen wird. Das Wasser kühlt sich dabei schnell ab, so daß der auf dem Schälchen verbleibende Rest gefriert.

Wird flüssige, auf etwa 50 Atm. komprimierte Kohlensäure durch Öffnen des Ventils der Flasche entspannt, so tritt infolge der ungeheuer schnellen Verdampfung ein großer Wärmebedarf ein, der nur durch die Kohlensäure selbst gedeckt werden kann. Die Kohlensäure kühlt sich dabei bis unter ihren Erstarrungspunkt (-78°) ab und verläßt die Stahlflasche in schneeiger Konsistenz, so daß sie in kleinen Säckchen aufgefangen werden kann. Auch die Kältemaschinen (s. d.) beruhen auf Verdunstungskälte.

Zur Messung der Verdampfungs- und Kondensationswärme bedient man sich des Mischungs-kalorimeters. Je nachdem die Siedetemperatur der zu untersuchenden Substanz höher oder tiefer liegt, als die Temperatur des Kalorimeters, leitet man den Dampf oder die Flüssigkeit durch ein schlangenförmig gebogenes Metallrohr mit großer Oberfläche durch das Kalorimeter, aus dem die Substanz als Flüssigkeit oder Dampf austritt. Aus der Temperaturänderung des Kalorimeters und der Menge der kondensierten oder verdampften Substanz findet man im ersteren Falle die Kondensations-, im letzteren Falle die Verdampfungswärme.

Auf elektrischem Wege ermittelt man die Verdampfungswärme, indem man in der Flüssigkeit einen Heizdraht anordnet, durch den man während einer gemessenen Zeit einen gemessenen elektrischen Strom schiebt. Die verdampfte Menge der Substanz findet man aus einer Differenzwägung vor und nach dem Versuch. Über die Berechnung der Verdampfungswärme aus den gemessenen Größen vgl. den Artikel Kalorimetrie, Elektrische.

Das Verfahren ist zur Messung der Verdampfungswärme von kondensierten Gasen angewendet worden; in diesem Falle ermittelt man die verdampfte Menge nicht als Wägungsdifferenz, sondern aus dem Volumen des gebildeten Gases, das man zu diesem Zwecke in einem Gasometer auffängt.

Die Verdampfungswärme nimmt mit steigender Verdampfungstemperatur ab. Sie ist am kritischen Punkt 0.

Henning u. Scheel.

Näheres s. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig.

Verdampfungsziffer. Bezeichnet man die in einer bestimmten Zeit erzeugte Dampfmenge mit D, die in derselben Zeit verheizte Brennstoffmenge mit B,

so ist die Roh-Verdampfungsziffer $\frac{D}{B}$. Diese Zahl

gibt also an, wieviel Kilo Dampf durch die Verbrennung von 1 kg Brennstoff erzeugt werden. Da in den einzelnen Fällen sowohl Dampfdruck und Dampf Temperatur als die Speisewassertemperatur, d. h. also die Erzeugungswärme des Dampfes, verschieden sind, so gibt die Roh-Verdampfungsziffer noch keinen sicheren Anhalt über die Brennstoffausnutzung. Man gibt deshalb auch an, wieviel Normaldampf durch die Verbrennung von 1 kg Brennstoff erzeugt wird. Unter Normaldampf versteht man gesättigten Dampf von 100° ($= 1$ atm), der aus Wasser von 0° erzeugt wurde. Die Erzeugungswärme von 1 kg Normaldampf beträgt 639,3 Kalorien.

L. Schneider.

Verdetsche Konstante ist die für eine bestimmte Substanz und bestimmte Wellenlänge charakteristische Zahl, die die magnetische Drehung der Polarisations ebene in einer Schicht der Länge 1 cm bei der Feldstärke 1 abs. Einheit (1 Gauß) angibt. Dabei ist die Drehung als proportional der Schichtlänge und Feldstärke vorausgesetzt.

R. Ladenburg.

Näheres, auch Zahlenwerte s. magnetische Drehung der Polarisations ebene.

Verdeutlichende Instrumente s. Optische Instrumente.

Verdichter s. Kondensator.

Verdichtung s. Verzerrungszustand.

Verdichtungsdüse s. Diffusor.

Verdichtungsstoß s. Stoßwelle.

Verdichtungsverhältnis s. Verbrennungskraftmaschinen.

Verdichtungswelle s. Stoßwelle.

Verdoppler s. Duplikator.

Verdrillungsmoment s. Spannungsergebnis und Spannungsmoment.

Verdünnte Gase s. Hochverdünnte Gase.

Verdünnte Lösungen, kinetische Theorie s. Osmotischer Druck.

Verdünnungsgesetz (W. Ostwald, 1888). Das Leitvermögen einer im Grammäquivalent Salz enthaltenden Lösung gemessen in einem Gefäß von dem zwei in einem Abstand von 1 cm gegenüberstehende Seitenwände als Elektroden dienen, nimmt mit wachsender Verdünnung zu. Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation (s. d.) von Arrhenius (1887) erklärt die Zunahme des „molekularen Leitvermögens“ mit der Verdünnung durch die Vermehrung der Zahl der vorhandenen Ionen durch Dissoziation aus den Molekülen des Elektrolyten. Für das Gleichgewicht zwischen den ungespaltenen Molekülen und den Ionen in hinreichend verdünnter Lösung, müssen die van t'Hoff'schen Gesetze gelten, so daß auch das Massenwirkungsgesetz erfüllt sein

muß (s. d.). Die Konstante dieses Gesetzes muß übereinstimmende Werte behalten für die verschiedenen Dissoziationsgrade, welche für Lösungen verschiedener Konzentration nach der Formel $a = \frac{A}{A_0}$ aus dem molekularen Leitvermögen zu ermitteln sind. Enthält das Volum V einer Lösung N Mole einer abgewogenen Menge des Elektrolyten KA , derart, daß N_{AK} -Mole undissoziierten Stoffes, N_A und N_K -Mole der Ionen zufolge der Reaktion $KA = K^+ + A^-$ im Gleichgewicht sind; so lautet das Massenwirkungsgesetz:

$$\frac{N_A^2}{N_{AK} \cdot V} = \text{konst. oder, weil } a = \frac{N_A}{N} = \frac{N_K}{N} \text{ und } N = N_A + N_{AK} :$$

$$\frac{a^2 N}{(1-a)V} = \text{konstant.}$$

Setzt man hierin den aus der Theorie des Leitvermögens folgenden Wert ein, so erhält man die im besonderen als Verdünnungsgesetz bezeichnete Formel:

$$\frac{A^2}{A_0^2 - A_0 A} \cdot \frac{N}{V} = \text{konstant.}$$

An den schwachen einwertigen Säuren, Basen und ihren Salzen konnte die Gültigkeit des Verdünnungsgesetzes gut bestätigt gefunden werden. Dagegen nimmt die „Konstante“ des Gesetzes bei den stark dissoziierten Elektrolyten mit der Konzentration veränderliche Werte an. Die Ursache dieser Abweichungen ist in der elektrostatischen Wirkung der Ionenladungen zu suchen (s. elektrolytische Dissoziation). Denn wenn auch die Moleküle eines Elektrolyten fast vollständig in ihre Ionen gespalten sind, so muß doch die freie Beweglichkeit dieser Ionen durch ihre gegenseitige Anziehung mehr oder weniger behindert sein, derart, daß unter Umständen die langsameren Ionen von ihren entgegengesetzt geladenen Nachbarn an Ort und Stelle festgehalten werden und so von der Teilnahme am Elektrizitätstransport ausscheiden. Die Abweichungen vom Ostwaldschen Verdünnungsgesetz, welche daher vorwiegend bei den sog. starken Elektrolyten beobachtet werden, haben in der Milner-Debyeschen Theorie (s. Elektrolytische Dissoziation und Leitvermögen der Elektrolyte) durch die zwischen den Ionen wirkenden elektrostatischen Kräfte ihre Erklärung gefunden.

H. Cassel.

Näheres s. G. Grube, Lehrb. d. Elektrochemie. Dresden 1930.

Verdünnungswärme s. Lösungswärme.

Verdunstung. Meteorologisches Element, durch welches der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre eingeleitet wird. Sie ist eine Funktion der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit, der Windstärke und des Luftdruckes. Nicht nur Wasser, sondern auch Eis kann verdunsten. Am stärksten ist die Verdunstung bei Süßwasser, etwas geringer beim Meerwasser, am geringsten beim Eis.

Zur Messung dient das Evaporimeter oder Atmometer, eine flache mit Wasser gefüllte Schale, deren Gewicht an einem Zeiger abgelesen werden kann, und auch das Psychrometer (s. Hygrometer). Die instrumentelle Messung gibt jedoch naturgemäß nur Relativwerte, die eine Vergleichung der Verdunstungsmöglichkeit an verschiedenen Orten gestatten, nicht aber den Betrag der wirklich stattfindenden Verdunstung. Man gibt die Größe der Verdunstung, analog wie beim Niederschlag, in

Millimetern Wasserhöhe an und fand in den Tropen Werte bis zu 4000 mm. Die mittlere Verdunstung auf dem Meere hat G. Wüst zu rund 820 mm berechnet. Die tägliche und die jährliche Periode schließen sich eng dem Gange der Lufttemperatur an.

O. Baschin.

Verdunstungskälte s. Verdampfungswärme.

Vereinigung s. Additionsreaktion.

Verfestigung s. Elastizität fester Körper.

Verflüssigung. Unter Verflüssigung versteht man die Überführung von dem dampf- oder gasförmigen in den tropfbar flüssigen Aggregatzustand. Ein Dampf, d. h. ein Gas in der Nähe des Sättigungszustandes, kann leicht durch geringe Volumenverkleinerung (bei konstant bleibender Temperatur) oder durch geringe Temperaturerniedrigung (bei konstant bleibendem Volumen) in den flüssigen Zustand übergeführt werden. Bei eigentlichen Gasen sind größere Mittel erforderlich, um die Verflüssigung zu erreichen. Bis vor einigen Jahrzehnten war die Ansicht verbreitet, daß es eine Anzahl sog. permanenter Gase, zu denen besonders der Wasserstoff gerechnet wurde, gäbe, die überhaupt nicht verflüssigt werden könnten. Inzwischen ist es gelungen, alle Gase, auch das Helium, in den flüssigen Aggregatzustand überzuführen.

Verflüssigung kann nur eintreten, wenn das Gas mindestens auf die kritische Temperatur T_k abgekühlt wird. Bei dieser Temperatur muß dann gleichzeitig der Druck bis mindestens zum kritischen Druck p_k gesteigert werden. Wird das Gas auf tiefere Temperaturen gebracht, so erfolgt die Verflüssigung bereits bei kleineren Drucken als dem kritischen. Es beträgt die kritische Temperatur für Helium $T_k = 5,2^\circ$ abs., für Wasserstoff 33° , für Luft 132° und für Kohlensäure 304° abs. Die zugehörigen kritischen Drucke p_k sind für Helium 2,3 Atm., Wasserstoff 12,8 Atm., Luft 37 Atm. und Kohlensäure 73 Atm. Daraus ist ersichtlich, daß Kohlensäure bereits bei Zimmertemperatur durch genügend starke Kompression verflüssigt werden kann. Um Luft durch Kompression in den flüssigen Zustand überzuführen, muß man das Gas auf mindestens $T = 132^\circ$ abs. oder $t = -141^\circ$ abkühlen. Auf dem angedeuteten Wege haben zuerst Wroblewski und Olszewski größere Mengen von flüssigem Sauerstoff gewonnen. Die besonders von Kamerlingh Onnes ausgebildete Kaskadenmethode (s. d.) bietet die Möglichkeit, ständig eine genügend tiefe Temperatur aufrecht zu erhalten.

Ein ganz anderes Prinzip zur Verflüssigung, insbesondere zur Verflüssigung von Luft, hat C. v. Linde angewendet. Es beruht darauf, daß sich das Gas bei plötzlicher Expansion infolge des Joule-Thomson-Effektes (s. d.) abkühlt, falls nur die Inversionstemperatur unterschritten ist. Diese liegt erheblich höher als die kritische Temperatur, beispielsweise für Luft oberhalb $+100^\circ$ C. Dadurch ist es möglich, die Luftverflüssigung nach dem Lindeschen Verfahren ohne besondere Vorkühlung vornehmen zu können. Von wesentlicher Bedeutung ist allerdings das sog. Gegenstromprinzip, demzufolge das bereits abgekühlte Gas das neu hinzuströmende vorkühlt. Dadurch wird die zunächst nur verhältnismäßig geringe Kühlwirkung des Joule-Thomson-Effektes gesteigert und schließlich die Verflüssigung herbeigeführt. Nach Linde wird die Luft von 200 auf 40 Atm. expandiert. Nahezu gleichzeitig mit Linde hat Hampson nach der-

selben Grundidee einen Apparat zur Luftverflüssigung konstruiert, bei dem die Luft von 200 Atm. auf 1 Atm. entspannt wird.

Bei der Verflüssigung des Wasserstoffes versagt die Kaskadenmethode, da wir keinen Körper kennen, der in dem Intervall zwischen dem Erstarrungspunkt des Sauerstoffs und der kritischen Temperatur des Wasserstoffes als Flüssigkeit existiert, so daß man keine weitere Kaskadenstufe an diejenige des Sauerstoffs anschließen kann. Zur technischen Verflüssigung des Wasserstoffes kommt bisher nur der Joule-Thomson-Effekt in Betracht. Aber auch bei dieser Methode besteht insofern eine Schwierigkeit, als der Inversionspunkt des Wasserstoffes bei etwa -80° liegt. Zwecks Erzielung weiterer Abkühlung muß der Wasserstoff also unter diese Temperatur vorgekühlt werden. Dazu dient flüssige Luft, die unter Atmosphärendruck bei etwa -190° siedet. Dewar ist es im Jahre 1898 zum erstenmal gelungen, nach dieser Methode flüssigen Wasserstoff zu erzeugen.

Helium wurde zuerst von Kamerlingh Onnes verflüssigt im Jahre 1908. Das Verfahren ist das gleiche wie beim Wasserstoff, doch in seiner Ausführung dadurch besonders schwierig, daß der Inversionspunkt des Heliums in der Nähe von 20° abs. liegt. Es konnte die Verflüssigung nach dem Prinzip des Joule-Thomson-Effektes also nur gelingen, wenn die Vorkühlung des Heliums durch flüssigen Wasserstoff erfolgte, der unter reduziertem Druck (bei -258° C oder 15° abs.) siedet. Die Verflüssigung von Helium wird außer durch die Notwendigkeit sehr tiefer Temperaturen noch dadurch erschwert, daß infolge der Seltenheit des Gases sorgfältig jeder Verlust desselben vermieden werden muß. Das bei Beginn des Prozesses nicht sofort verflüssigte Gas muß gesammelt und von neuem dem Kompressor zugeführt werden. Der Kreislauf des Gases muß vollständig geschlossen sein.

Ein drittes Prinzip der Verflüssigung, das zur Herstellung flüssiger Luft angewendet wird und von Claude (1906) erprobt wurde, besteht darin, daß das komprimierte Gas unter Entspannung und Leistung äußerer Arbeit sich in einer Kolbenmaschine ausdehnt, wobei dem Gas so viel Wärme entzogen werden kann, daß es sich bis fast zur Verflüssigung abkühlt. In einem Gegenstromapparat (s. Gegenstromprinzip) wird ein zweiter Gasstrom, der unter hohem Druck steht, durch Wärmeleitung auf dieselbe tiefe Temperatur gebracht und hierbei in den flüssigen Zustand übergeführt. Im Gegensatz zu dem Prinzip des Claude-Verfahrens, dem auch das des Heylandt-Verfahrens (s. d.) ähnlich ist, spielt bei dem Joule-Thomson-Effekt die äußere Arbeit nur eine untergeordnete Rolle. Der Hauptanteil an der Abkühlung entfällt hier auf die innere Arbeit, die in der Vergrößerung der gegenseitigen Molekularabstände und der Überwindung der molekularen Anziehungskraft besteht.

Die Claudesche Methode ist im Grundsatz auch auf die Verflüssigung von Wasserstoff und Helium anwendbar, doch bestehen hier neben der Frage der thermischen Isolation große Schwierigkeiten, die beweglichen Teile der Maschine, insbesondere den auf tiefer Temperatur befindlichen Kolben genügend zu schmieren und abzudichten. — Neuerdings ist von Simon mit Erfolg ein neues Prinzip zur Verflüssigung angewendet worden. Es beruht auf

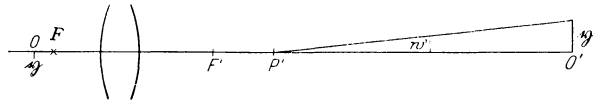
der Tatsache, daß an Holzkohle adsorbierte Gase nur unter beträchtlicher Arbeitsleistung von dort wieder entfernt werden können. Läßt man in Holzkohle, die auf die Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt ist, Wasserstoff adsorbieren und pumpt man diesen, nach thermischer Isolation des Kohlebehälters dann schnell wieder heraus, so kühlt sich der Kohlebehälter so tief ab, daß gasförmiger Wasserstoff, mit der Außenwand des Kohlebehälters in Berührung gebracht, leicht in den flüssigen Zustand überzuführen ist.

Henning.

Vergasermaschine s. Verbrennungskraftmaschine.
Vergleichslampen s. Zwischenlichtquellen.

Vergrößerung. Der Begriff der Vergrößerung eines optischen Instrumentes ist verschieden und bedarf in jedem Falle der Prüfung. Am einfachsten ist der Vergleich der linearen Größe von Bild und Gegenstand, der in der „Gaußschen Abbildung“ mit β bezeichnete Wert für ein kleines Linienstück; wofür bei größeren Stücken der im Artikel „Strahlenbegrenzung“ Gleichung (4) angeführte Ausdruck zu treten hat.

Kann man Gegenstand und Bild als unendlich weit entfernt annehmen wie beim Fernrohr, so kommt die Winkelvergrößerung $\gamma = \text{tg} w' / \text{tg} w$ in Frage, wo w und w' an der Eintritts- und Austrittspupille oder richtiger am ding- und bildseitigen Kreuzungspunkte der Hauptstrahlen zu messen sind, die Gaußsche Abbildung gibt auch hier den Grenzwert.



Die scheinbare Größe w' eines durch ein optisches Instrument beobachteten Linienstückchens η . Es ist $FO = x$, $F'O' = x'$, $P'O' = \xi'$, $F'P' = X'$.

Bildet man ferne Gegenstände ab (Landschaftsphotographie, Himmelsphotographie), so kann zunächst das Verhältnis der Bildgröße η' zum dingseitigen Gesichtsfeldwinkel w in Frage kommen; umgekehrt bei der Betrachtung eines nahen Gegenstandes durch ein Instrument das Verhältnis der scheinbaren Größe w' auf der Bildseite zur linearen Größe η . Nimmt man in einem Falle die Dingweite, im andern die Bildweite als unendlich an, so wird der Grenzwert für kleine w , η' ; η , w' einmal die vordere Brennweite, im anderen Falle der Kehrwert der hinteren Brennweite.

Der Fall der Betrachtung eines Gegenstandes ist seit E. Abbe (1884) häufig dargestellt worden.

Der Gegenstand sei ein achsensenkrecht Linienstück η mit dem Achsenpunkte O. Die Linsenfolge ist durch eine einfache Linse angedeutet, die Brennpunkte seien F und F'. Auf der Bildseite entspricht dem Punkte O' dem Punkte O, η' der Strecke η . P' ist der bildseitige Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen, d. h. der Augendrehpunkt oder die Austrittspupille. $P'O' = \xi'$ ist für ein (nicht akkommodierendes) rechtsichtiges Auge ∞ , für ein kurzsichtiges negativ, für ein übersichtiges positiv (so in der Figur). Setzt man noch die hintere Brennweite f' , $FO = x$, $F'O' = x'$, so geben die Formeln im Artikel „Gaußsche Abbildung“ (streng nur für kleine η)

$$V = \frac{\text{tg } w'}{\eta} = - \frac{\eta'}{\eta} \cdot \frac{1}{\xi'} = \frac{x'}{f'} \cdot \frac{1}{\xi'} = \frac{1}{f'} \left(1 + \frac{X'}{\xi'} \right)$$

$X' = F'P'$ ist der Abstand der Austrittspupille von der hinteren Brennebene. Ist dieser Abstand Null, was bei starken Mikroskopvergrößerungen stets nahezu der Fall ist, so hat man

$$V = \frac{1}{f'}. \quad (1a)$$

Diese Gleichung gilt so wie so für ein rechtsichtiges Auge ($\xi' = \infty$), im allgemeinen kann aber V von $1/f'$ merklich abweichen.

V heißt das Vergrößerungsvermögen, die vergrößernde Kraft, es ist der Kehrwert einer Länge. Bei Beobachtung mit bloßem Auge hat man für die scheinbare Größe w^* :

$$\operatorname{tg} w^*/h = 1/a, \quad (2)$$

wo a der Abstand des beobachteten Linienstücks ist. Man kann daher sagen, $1/V$ ist der Abstand, in dem h , mit bloßem Auge betrachtet, dieselbe scheinbare Größe hätte (unter demselben Winkel erschiene) wie bei der Beobachtung mit dem Instrument.

Anstatt der Größe V wird im Gebrauch gern eine dimensionslose Zahl, das Verhältnis zweier Strecken oder Winkel verlangt. Man vergleicht deshalb den Winkel w' oder seine Tangente mit der entsprechenden Größe, die eine Beobachtung mit bloßem Auge aus einer angenommenen Bezugsentfernung ergeben würde und nennt den Quotienten die Vergrößerung oder Vergrößerungszahl \mathfrak{N} . Kann man die Gegenstände beliebig nähern, so wird die Leistung des Instruments mit der zu vergleichen sein, die das bloße Auge in seinem Nahpunkte, in der Entfernung der deutlichen Sehweite $-l$, erzielte. Also

$$\operatorname{tg} w^*/h = 1/l \quad (2a)$$

und

$$\mathfrak{N}_L = \operatorname{tg} w'/\operatorname{tg} w^* = l \cdot V. \quad (3)$$

Als Durchschnittswert von l nimmt man 250 mm an. Kann man dagegen dem Gegenstande bei Beobachtung mit bloßem Auge nicht näher kommen als die Austrittspupille des Instruments, so ist die Bezugsentfernung deren Abstand a vom Gegenstande:

$$\mathfrak{N}_A = a \cdot V,$$

Hier kann man nun a in zwei Teile zerlegen, den Abstand vom Gegenstande bis zur Eintrittspupille (ξ) und die Entfernung der Eintritts- und Austrittspupille voneinander (A), die Länge des Instruments (hier sind einige Vorzeichenbetrachtungen übergangen), also

$$\mathfrak{N}_A = (\xi + A) V. \quad (3a)$$

Beim Fernrohr kann man A gegen ξ vernachlässigen, man hat dann

$$\operatorname{tg} w^*/h = 1/\xi. \quad (2b)$$

$$\mathfrak{N}_F = \xi \cdot V. \quad (3b)$$

In diesem Falle ist w^* die scheinbare Größe des Gegenstandes, von der Eintrittspupille aus gesehen, w' der entsprechende Winkel an der Austrittspupille; die Fernrohrvergrößerung ist also auch bei großem, aber endlichem Dingabstande gleich der Winkelvergrößerung in den Pupillen. Nach der nächstliegenden Anwendung nennt man \mathfrak{N}_L die Lupen-, \mathfrak{N}_A die Ablesevergrößerung.

Man hat die Vergrößerungszahl auch so erklärt, daß man das Bild, einerlei wo es entsteht, auf eine Bezugsebene projiziert denkt, und diese Projektion mit dem Gegenstande vergleicht. Die Bezugsebene liegt für \mathfrak{N}_L um l mm vor dem Auge, für \mathfrak{N}_A fällt sie mit dem Gegenstande zusammen, für \mathfrak{N}_F ist

sie von der Austrittspupille ebenso weit entfernt wie der Gegenstand von der Eintrittspupille.

H. Boegehold.

Näheres s. Abbe, E., Bemerkungen über die richtige Definition der Vergrößerung einer Linse oder eines Linsensystems [1884]. Ges. Abh. 1. Bd., 445—449. — Erfle, H., Lupenvergrößerung, Fernrohrvergrößerung und Vergrößerung. Dtsch. Opt. Wschr. 1921, 7, 345 bis 349. — Czapski-Eppenstein. Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 3. Aufl. Leipzig, J. A. Barth, 1924, S. 160—162.

Vergrößerungsglas s. Lupe.

Verhältnis, Wärmeleitvermögen zum elektrischen s. Wiedemann-Franz'sches Gesetz.

Verkehrsbeleuchtung s. Beleuchtungsanlagen, I; ferner Leitsätze.

Verkettete Spannung s. Mehrphasenwechselstromsystem.

Verkürzungskondensator. Wird eingeschaltet in ein Strahlungsgebilde bei Sendern und Empfängern zur Verringerung der Eigenschwingung.

A. Meißner.

Verlängerungsspule. Selbstinduktionsspule, die in den Sende- oder Empfangsluftleiter eingeschaltet wird, zwecks Vergrößerung seines Selbstinduktionskoeffizienten und Herstellung einer längeren Welle.

A. Esau.

Verlorene Kräfte (s. Prinzipie der Kinetik) nennt man bei der Anwendung des d'Alembertschen Prinzips das Umgekehrte der Reaktionskräfte, durch welche man sich die kinematischen Bedingungen des Systems erzwungen denken kann.

R. Grammel.

Verluste, dielektrische s. Dielektrische Verluste.

Verlustwinkel. Ist in einem Wechselstromkreis eine reine Kapazität C enthalten, so entsteht zwischen Strom und Spannung eine Phasenverschiebung von 90° derart, daß der Strom der Spannung voreilt. In der symbolischen für Sinusstrom gültigen Schreibweise drückt sich dies durch die Gleichung $E = J/j\omega C$ aus, wo ω die Kreisfrequenz des Wechselstroms bedeutet. In der Praxis hat man es jedoch meist mit Kondensatoren zu tun, die ein festes oder flüssiges Dielektrikum besitzen. Ein solches bedingt aber, abgesehen i. a. von den dünnflüssigen Dielektriken, einen Energieverlust, dem in der Weise Rechnung getragen werden kann, daß man sich einen Ohmschen Widerstand parallel oder in Reihe mit dem Kondensator geschaltet denkt.

Bei vorgeschaltetem Widerstand ist der Operator $p = R + 1/j\omega C$. Die Phasenabweichung ist $-1/R\omega C$. Für kleine Phasenabweichungen, die in dem Falle des Verlustkondensators als Verlustwinkel bezeichnet werden, erhält man also: $\delta = \operatorname{tang} \delta = R\omega C = 2\pi\nu RC = 21600 R\nu C$ Bogenminuten. Daraus ergibt sich für den Operator der Wert $p = \frac{1}{\omega C}(\delta - j) = \frac{1}{\omega C(j + \delta)}$.

Der Verlustwinkel wird entweder in der gewöhnlichen Kapazitätsbrücke gemessen, wobei der Vergleichskondensator verlustfrei sein muß, oder besser nach der Methode von Andersen. Schließlich ist noch die Methode des Resonanzkreises zu erwähnen, in dem einmal der Verlustkondensator, das andere Mal ein Luftkondensator mit Widerstand eingeschaltet wird. Bei der Substitution wird auf gleiche Stromstärke, also auf gleiches Dekrement eingestellt. Dann kann entweder das Dekrement oder aus R direkt der Verlustwinkel berechnet werden.

Statt auf gleichen Strom einzustellen, kann R auch so abgeglichen werden, daß mittels eines Elektrometers auf gleiche Spannung am Widerstand und am verlustfreien Kondensator abgeglichen wird.
R. Jaeger.

Verlustziffer. Der Name „Verlustziffer“ wurde vom Verband Deutscher Elektrotechniker für die Summe des Hystereseverlustes und des Wirbelstromverlustes festgesetzt, welche eine Blechprobe je Kilogramm und 50 Perioden durch die Ummagnetisierung bei der Induktion $\mathfrak{B} = 10000$ bzw. 15000 erleidet. Die betreffende Induktion wird dabei durch den Index gekennzeichnet, so daß also V_{10} die Verlustziffer bei $\mathfrak{B} = 10000$ bedeutet. Die Messung erfolgt wattmetrisch an Proben von 10 kg Gewicht im Epsteinrahmen (s. Magnetisierungsapparate).
Gumlich.

Verlustziffer s. Eisenverluste.

Vermittelnde Beobachtungen s. Methode der kleinsten Quadrate.

Vernier s. Nonius.

Verpuffung s. Explosion.

Verpuffungsmaschine s. Verbrennungskraftmaschine.

Verschöbung s. Verzerrungszustand.

Verschöbungsarbeit s. Reziprozitätstheorem der Elastizitätstheorie.

Verschöbungselastizität s. Strukturviskosität.

Verschöbungselektrizität. Der Begriff der Verschiebungselektrizität entspringt dem Vorstellungskreis der Maxwell'schen Theorie, welche den totalen elektrischen Strom in einen Leitungsstrom und einen Verschiebungsstrom zerlegt. Ein Verschiebungsstrom tritt aber stets nur in einem Dielektrikum auf, und auch nur in dem Fall, daß man es mit veränderlichen Strömen zu tun hat. Anschaulich wird diese Vorstellung durch die Tatsache, daß ein Kondensator z. B. eigentlich ein absolutes Hindernis für den elektrischen Strom bildet. Wird aber eine Wechselspannung an die Klemmen des Kondensators angelegt, so zeigt ein Wechselstrominstrument einen Strom an, der als „Verschiebungsstrom“ das Dielektrikum des Kondensators durchfließt.

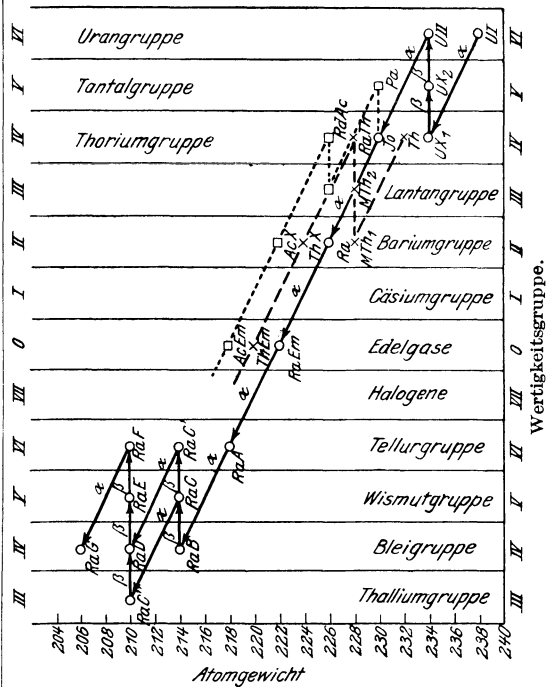
Den beiden Strömen entsprechen elektrostatisch eine Leitungselektrizität und eine Verschiebungselektrizität. Die elektrische Verschiebung \mathcal{D} wird immer proportional dem jeweiligen Feld \mathcal{E} gesetzt, der Proportionalitätsfaktor ist eine Materialkonstante, in diesem Falle die Dielektrizitätskonstante ϵ . Es ist dann also $\mathcal{D} = \frac{\epsilon \cdot \mathcal{E}}{4\pi}$.

Die Verschiebungselektrizität wird an sich von der anderen theoretisch unterschieden. Die mechanische Vorstellung derselben und ihrer Bewegung ist von Maxwell selbst nicht weiter verfolgt worden. Der Sitz der Verschiebungselektrizität ist das Dielektrikum. Dort ist die Elektrizität gewissermaßen an eine Gleichgewichtslage gebunden, zu der sie nach jeder Verschiebung wieder zurückgetrieben wird. Für den Unterschied zwischen Leitungselektrizität und Verschiebungselektrizität kann man das Bild zweier Kugeln gebrauchen, von denen die eine in einer zähen Flüssigkeit frei schwebt, während die andere durch eine Spiralfeder mit einem festen Punkt verbunden ist (H. A. Lorentz). In Anlehnung an dieses Bild wird die Kraft, welche die Elektrizität im Nichtleiter festzuhalten versucht, quasielastische Kraft genannt.
R. Jaeger.

Verschöbungsgesetz von W. Wien s. Strahlungsgesetze.

Verschöbungsregel der zerfallenden Atome. Beim Zerfall der instabilen radioaktiven Atome entstehen, bis auf die stabilen Endprodukte selbst, wieder radioaktive, also instabile Elemente. Da der Zerfall unter Ausschleuderung eines α - oder eines β -Teilchens erfolgt, von denen ersteres ein mit zwei positiven Elementarquanten, also zu $2 \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$ st. E. geladenes Heliumatom, letzteres ein mit dem negativen Elementarquantum geladenes Elektron ist, so lassen sich das Atomgewicht und mittels der sog. „Verschiebungsregel“ auch die Valenz, somit der Platz im periodischen Elementensystem für das neu entstandene Atom des Zerfallsproduktes voraussagen. Ein von α -Strahlen begleiteter Atomzerfall (α -Umwandlung) vermindert das Atomgewicht A um 4 Einheiten des auf $A_H = 1$ bezogenen Maßsystemes und verschiebt das Element um zwei Stellen der üblichen graphischen Darstellung des periodischen Systemes nach links entsprechend einer Verminderung der Wertigkeit um zwei Einheiten; eine β -Umwandlung läßt das Atomgewicht nahe unverändert und verschiebt das Element um eine Stelle nach rechts, entsprechend einer Vermehrung der Wertigkeit um eine Einheit (vgl. auch „Atomzerfall“).

Die folgende Figur enthält eine Art graphischer Darstellung dieser Verschiebungsregel bzw. ihrer Konsequenzen. Jedem Zerfallsprodukt der Uran-Radiumreihe ist auf der Elementenebene sein durch Atomgewicht (Ordinate) und Wertigkeit (Abszisse) definierter Platz zugewiesen und durch Ringe ge-



Graphische Darstellung der Verschiebungsregel.

kennzeichnet. Die Entstehungsfolge ist durch die stark ausgezogenen Pfeile dargestellt. Alle von rechts unten nach links oben verlaufenden Pfeile, die den Platz um zwei Wertigkeitsgruppen nach links und das Atomgewicht um 4 Einheiten nach oben schieben, entsprechen einer α -Umwandlung.

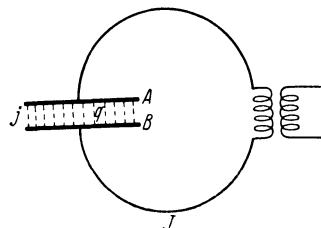
Die horizontalen, immer um eine Einheit nach rechts gehenden Platzverschiebungen einer β -Umwandlung. So ist die Umwandlung eines U-Atomes über UX_1 , UX_2 , U_{II} , Jo , Ra , $RaEm$, RaA , RaB bis RaC eindeutig gegeben. Hier gabelt sich der Zerfall (vgl. „dualer Zerfall“), um von RaD wieder einheitlich weiterzugehen bis zu dem inaktiven Endprodukt RaG (Radio-blei). Man erkennt, wie auf diesem Wege ein und dieselbe Wertigkeitsgruppe mehrmals betreten wird entsprechend der Bildung von Zerfallsprodukten, deren Atome sich zwar durch ihr Gewicht und durch ihr radioaktives Gebaren, wie Lebensdauer, Reichweite und sonstige Eigenschaften ihrer Strahlung, nicht aber durch ihr chemisches Verhalten unterscheiden. Solche „isotope“ Zerfallsprodukte sind in dieser Reihe U_I und U_{II} ; UX_I und Jo ; RaA , RaC' und RaF ; RaC und RaE ; RaB , RaG und RaD . — Durch Kreuze und strichlierte Verbindung ist für die Thorium-Reihe, durch Vierecke und punktierte Verbindung für die Actinium-Reihe der anfängliche Zerfallsweg eingezeichnet. Diese Darstellungen sind bei den bezüglichen Emanationen abgebrochen, um den Überblick über die U-Ra-Reihe nicht zu verwirren. Der Anschluß des Protoactiniums an die Uranreihe bei Jo (bzw. UY) ist noch nicht geklärt, überhaupt die Actinium-eintragung wegen der hypothetischen Atomgewichte noch problematisch und ebenso das Zerfallsprodukt UZ (vgl. „Uran“).

K. W. F. Kohlrausch.

Verschiebungsstrom. Ein von Maxwell eingeführter Begriff, der aus den Anschauungen von Faraday über das elektromagnetische Feld folgt. Wenn elektrische Ladungen zu einem feldfreien Raum hinströmen, so entsteht in dem Raum ein elektrisches Feld. Das gleiche Feld entsteht, wenn sich die Stärke eines in dem Raum befindlichen Magnetfeldes in bestimmter Weise ändert. Beide Erscheinungen lassen sich unter dem gemeinsamen Gesichtspunkt zusammenfassen, daß in einem Dielektrikum, in dem ein elektrisches Feld erregt wird, ein „Verschiebungsstrom“ besteht, der so lange andauert wie das Feld sich ändert, in der einen Richtung fließt, wenn es zunimmt, in der entgegengesetzten, wenn es abnimmt. D. h. der Verschiebungsstrom in einem Dielektrikum ist:

$$j = \frac{1}{4\pi c} \frac{\delta D}{\delta t},$$

wo c die Dicke des Dielektrikums, D die dielektrische Erregung und t die Zeit ist. Besonders anschaulich läßt sich der Verschiebungsstrom mit Hilfe der



Verschiebungsstrom.

Figur machen. Zwei Platten A und B sind durch das Dielektrikum q voneinander getrennt. Wird in dem ungeschlossenen Leiter, der sie verbindet, eine Spannung erregt, so fließt ein Stromstoß J , der den Kondensator AB lädt. Durch die dabei

nach A und B strömenden Ladungen wird in q ein elektrisches Feld, also ein elektrischer Strom j erzeugt, der in jedem Augenblick genau so groß wie der Leitungsstrom J im Stromkreis ist. Es ist also auch in diesem Falle ein geschlossener Stromkreis vorhanden, wenn der Verschiebungsstrom berücksichtigt wird. Der Verschiebungsstrom ist auch insofern dem Leitungsstrom äquivalent, als auch er ein Magnetfeld erzeugt, so lange er fließt. Der Verschiebungsstrom im Dielektrikum ist von jeglichem Leiter unabhängig und im freien Raum genau so gut möglich wie in einem festen Dielektrikum. Das Spiel zwischen dem Verschiebungsstrom im Raum, der ein Magnetfeld erzeugt, und dem entstandenen Magnetfelde, das seinerseits wieder einen Verschiebungsstrom erzeugt usw., ist die Grundlage der elektromagnetischen Schwingungen, also der Radiowellen, der Wärme-, Licht- und Röntgenstrahlen. Güntherschulze.

Verschmelzung s. Konsonanz.

Verschmelzungsfrequenz s. Farbenkreisel.

Verschwindungskonstante der Ionen s. Wiedervereinigung von Ionen.

Verseifung, auch Hydrolyse, ist die Spaltung einer Verbindung unter Wasseraufnahme an den vorher miteinander verbunden gewesenen Atomen der Molekel. Das eine Spaltstück nimmt dabei H, das andere OH auf. Statt Wasser können auch Derivate desselben, insbesondere Säuren oder Basen verseifend wirken. Im ersten Falle wird an das eine Spaltstück H, an das andere der Säurerest, im zweiten an das eine OH, an das andere Spaltstück der Basenrest angelagert. Verseifung im engeren Sinne nennt man eine solche Reaktion, die tatsächlich zu einer Seife, das heißt einem fettsauren Metallsalz, führt, nämlich die Spaltung fettsaurer Alkohole durch Basen. Die Verseifung der Ester (s. d.), insbesondere des Äthylacetats, durch Natronlauge bildet ein Schulbeispiel für die chemische Kinetik, indem sie das bimolekulare Schema verwirklicht; dagegen ist die V. der Ester durch Wasser wegen dessen Überschuß eine scheinbar monomolekulare (s. Reaktionsgeschwindigkeit) Reaktion, die eine homogene Katalyse (s. d.) durch Wasserstoffionen (s. d.) erfährt. Schwab.

Verspannung nennt man die Versteifung der Flügel eines Doppeldeckers gegeneinander durch Spanndrähte. Die in den Anfangszeiten des Flugzeugbaues üblichen Verspannungen von Eindeckerflügeln gegen den Rumpf und evtl. einen besonderen Spannturm werden mit Rücksicht auf die ungünstigen Widerstandsverhältnisse heute nicht mehr ausgeführt. — Als Spanndrähte werden häufig Profildrähte verwendet, um einen kleinen Widerstand zu erhalten. L. Hopf.

Verstärker für elektrische Ströme, Einrichtung, um durch schwache elektrische Ströme solche höherer Leistung mit genauer Wiedergabe der Frequenz und Kurvenform zu erzeugen, insbesondere für Nachrichtenübermittlung und für Meßzwecke. Das magnetische Relais ist ein grober Vorläufer des Verstärkers, insofern es Frequenzen in engen Grenzen, Kurvenform gar nicht wiedergeben kann; jedoch werden die modernen, quantitativ wirkenden Verstärker oft noch Relais genannt. Ein lange als Verstärker verwendetes Relais (für Morsezeichen in mittelfrequenter Wechselstrom) war das Brown-Relais mit vibrierendem Kontakt.

Ferner werden Mikrophone in besonderer Schaltung vielfach als Verstärker verwendet. Der zu

verstärkende Wechselstrom wird einer Magnetspule zugeführt, diese wirkt auf einen Anker, welcher an der beweglichen Membran des Mikrophons befestigt ist. Aus dem Gleichstromkreise (s. Mikrophon) sind dann die verstärkten Ströme zu entnehmen. Mancherlei Kaskaden- und Rückkopplungsschaltungen werden bei den verschiedenen Ausführungen angewendet. Durchschnittlich verlangt der Mikrophonverstärker ziemlich hohe Amplituden (vom Standpunkte eines üblichen Telephonstromes), damit überhaupt eine Verstärkung zustande kommt.

Neuerdings sind durch Erfindung der Liebenröhre, sowie Erfindungen von Langmuir, Schottky u. a. die Verstärkerröhren (s. d.) die wichtigste V-Klasse geworden.

Außerdem eignet sich jeder negative Widerstand (Leiter mit negativer oder fallender Charakteristik) (s. d.) zum Verstärker. Auch elektrolytische Verstärker wurden vorgeschlagen (Reichinstein).

H. Rukop.

Verstärkerröhre, ein Apparat zur Verstärkung von elektrischen Strömen, beruhend auf einer Gas- oder Vakuumladung (s. auch Verstärker). Die erste Verstärkerröhre wurde von P. C. Hewitt vorgeschlagen; sie bestand aus einer Quecksilberdampflampe, deren starker Lichtbogenstrom durch eine außen angebrachte, auf den Lichtbogen wirkende Magnetspule proportional dem schwachen Strom dieser Spule geändert wurde. Diese Hewittsche Verstärkerröhre hat keine Bedeutung erlangt. Größere Fortschritte auf dem Gebiete der Verstärkerröhren wurden von R. v. Lieben durch Anwendung von langsamen Kathodenstrahlen gemacht (s. Liebenröhre). Die gegenwärtig geäußerteste Type von Verstärkerröhren ist die Hochvakuum-Glühkathodenröhre, die eine Kombination der Arbeiten von R. v. Lieben, Lee de Forest, I. Langmuir und manchen anderen darstellt. Im einfachsten Fall ist die Hochvakuum-Glühkathoden-Verstärkerröhre folgendermaßen gebaut: Ein durch eine Elektrizitätsquelle geheizter Glühfaden, meist aus Wolfram, Tantal, Platin-Iridium oft mit Zusätzen oder Überzügen hochemittierender Metalle oder Verbindungen (s. Glühkathode), dient infolge seiner Elektronenemission als Kathode. Die Röhre enthält ferner eine Anode, die oft den Glühfaden zylindrisch umgibt, sowie eine dritte gitterförmige Elektrode, die zwischen Anode und Glühkathode liegt, meist Gitter genannt. Das Vakuum ist so hoch, daß die Leitung nur von den von der Kathode emittierten Elektronen, also mit unmeßbar kleinem Hinzutritt von Gasionen (Trägern) besorgt wird. Der Verstärkungsvorgang läßt sich qualitativ so erklären, daß bei Anlegen der Kathode an den negativen und der Anode an den positiven Pol einer Batterie in diesem Kreis (Anodenkreis) ein Strom zustande kommt, der ferner noch von der Spannung des Gitters gegen die Kathode abhängig ist, und zwar ist er bei einer gewissen negativen Gitterspannung gleich Null, nimmt bei positiver werdender Gitterspannung kontinuierlich zu, bis der Sättigungsstrom (s. d.) erreicht ist. Durch eine Änderung der Gitterspannung vermittels einer zugeführten Wechselspannung (z. B. aus einer Telephonleitung stammend) kann der Anodenstrom etwa proportional mitgeändert werden. Da man bei geeigneter Dimensionierung fast keine meßbare Leistung im Gitterkreis aufzuwenden braucht, um die genannten Wechselspannungen herzustellen, dagegen aus dem Anodenkreise merkliche Leistung

derselben Kurvenform entnehmen kann, kommt eine Verstärkung der Wechselströme zustande. Rechnerisch ergibt sich die Verstärkung in Abhängigkeit von den Gitter- und Anodengleichspannungen E_g und E_A , ferner den beiden weiter unten erklärten Röhrenkonstanten K und D , sowie dem zur Energieentnahme im Anodenkreis benutzten übertragenen Widerstand R folgendermaßen: Der gesamte Strom nach Gitter und Anode ist proportional der $\frac{3}{2}$ ten Potenz der resultierenden

Spannung von Gitter und Anode, welche sich aus der wahren Gitterspannung und dem durchgreifenden Teil der Anodenspannung zusammensetzt. Wenn also i den momentanen Strom, e_g und e_A die momentane Gitter- und Anodenspannung, ferner D den Durchgriff (s. d.), und K eine aus der Konstruktion von Gitter und Kathode sich ergebende Konstante ist, so erhält man (s. Raumladung): $i = \frac{1}{K} (e_g + D e_A)^{\frac{3}{2}}$. Diese Gleichung

kann für kleine Amplituden in eine solche ersten Grades verwandelt werden, indem man die Richtungskonstante an jeder Stelle der Kurve (Tangentenschar) betrachtet: Dann ergibt sich: $i = S (e_g + D e_A)$, wobei $\frac{1}{S} = \frac{2K}{3\sqrt{E_g + D E_A}}$ ist.

Hier sind die Gleichspannungen von Anode und Gitter E_A und E_g in S enthalten, und i und e sind nur Wechselstromgrößen. Denkt man sich eine sinusförmige Gitterspannung kleiner Amplitude $e_g = \mathcal{E}_g \sin \omega t$ angelegt, und die Leistung N aus dem Anodenkreise vermittels eines Transformators, der den übertragenen Widerstand R vorstellt, entnommen, so ergibt sich weiter: $i_A = S (e_g - DR i_A)$

$i_A = \frac{e_g}{\frac{1}{S} + DR}$ und $N = \frac{\mathcal{E}_g^2 R}{2 \left(\frac{1}{S} + DR \right)^2}$. Es läßt

sich durch eine Berechnung des ausgezeichneten Wertes zeigen, daß ein Optimum von N bei $R = \frac{1}{SD}$ existiert. Dieses Resultat ist identisch mit dem bekannten Satz, daß zur Erzielung bester Leistung der äußere Widerstand dem inneren gleich gemacht werden muß. Denn wie man durch den Ansatz:

$R_i = \frac{d e_A}{d i_A}$ ableiten kann (innerer Widerstand), ist: $R_i = \frac{1}{SD}$. Setzt man diesen optimalen Widerstand

ein, so ergibt sich weiter $N_{opt R} = \frac{3 \mathcal{E}_g^2 \sqrt{E_g + D E_A}}{16 K D}$.

Es erscheint also vorteilhaft, zwecks guter Verstärkung E_g und E_A groß, K klein zu machen, D spielt eine doppelte Rolle. Aus praktischen Gründen ist E_A jedoch an gewisse Grenzen gebunden, ebenso K aus konstruktiven Gründen, denn K kann nur verkleinert werden durch Verlängerung des Fadens oder Annäherung des Gitters an ihn. Ferner kann E_g nicht positiver als etwa -1 Volt gemacht werden, da sonst das Gitter Elektronen aufnimmt und dieser Gitterstrom die Lautstärke sehr herabsetzt, indem er die die Gitterspannung liefernde Wechselspannungsquelle unnötig belastet und so die Spannung zusammenbrechen läßt. Dagegen bleibt D noch variabel, dessen Erhöhung einerseits infolge der Erhöhung der resultierenden Gleichspannung und dadurch der

Steilheit der Entladungskurve günstig wirkt (D im Zähler), andererseits (D im Nenner) jedoch ungünstig wirkt. Die ungünstige Wirkung der Konstanten heißt „Anodenrückwirkung“ (W. Schottky); sie besteht darin, daß die am Widerstand R entstehende Wechselspannung in ungünstiger Phase auf den Anodenwechselstrom einwirkt und zwar wie jede Anodenspannung, proportional D. Es ergibt sich aus dem Zusammenwirken des ungünstigen und des günstigen Einflusses von D ein Optimum, das, wie wieder eine Rechnung des ausgezeichneten

Wertes zeigt, bei $D = -\frac{2 E_g}{E_A}$ liegt. Benutzt man

dieses, so wird $N_{opt R D} = \frac{3 \mathcal{E}_g^2 E_A}{32 K \sqrt{-E_g}}$. Diese

Gleichung gilt jedoch nur, solange die Heizung genügend hoch ist, so daß man auf der $e_{\frac{3}{2}}$ -Kurve arbeitet und nicht in die Sättigung hineinkommt. Die Verstärkung einer Röhre liegt vom Standpunkte der herausholbaren Leistung im Vergleich zur Gitterleistung betrachtet, annähernd bei unendlich, wenn, wie oben gesagt, das Gebiet des Gitterstromes vermieden und so nur unmeßbar kleine Leistung im Gitterkreis verbraucht wird. Da jedoch im Eisen und Kupfer der notwendigen Transformatoren oder Kreise zur Energieentnahme und Energiezuführung Verluste auftreten, kann man bei einer durchschnittlichen Schwachstromröhre mit einem Leistungsverhältnis von 100:1 bis 1000:1 rechnen, so daß die sog. Stromverstärkung (Wurzel aus dem Leistungsverhältnis) für eine Röhre zwischen 10 und 30 liegen wird. Es ist üblich, die Wechselströme, die aus einer Röhre gewonnen werden, in einer zweiten, dritten, vierten usw. weiter zu verstärken (Kaskadenverstärker, Stufenverstärker).

Außer der eben beschriebenen Leistungsverstärkerschaltung wird oft die sog. Spannungsverstärkerschaltung gebraucht. Sie ist sehr ähnlich der ersteren, dient jedoch nicht zur Erzielung einer Wechselstromleistung, sondern einer Wechselspannung, die an den Enden des Widerstandes R abgenommen wird. Die Spannungsverstärkung (Verhältnis der Spannung an R zu der Gitterspannung)

wird, wie sich leicht berechnen läßt: $G = \frac{R}{D \left(R + \frac{1}{SD} \right)}$

Hier ist jedoch kein Optimum von R vorhanden, sondern R muß möglichst groß gegen $\frac{1}{SD}$ gemacht

werden. Der Grenzwert von G ist dann: $G = \frac{1}{D}$.

Zur weiteren Verbesserung der Verstärkung werden Hochvakuumröhren mit besonderen Elektroden gebaut (s. Raumladungsgitter und Schutzgitter).

Man unterscheidet je nach den zu verstärkenden Wechselströmen Tonfrequenzverstärker (s. Niederfrequenzverstärker), Zwischenfrequenzverstärker (s. d.), und Hochfrequenzverstärker (s. d.).

In der praktischen Verwendung der Verstärker in der Nachrichtentechnik wird mit sehr kleinen Leistungen gearbeitet; z. B. wird eine aus einer Empfangsantenne der drahtlosen Telegraphie erhaltene unhörbare Leistung von 10^{-20} Watt durch einen Kaskadenverstärker (mit 10000facher Stromverstärkung) auf 10^{-12} Watt gebracht, um sie laut hörbar zu machen. Für manche Zwecke, z. B. zum

Aussenden drahtloser Telegraphie und Telephonie, werden jedoch Verstärker benutzt, deren Leistung bis zu vielen Kilowatt reicht.

Eine besondere Eigentümlichkeit der Verstärker ist ihre Neigung, elektrische Eigenschwingungen zu erzeugen, die (bei niedrigen Frequenzen) oft „Tönen“, „Pfeifen“, „Singen“ genannt werden. Ihre Ursache ist die äußere oder innere „Rückkoppelung“ (s. d.), sie muß im Verstärker durch systematischen Bau vermieden werden (s. Neutralisierung). Dagegen wird sie für andere Zwecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen (s. Röhrensender und Senderöhre) absichtlich herbeigeführt. Es sind noch andere Typen von Verstärkeröhren allerdings bisher von geringerer Verbreitung bekannt, und zwar fast in allen Formen der Gas- und Vakuumentladungen. So gibt es Röhren mit Glühkathode, die den Hochvakuumröhren sehr ähneln, jedoch eine gewisse unsichtbare Gasionisation haben (insbesondere von Lee de Forest vor der Hochvakuumtechnik verwendet) oder die sogar mit Glimmlicht arbeiten. Ferner wurden reine Glimmentladungsröhren mit kalter Kathode vielfach versucht (Siemens & Halske, Schröter, Nienhold, Kossel, Marx). Auch eine Hochvakuumröhre mit sekundärer Kathodenstrahlung (vgl. Dynatron) ist hier zu erwähnen. Schließlich sind auch Röhren mit lichtelektrischer oder radioaktiver Entladung vorgeschlagen worden.

S. auch Gesteuerte Wellen bzw. Schwingungen.

H. Rukop.

Näheres s. W. Schottky, Archiv f. Elektr. 8, 1 u. 299; 1920.

Verstärkung photographischer Negative. Negative, die durch Unterbelichtung bzw. durch zu schwache Entwicklung zu wenig Deckung haben, können verstärkt werden. Dies geschieht im allgemeinen, indem man an das vorhandene Silber des Bildes weiteres Metall (Silber, Quecksilber, Kupfer) anzulagern versucht. Die Verstärkung kann nicht beliebig weit getrieben werden, sondern geht nur bis zu einem bestimmten Grad. Die gebräuchlichsten Verstärker sind der Quecksilber- und der Uranverstärker.

Meidinger.

Näheres s. J. M. Eder, Handb. d. Phot. III 2, S. 548.

Verstärkungsfolie. Folie aus Zelluloid oder ähnlichem Material, auf welcher sich eine unter dem Einflusse von Röntgenstrahlen fluoreszierende Schicht befindet, deren wirksamer Bestandteil meist Kalziumwolframat ist. Dieses Material, das wegen der Anwesenheit des schweren Wolframs die Röntgenstrahlen stark absorbiert, fluoresziert blauviolett bis ins ultraviolette hinein. Das Fluoreszenzlicht ist daher photographisch besonders wirksam. Legt man bei einer Röntgenaufnahme eine solche Folie Schicht an Schicht auf die photographische Platte, so kann die Belichtungszeit gegenüber der ohne Folie erforderlichen Zeit je nach der benutzten Strahlenhärte auf den 10. bis 15. Teil herabgesetzt werden. Bei doppelt begossenen Filmen lassen sich zwei Folien benutzen, eine auf der Vorder- und eine auf der Rückseite. Da die meisten Folien nachleuchten, darf man eine Folie, die soeben für eine Aufnahme benutzt wurde, nicht sogleich wieder verwenden, da sonst das Nachbild der ersten Aufnahme auf der zweiten mit erscheinen kann.

Behnken.

Verstellpropeller sind solche Wasser- oder Luftschrauben, deren Steigung während des Betriebes willkürlich verändert werden kann. Sie dienen dazu,

um die Schraube verschiedenen Betriebszuständen, vor allem verschiedenen Fahrtgeschwindigkeiten, anpassen zu können. Die Theorie ist von Reissner ausgearbeitet worden; einer ausgedehnten Verwendung stehen nur noch konstruktive Schwierigkeiten im Wege.

L. Hopf.

Verstimmung s. Lissajous-Figuren und Schwebungen.

Verstimmung, Verstimmungsgrad. Man nennt einen elektrischen Schwingungskreis verstimmt, wenn seine Eigenfrequenz merklich von der Frequenz der erregenden Schwingung abweicht, und erkennt dieses daran, daß die im Schwingungskreis induzierte EMK oder der Strom merklich von seinem bei Resonanz vorhandenen Maximalbetrage verschieden ist. Die Differenz der Eigenfrequenz von der Frequenz der Schwingungen, dividiert durch letztere [$x = (\omega_2 - \omega_1)/\omega_1$] wird meist als Verstimmungsgrad definiert, doch ist diese Bezeichnungsweise nicht einheitlich, man spricht ebenso auch von prozentischer Verstimmung. Ist z. B. $\omega_1 = 1,03 \omega_2$, so sagt man, der Schwingungskreis ist gegen den Sender um 3% verstimmt.

E. Alberti.

Versuchsbombe s. Pulverkonstanten.

Vertauschungswägung nach Gauß s. Wägungen mit der gleicharmigen Waage.

Verteilungsfunktion s. Statistik.

Vertex nennt man in der Fixsternastronomie den Zielpunkt eines Sternstromes. Der Vertex bezeichnet die Richtung der stärksten Häufung von Bewegungen der Mitglieder des Stromes (s. Fixsternastronomie).

W. Kruse.

Vertikal, magnetischer, eine Ebene durch den Beobachtungsort und den magnetischen Zenit (s. d.); darunter der „erste magnetische Vertikal“ senkrecht gegen den magnetischen Meridian.

Nippoldt.

Vertikaldeflektoren s. Lokalvariometer.

Vertikale Beleuchtung s. Beleuchtungstechnische Definitionen.

Vertikaler Temperaturgradient s. Atmosphäre, vertikaler Temperaturgradient.

Vertikalilluminator s. Mikroskop.

Vertikalintensität des Erdmagnetismus. Die vertikale Komponente des erdmagnetischen Feldes, gemessen in Dynen, Dimension $\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{s}^{-1}$. Die Einheit heißt ein „Gauß“, der $1/100000$ Teil 1γ .

Absolute Messungen der Vertikalintensität nimmt man nur in polnahen Gegenden vor (da hier die Horizontalintensität zu schwach wird), sonst berechnet man sie aus $Z = H \text{tg} I$ (I Inklination). Auch relative Messungen dieser Komponente werden ausgeführt (s. Erdmagnetismus, Lokalvariometer, erdmagn. Variationen, Mutungen).

A. Nippoldt.

Vertikalintensitätsvariometer s. Magnetische Waage.

Vertikalkreis. Genaues astronomisches Meßinstrument zur Messung von Höhenwinkeln. Der Vertikalkreis ist gewissermaßen aus dem Altazimut entstanden, wobei der Horizontalkreis zu einem bloßen Einstellkreis zurückgebildet wurde. Der Vertikalkreis besitzt im Gegensatz zum Altazimut eine feste Aufstellung. Er ruht auf einer Säule. Der Höhenkreis ist auf das genaueste geteilt und wird mit 4–6 Mikroskopen abgelesen. Zur Feststellung des Nullpunktes werden bei jeder Beobachtung 1–2 Libellen abgelesen. Die Sterne werden

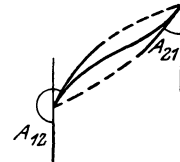
nur in unmittelbarer Nähe des Meridians beobachtet, wo ein kleiner Azimutfehler noch nichts ausmachen kann.

Wird auch der Höhenkreis zurückgebildet, so entsteht das Zenitteleskop, mit dem man nur Beobachtungen nahe am Zenit macht. Man beobachtet z. B. den Durchgang eines Sternes mit geringer nördlicher und unmittelbar darauf eines solchen mit ebenso großer südlicher Zenitdistanz, indem man das ganze Fernrohr um seine vertikale Achse um 180° dreht. Auf diese Weise erhält man sehr genaue Werte der Polhöhe oder geographischen Breite und kann damit vor allem Polhöhen-schwankungen verfolgen.

Botlinger.

Näheres s. Ambronn, Handb. der Astronomischen Instrumentenkunde.

Vertikalschnitt. Jede durch eine Normale einer Fläche gehende Ebene schneidet die Fläche in einem Vertikalschnitte. Ein Instrument, welches zu astronomischen oder geodätischen Messungen dienen soll, wird vorerst in bezug auf die im Beobachtungsorte herrschende Lotrichtung, die auf der Erdoberfläche senkrecht steht, orientiert. Wird mit einem solchen Instrumente das Azimut (A_{12} der Figur) eines zweiten Punktes gemessen, so entspricht dies somit der Richtung eines Vertikalschnittes, der die beiden Punkte miteinander verbindet. Wird im zweiten Punkte das Azimut A_{21} des ersten bestimmt, so entspricht dies der Richtung eines Vertikalschnittes, der vom zweiten Punkte ausgeht. Da nun die Lotrichtungen zweier Punkte auf dem Erdellipsoid sich im allgemeinen nicht schneiden, so liegen sie nicht in einer Ebene und die beiden Vertikalebenen fallen nicht zusammen: man erhält somit zwei verschiedene Vertikalschnitte. Die Winkelmessungen beziehen sich daher nicht auf ein und dieselbe Verbindungslinie der beiden Punkte. Deshalb kann ein Triangulierungsnetz nicht aus den Vertikalschnitten gebildet werden. Man ersetzt diese daher durch die geodätische Linie (s. d.), welche als die kürzeste Verbindungslinie zwischen den beiden Punkten eindeutig ist.



Vertikalschnitte und geodätische Linie.

Die Reduktion vom Vertikalschnitt auf die geodätische Linie oder der Unterschied zwischen astronomischen und geodätischem Azimut ist aber meist so klein, daß man ihn vernachlässigen kann. Bei einer Seitenlänge von 64 km erreicht er erst den Betrag von $0''01$, wächst aber mit dem Quadrat der Seitenlänge.

A. Prey.

Näheres s. R. Helmert, Die mathem. und physikal. Theorien der höheren Geodäsie. Bd. I.

Vertikalstrom, elektrischer, in der Atmosphäre.

Da in der Atmosphäre stets ein Potentialgefälle und eine gewisse Leitfähigkeit besteht, so werden die vorhandenen positiven Ionen (bei normaler Richtung des Gradienten) von oben zur Erde, die negativen von unten nach oben in die Luft transportiert: es besteht somit eine beständige elektrische Strömung, die man als „vertikalen Leitungsstrom“ oder auch kurz „Vertikalstrom“ bezeichnet. Durch ihn empfängt die Erde beständig positive Ladung und daher hat die Messung des Vertikalstromes für die Beurteilung des Elektrizitätshaushaltes der Erde hohes Interesse. Bezeichnen wir die polaren spezifischen Leitfähigkeiten (vgl. „Leitfähigkeit“) mit λ_1 und λ_2 , den Potentialgradienten mit dV/dh , so ist der gesamte Vertikal-

strom $I = (\lambda_1 + \lambda_2) \cdot dV/dh$. Durch gleichzeitige Messung von dV/dh und der Gesamtleitfähigkeit $\lambda_1 + \lambda_2$ erhält man daher auch Kenntnis von der Stärke des Vertikalstromes („indirekte Methode“). Wie in dem Artikel „Leitfähigkeit“ näher dargelegt, gehen die Veränderungen von dV/dh und $(\lambda_1 + \lambda_2)$ häufig in entgegengesetztem Sinne, so daß ihr Produkt viel geringere prozentuelle Änderungen aufweist. Auch mit zunehmender Höhe über dem Erdboden ändert sich der Vertikalstrom wenig, da die Abnahme des Potentialgradienten durch die Zunahme der Leitfähigkeit ungefähr kompensiert wird. Man bezieht den Vertikalstrom natürlich auf die Flächeneinheit der Erdoberfläche, und daher wäre es richtiger, von der Stromdichte des Vertikalstromes zu sprechen. Seine Größe wird entweder in Ampere pro qcm oder in elektrostatischen Einheiten pro qcm angegeben.

Die Stärke des Vertikalstromes beträgt nach den zahlreichen, nach der indirekten oder den weiter unten besprochenen direkten Methoden ausgeführten Messungen bzw. Registrierungen im Mittel etwa $2-3 \cdot 10^{-16}$ Ampere/qcm oder ca. $7 \cdot 10^{-7} \frac{E S E}{qcm}$.

Nur im Südpolargebiet wurden beträchtlich höhere Werte gefunden. Der Vertikalstrom an luftelektrisch normalen Tagen ist im Winter am größten, im Sommer am kleinsten. Nach den Davoser Messungen (C. Dorno) verhält sich Maximum zu Minimum wie 2,7 zu 1,9. Viel deutlicher ausgeprägt ist der tägliche Gang. Das Maximum fällt auf die ersten Nachtstunden, das Minimum gegen Mittag, im Sommer etwas später. In der Ebene, wo die Wirkung der Sonnenstrahlung nicht so stark ist, wie in Davos (1600 m), ist die Amplitude der täglichen Schwankung des Vertikalstromes weitaus geringer und überdies in der Herbst- und Winterszeit anders, wie im Sommer. Der tägliche Gang des Vertikalstromes scheint insbesondere durch die Ausbildung von Stauschichten infolge Einwirkung der Sonnenstrahlung beeinflusst zu werden.

Der Vertikalstrom ist auch direkt bestimmbar: Die ersten derartigen Versuche wurden 1901 von Ebert ausgeführt. Eine 4 qm große Blechtafel wurde auf isolierenden Trägern 4 m hoch in der Luft gehalten. Die Platte wurde zuerst geerdet, dann kurze Zeit isoliert. Während dieser Zeit wurde durch den vertikalen Leitungsstrom positive Ladung der Platte zugeführt. Dann wurde die ganze angesammelte Ladung auf einmal durch ein für ballistische Messungen geeichtes Galvanometer geschickt. Es ergab sich stets ein positiver Ausschlag, der umgerechnet auf 1 qcm Auffangfläche pro Sekunde einer Stromstärke von etwa $1,7 \cdot 10^{-16}$ Ampere entsprach. Dabei wurde auch der Versuch gemacht, die Oberfläche der Auffangplatte durch Bedeckung mit Rasenstücken dem natürlichen Boden möglichst ähnlich zu gestalten. Die Messungen sind nicht ganz einwandfrei, weil während der Aufladung die Platte selbst sich auf merklich höheres Potential als die Erde auflädt, wodurch dann die weitere Aufladung verlangsamt wird. Um diesen Fehler zu vermeiden, hat C. T. R. Wilson eine sehr sinnreiche Methode zur direkten Bestimmung des Vertikalstromes ausgearbeitet, deren Prinzip folgendes ist: Ein Goldblattelektroskop oder Saitenelektrometer ist mit einer kreisrunden, mit Erdschutzring umgebenen

Auffangplatte verbunden. Seitlich ist an das System ein variabler Kondensator angeschlossen. Die Auffangplatte soll beiläufig in der Höhe der Erdoberfläche gestellt sein. Vor der Messung ist sie von einem Erdschutzdeckel überdeckt. Wird dieser weggenommen, so entsteht auf dem isolierten System Elektrometer + Auffangplatte eine Influenzladung, also ein Ausschlag des Elektrometers, aus dem man die Flächendichte der Plattenladung und daraus das Potentialgefälle berechnen kann. Mittels des verschiebbaren Kondensators wird nun während der Messung der Ausschlag dauernd auf Null gehalten. Nach Beendigung der Expositionszeit überdeckt man die Platte wieder und stellt den Kondensator auf die Anfangsstellung zurück, worauf man dann aus dem Elektrometersausschlag und der bekannten Kapazität leicht die während der bekannten Expositionszeit auf die Platte geflossene Ladung berechnen kann.

Simpson hat eine andere Methode zur Messung des vertikalen Leitungsstromes angegeben, welche gleichzeitig die regelmäßige Registrierung dieses wichtigen luftelektrischen Elements gestattet: Eine 17 qm große Platte war nahe dem Erdboden isoliert aufgestellt und wurde vermittels eines kontinuierlich wirkenden Tropfkollektors, der mit ihr verbunden war, dauernd auf dem Potential der Erde erhalten. Die Tropfen des isoliert aufgestellten Kollektors fallen nun in ein Metallgefäß, dessen Ladung alle 2 Minuten durch ein mechanisch registrierendes Benndorf-Elektrometer registriert wird.

Schweidler hat darauf aufmerksam gemacht, daß man, da bei diesen direkten Methoden die isolierte Auffangplatte bloß durch die zugeführten positiven Ionen eine Ladung erhält, man leicht zu dem Trugschluß geführt wird, daß man nur den einen, von positiven Ionen herrührenden Teil des Gesamt-Vertikalstromes $(\lambda_1 + \lambda_2) \frac{dV}{dh}$, nämlich

$\lambda_1 \frac{dV}{dh}$ mißt. Dies ist aber unrichtig: die Kontinuitätsbedingung für einen stationären Strom bei ruhender oder nur horizontal bewegter Luft verlangt, daß der Gesamtstrom in bezug auf die Höhe über der Empfangsplatte konstant ist: d. h.

$$I = \lambda_1 \frac{dV}{dh} + \lambda_2 \frac{dV}{dh} = i_1 + i_2 = \text{konstant.}$$

Für den Erdboden selbst ($h = 0$) folgt dann $i_1 = I$ und $i_2 = 0$. Man mißt also den Gesamtstrom. In mehreren Werken findet man die unrichtige, oben angedeutete Anschauung.

Außer dem vertikalen Leitungsstrom sind in der Luft noch andere elektrische Ströme vorhanden, die man Konvektionsströme nennt, da sie an die Bewegung von Luftmassen oder Beimengungen der Luft gebunden sind. Man unterscheidet 1. den normalen Konvektionsstrom: Jede Luftbewegung wird, da in der Luft freie Ladungen anwesend sind (vgl. Raumladungen), Elektrizität mitführen, also auch Strömungen erzeugen. Die horizontalen Konvektionsströme können bei großer Windstärke sehr beträchtliche Werte erreichen, die die Stromdichte des vertikalen elektrischen Leitungsstromes mehrfach übertreffen. Für den Elektrizitätshaushalt der Erde haben indes die horizontalen Ströme keine Bedeutung. Die Größe der vertikalen Konvektionsströme ist bei der Unsicherheit der Schätzung der mittleren vertikalen

Luftgeschwindigkeit und elektrischen Raumdichte kaum anzugeben (vgl. „Elektrizitätshaushalt der Erde“). 2. Der „gestörte Konvektionsstrom“. Darunter versteht man die durch die Niederschläge der Erde zugeführten Ladungen. Diese scheinen vorwiegend positiv zu sein, verstärken daher noch die Wirkung des normalen vertikalen Leitungsstromes (vgl. Niederschlags Elektrizität).

Endlich muß auch noch erwähnt werden, daß man — zur Erklärung der negativen Ladung der Erde bzw. der Aufrechterhaltung des normalen luftelektrischen Potentialgefälles annehmen mußte, daß — etwa von der Sonne her — ein beständiger Zustrom von Elektronen gegen die Erde stattfindet. Da man keinerlei Ionisationswirkungen dieses hypothetischen Zustromes („Kompensationsstrom“ nach Schweidler) nachweisen kann, mußte man annehmen, daß diese Elektronen fast mit Lichtgeschwindigkeit dahinfliegen. Wenn ihre Geschwindigkeit z. B. nur um ca. 50 m/sec geringer ist als die Lichtgeschwindigkeit, so würde ihre Ionisationswirkung praktisch gleich Null sein. Man hat in neuester Zeit versucht, durch Exposition dicker Metallblöcke in Verbindung mit hochempfindlichen Elektrometern den Aufladeeffekt dieses „Zustromes“ zu messen (Schweidler, Swann, G. Hoffmann). Die Ergebnisse sind aber im wesentlichen negativ, d. h. es hat sich bisher kein Zustrom von Elektronen nachweisen lassen, der von gleicher Größenordnung ist, wie der normale vertikale Leitungsstrom.

V. F. Hess.

Näheres s. H. Benndorf und V. F. Hess, Luftelektrizität (in Müller-Pouillet's Lehrb. d. Physik, V. Bd., 1. Hälfte. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1923).

Verträglichkeitsbedingungen s. Kompatibilitätsbedingungen.

Vertretbarkeit der Phasen. Wenn zwei Phasen bezüglich einer Reaktion mit einer dritten im Gleichgewicht sind, so sind sie es bei der gleichen Temperatur auch miteinander. Dieser Satz ist eine spezialisierte Aussage der Phasenregel (s. d.) und läßt sich durch das Verbot des Arbeitsgewinns bei isotherm-reversibeln Kreisprozessen um singuläre Punkte herum leicht beweisen. Für die Behandlung vieler physikalisch-chemischer Prozesse ist er von großer praktischer Wichtigkeit.

Schwab.

Verweilzeit s. Stufenionisation.

Verwindung eines Flügels nennt man die starre oder bewegliche Veränderlichkeit des Einstellwinkels der Flügelsehne über den Flügel hin. Die meisten Flügel zeigen eine solche Verwindung, daß der Einstellwinkel nach außen flacher wird. Dies geschieht zur Erleichterung der seitlichen Stabilität.

L. Hopf.

Verwitterung. Die Arbeit der exogenen Kräfte (s. Exogene Vorgänge) beginnt mit der Verwitterung. Man bezeichnet so die Gesamtheit der Vorgänge, durch welche das Gestein chemisch zersetzt und mechanisch in kleinere Stücke zertrümmert wird, so daß es schließlich in lockere Bodenbestandteile zerfällt. Schroffe Temperaturänderungen, insbesondere Erhitzung der Gesteine durch die Sonnenstrahlung und darauffolgende Abkühlung durch die nächtliche Ausstrahlung, ferner Spaltenfrost (s. d.) und Auswaschung der löslichen Bestandteile durch Sickerwasser sind die hauptsächlichsten physikalischen Vorgänge der Verwitterung. Auch die Organismen spielen dabei, insbesondere durch die Bildung von Humussäuren, eine wichtige Rolle.

Die Verwitterung ist somit in hohem Maße abhängig von dem Klima. Sie wirkt am stärksten in den Tropen, wo das Gestein gelegentlich bis auf 100 m Tiefe in Verwitterungskrumme umgewandelt ist.

O. Baschin.

Verzeichnung s. Sphärische Abweichung, Strahlenbegrenzung, Abbildung durch photographische Objektive.

Verzerrungsenergie. Die Gesamtenergie eines Körpers setzt sich zusammen aus seiner potentiellen Energie, aus seiner kinetischen Energie und aus seiner inneren Energie, jeder dieser Anteile über den ganzen Körper summiert. Die innere Energie ändert sich mit dem Verzerrungszustand (Komponenten der Verzerrung $\epsilon_x \dots, \gamma_{yz} \dots$, Spannungen $\sigma_x \dots, \tau_{yz} \dots$, bezogen auf das orthogonale Koordinatensystem (O, x, y, z) und mit der Temperatur des Körpers. Sie wird Null für einen bestimmten Anfangszustand von gleichmäßiger Temperatur und der Verschiebung Null. Geht der Körper infolge irgendwelcher Ursachen aus einem ersten Zustand in einen neuen Zustand über, so ist die Änderung der Gesamtenergie nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik gleich der Summe aus der Arbeit der äußeren Kräfte (Massenkräfte, Oberflächenkräfte) und dem mechanischen Äquivalent der aufgenommenen Wärmemenge.

Für kleine adiabatische Zustandsänderungen ist der Zuwachs der inneren Energie pro Volumeinheit

$$(1) \delta A = \sigma_x \delta \epsilon_x + \sigma_y \delta \epsilon_y + \sigma_z \delta \epsilon_z + \tau_{yz} \delta \gamma_{yz} + \tau_{zx} \delta \gamma_{zx} + \tau_{xy} \delta \gamma_{xy}$$

das exakte Differential der sog. *Verzerrungsenergiefunktion* A. Gleiches gilt auch für kleine isotherme Änderungen.

Wenn eine Verzerrungsenergiefunktion A existiert, d. h. also für adiabatische und isotherme Zustandsänderungen, gelten die Beziehungen

$$(2) \sigma_x = \frac{\partial A}{\partial \epsilon_x}, \dots \quad \tau_{yz} = \frac{\partial A}{\partial \gamma_{yz}}, \dots$$

Die Verzerrung eines Körpers, der nicht am Wärmeaustausch mit seiner Umgebung gehindert ist, kann bei langsamer Änderung des Verzerrungszustandes genügend genau als isotherm betrachtet werden. Dementsprechend wird in der Elastizitätstheorie die Existenz einer Verzerrungsenergiefunktion fast immer vorausgesetzt.

Setzt man die Gültigkeit des allgemeinen Hookeschen Gesetzes voraus, so ist die Verzerrungsenergiefunktion A eine homogene, quadratische Funktion der Komponenten der Verzerrung. Im allgemeinsten Fall eines äolotropen Materials hat man

$$(3) 2A = c_{11} \epsilon_x^2 + 2c_{12} \epsilon_x \epsilon_y + \dots + c_{66} \gamma_{xy}^2, \text{ d. h. nach den Gleichungen 2)}$$

$$(4) \begin{cases} \sigma_x = c_{11} \epsilon_x + c_{12} \epsilon_y + c_{13} \epsilon_z + c_{14} \gamma_{yz} \\ \quad \quad \quad + c_{15} \gamma_{zx} + c_{16} \gamma_{xy} \\ \dots \dots \dots \\ \tau_{yz} = c_{41} \epsilon_x + c_{42} \epsilon_y + c_{43} \epsilon_z + c_{44} \gamma_{yz} \\ \quad \quad \quad + c_{45} \gamma_{zx} + c_{46} \gamma_{xy} \\ \dots \dots \dots \text{ worin } c_{rs} = c_{sr} \text{ (s, r = 1, 2, \dots 6) ist.} \end{cases}$$

Die 21 Konstanten $c_{11} \dots c_{66}$ heißen *elastische Konstanten* oder *Elastizitätskonstanten*. Sie unterscheiden sich um geringe Beträge, je nachdem die Zustandsänderung adiabatisch oder isotherm erfolgt. Die elastischen Konstanten genügen gewissen Ungleichungen, da die Verzerrungsenergie A aus Stabilitätsgründen stets positiv sein muß.

Die Zahl der elastischen Konstanten vermindert sich für kristalline Stoffe je nach dem Grade der vorhandenen Symmetrie von 21 auf 13, 9, 7, 6, 5, 3 und 2 für isotrope Körper.

Näheres über die elastischen Konstanten allgemein s. Love, Lehrbuch der Elastizität (deutsch von Timpe) Leipzig 1907, Kap. VI, über die von isotropem Material vgl. den Art. Elastizitätskonstanten für isotrope, feste Körper.

Für *isotrope Stoffe*, die dem Hooke'schen Gesetze genügen, ist die Verzerrungsenergie pro Volumeneinheit A gegeben durch

$$(5) \quad A = G \left\{ \varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2 + \frac{(\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z)^2}{m-2} + \frac{1}{2} (\gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2) \right\},$$

bzw. in den Spannungen ausgedrückt

$$(6) \quad A = \frac{1}{2E} (\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2) - \frac{1}{mE} (\sigma_y \sigma_z + \sigma_z \sigma_x + \sigma_x \sigma_y) + \frac{1}{2G} (\tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2 + \tau_{xy}^2).$$

Diese spezifische Formänderungsarbeit kann man in zwei Anteile $A = A_p + A_g$ zerlegen, wobei

$$(7) \quad A_p = \frac{m+1}{3(m-2)} G (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z)^2 = \frac{3(m-2)}{2mE} \left(\frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} \right)^2$$

die Arbeit ist, die bei einer gleichmäßigen Verdichtung des Volumelements durch einen hydrostatischen Druck $p = \frac{1}{3} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ geleistet wird (Kompressionsarbeit, Verdichtungsarbeit) und

$$(8) \quad A_g = \frac{1}{12G} \left\{ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 \right\} + \frac{1}{2G} \left\{ \tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2 \right\} = G \left\{ \frac{1}{3} \left[(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + (\varepsilon_y - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_x)^2 \right] + \frac{1}{2} \left[\gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2 \right] \right\}$$

jenen Anteil der Formänderungsarbeit bedeutet, welcher bei einer reinen Gestaltsänderung und konstantem Volumen zu leisten ist (Gestaltänderungsarbeit).

Der Anteil der Verdichtungsarbeit A_p verschwindet für inkompressible Flüssigkeiten und in guter Annäherung auch im Gebiete der plastischen Deformationen der bildsamen Stoffe.

F. Schleicher.

Näheres s. A. u. L. Föppel, Drang und Zwang. München 1924, 2. Aufl. § 5.

Verzerrungsspannungsgleichungen s. Hooke'sches Gesetz.

Verzerrungstensor. Der Verschiebungszustand eines elastischen Körpers zu einer bestimmten Zeit t (s. Verzerrungszustand) sei dadurch beschrieben, daß die Verschiebungsvektoren $v = v(r)$ für alle Massenpunkte des elastischen Kontinuums gegeben sind. Ist r der Ortsvektor eines Teilchens vor der Verschiebung (in bezug auf einen beliebigen Nullpunkt), so ist die neue Lage des betreffenden Teilchens durch $r' = r + v(r)$ bestimmt. Wir setzen voraus, daß die Verschiebung $v(r)$ eine eindeutige, differenzierbare und also auch stetige Funktion des Ortsvektors r ist. Sodann gilt für die hinreichend kleine Umgebung eines bestimmten Punktes r in großer Annäherung $v(r + \Delta r) =$

$v(r) + \Delta r \nabla \cdot v(r)$, d. h. die Relativverschiebung

(1) $\Delta v = v(r + \Delta r) - v(r) = \Delta r \nabla \cdot v(r)$ ist linear homogen in dem Ortsvektor Δr bezüglich des Punktes r . Der Affinor $\nabla \cdot v(r)$ heißt Ableitungsaffinor. Sind z. B. u, v, w die Komponenten des Verschiebungsvektors v bezüglich eines rechtwinkligen Koordinatenkreuzes (O, x, y, z) mit den Achsrichtungen e_x, e_y, e_z ($e_i^2 = 1$), so daß $v = u e_x + v e_y + w e_z$, dann ist der Ableitungsaffinor nach den Regeln der Affinorrechnung

$$(2) \quad \nabla \cdot v = e_x \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + e_y \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + e_z \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = e_x \cdot e_x \frac{\partial u}{\partial x} + e_x \cdot e_y \frac{\partial v}{\partial x} + e_x \cdot e_z \frac{\partial w}{\partial x} + e_y \cdot e_x \frac{\partial u}{\partial y} + e_y \cdot e_y \frac{\partial v}{\partial y} + e_y \cdot e_z \frac{\partial w}{\partial y} + e_z \cdot e_x \frac{\partial u}{\partial z} + e_z \cdot e_y \frac{\partial v}{\partial z} + e_z \cdot e_z \frac{\partial w}{\partial z}$$

oder in üblicher Weise in einem quadratischen Schema wiedergegeben

$$(2a) \quad \nabla \cdot v = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial z} & \frac{\partial v}{\partial z} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix}.$$

Den Vektor der Relativverschiebung Δv eines dem Punkte r benachbarten Punktes $r + \Delta r$ bezüglich $r' = r + v(r)$ findet man mit Hilfe des Ableitungsaffinors nach der folgenden Rechenvorschrift. Sei $\Delta r = \Delta x e_x + \Delta y e_y + \Delta z e_z$, so ist

$$(3) \quad \Delta v = \Delta r \left(e_x \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + e_y \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + e_z \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \Delta x \frac{\partial v}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial v}{\partial y} + \Delta z \frac{\partial v}{\partial z} = e_x \left(\Delta x \frac{\partial u}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial u}{\partial y} + \Delta z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + e_y \left(\Delta x \frac{\partial v}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial v}{\partial y} + \Delta z \frac{\partial v}{\partial z} \right) + e_z \left(\Delta x \frac{\partial w}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial w}{\partial y} + \Delta z \frac{\partial w}{\partial z} \right).$$

Der Ableitungsaffinor $\nabla \cdot v(r)$ ist im allgemeinen von Punkt zu Punkt veränderlich. Ist $\nabla \cdot v$ im besonderen Falle nicht vom Ort r abhängig, sondern konstant, so heißt der Verschiebungs- und Verzerrungszustand *homogen*. Letzterer Fall entspricht einer affinen Deformation des Körpers, für welche die Gesetze und Zusammenhänge besonders einfach zu übersehen sind (s. Artikel Verzerrungszustand). In der Elastizitätstheorie wird im allgemeinen jeder Verschiebungszustand in der Umgebung der betrachteten Stelle durch den entsprechenden homogenen Zustand ersetzt, mit welchem dann allein gearbeitet wird.

Für den wichtigen Sonderfall, daß die Verschiebungen v sehr klein („unendlich klein“ von der ersten Ordnung) sind, kann man den Ableitungsaffinor (2) auf sehr einfache Weise zerlegen

$$(4) \quad \nabla \cdot v = \text{def } v - \frac{1}{2} \text{rot } v.$$

Darin bedeutet

$$\text{def } v = \nabla \cdot v + \frac{1}{2} \text{rot } v$$

$$(5) \quad = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 1/2 \gamma_{xy} & 1/2 \gamma_{zx} \\ 1/2 \gamma_{xy} & \epsilon_y & 1/2 \gamma_{yz} \\ 1/2 \gamma_{zx} & 1/2 \gamma_{yz} & \epsilon_z \end{pmatrix}.$$

den sog. *Deformations-* oder *Verzerrungstensor*. Die Diagonalglieder des Verzerrungstensors sind gleich den linearen Dehnungen $\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \dots$, die Seitenglieder sind gleich den halben Schiebungen $\gamma_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \dots$. Da die Schiebungen paarweise gleich sind ($\gamma_{yx} = \gamma_{xy}, \dots$) ist der Affinor (5) symmetrisch, d. h. ein sog. Tensor.

$$(6) \quad -\frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{v} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & +\omega_{xy} & -\omega_{zx} \\ -\omega_{xy} & 0 & +\omega_{yz} \\ +\omega_{zx} & -\omega_{yz} & 0 \end{pmatrix}$$

stellt den Anteil der Drehung (ohne Verzerrung des Kontinuums) dar. In Gl. (6) sind

$$\omega_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \omega_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \omega_{zx} = \frac{\partial x}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$$

die Komponenten der Rotation des Verschiebungsvektors \mathbf{v}

$$\text{rot } \mathbf{v} = \omega_{yz} \mathbf{e}_x + \omega_{zx} \mathbf{e}_y + \omega_{xy} \mathbf{e}_z.$$

Der alternierende (schiefsymmetrische) Affinor (6) heißt *Axiator des Ableitungsaffinors* (2a). Für Verschiebungszustände, wie sie bei starren Körpern möglich sind, verschwindet der Verzerrungstensor $\text{def } \mathbf{v} = 0$ und die Verschiebungen \mathbf{v} folgen allein aus der Drehung des starren Körpers.

Es gilt dann $\nabla \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{v}$.

Transformiert man das Schema (5) für den Deformationstensor $\text{def } \mathbf{v}$ auf die sog. Hauptachsen $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ des Verzerrungszustandes, so verschwinden die Seitenglieder γ_{xy}, \dots des Schemas (5). Bezeichnen $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ die sog. Hauptdehnungen (s. d.), so nimmt der Verzerrungstensor die Gestalt (7) an.

$$(7) \quad \text{def } \mathbf{v} = \epsilon_1 \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_1 + \epsilon_2 \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_2 + \epsilon_3 \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_3 \\ = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}.$$

Die Volumdehnung e (s. d.) ist eine Invariante des Verzerrungstensors und zwar ist sie für den betrachteten Fall kleiner Verschiebungen gleich dem ersten Skalar von $\text{def } \mathbf{v}$,

$$(8) \quad e = S_1(\text{def } \mathbf{v}) = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z \\ = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 = \text{div } \mathbf{v},$$

d. h. also gleich der Divergenz des Verschiebungsvektors \mathbf{v} .

Der Verzerrungstensor $\text{def } \mathbf{v}$ wird häufig in zwei Teile gespalten, in dem man

$$(9) \quad \text{def } \mathbf{v} = \frac{1}{3} S_1(\text{def } \mathbf{v}) \mathbf{I} + \mathbf{\Gamma} = \frac{e}{3} \mathbf{I} + \mathbf{\Gamma} \text{ setzt. } \mathbf{\Gamma}$$

ist der sog. *Deviator* des Verzerrungstensors $\text{def } \mathbf{v}$, \mathbf{I} ist der Einheitstensor. Der erste Skalar des Deviators $\mathbf{\Gamma}$ verschwindet, $S_1(\mathbf{\Gamma}) = 0$. Es gibt somit immer ein Bezugskreuz, für welches die Diagonalglieder $\left(\epsilon_x - \frac{e}{3}\right) \dots$ des Deviators $\mathbf{\Gamma}$ verschwinden, so daß nur die Seitenglieder γ von Null verschieden sind.

Bei endlichen Verschiebungen $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ werden die Gleichungen (4) u. ff. ungültig. An ihre Stelle

treten ähnliche, wenn auch weniger einfache Beziehungen, die in den Lehrbüchern der Elastizitätstheorie angegeben sind. Einige Angaben über den Zusammenhang zwischen dem Verzerrungstensor und dem Spannungstensor findet man für den Sonderfall des isotropen Körpers und für kleine Verschiebungen $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ unter Artikel Spannungstensor.

F. Schleicher.

Näheres s. z. B. Hamel, *Elementare Mechanik*, Leipzig 1912 und Spielrein, *Vektorrechnung*, Stuttgart 1926 (2. Aufl.), sowie die Lehrbücher der Elastizitätstheorie.

Verzerrungszustand. Treten in einem Körper infolge irgendwelcher Ursachen (z. B. infolge von Temperaturänderungen oder Spannungen) Veränderungen in der gegenseitigen Lage seiner Teilchen ein, so bezeichnet man den Körper als gegenüber seinem früheren Zustand *verzerrt*. Unter der Voraussetzung, daß der Körper stetig von Materie erfüllt ist, wird der *Verzerrungszustand* in der Mechanik der Kontinua beschrieben, indem man für jedes Teilchen, das vor der Verzerrung zur Zeit t_0 die Koordinaten (x, y, z) hatte, die neue Lage

$$(1) \quad \begin{cases} x' = x + u(x, y, z, t) \\ y' = y + v(x, y, z, t) \\ z' = z + w(x, y, z, t) \end{cases}$$

angibt. u, v, w sind die Komponenten des Vektors der *Verschiebung* des Punktes (x, y, z) zur Zeit t . Wir beschränken uns auf den Fall, daß die Verschiebungen u, v, w eindeutige und stetige Funktionen der Parameter x, y, z, t sind.

Dehnung. Der Abstand zweier benachbarter Punkte vor der Verschiebung (Δl) und nach der Verschiebung ($\Delta l'$) wird im allgemeinen Falle eines *Verschiebungszustandes* u, v, w nicht der gleiche sein. Den Grenzwert ϵ des Verhältnisses zwischen Verlängerung ($\Delta l' - \Delta l$) und alter Länge (Δl) des Linienelements

$$(2) \quad \epsilon = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left[\frac{\Delta l' - \Delta l}{\Delta l} \right]$$

nennt man *spezifische Dehnung* oder kurz *Dehnung*. Sie wird positiv gerechnet bei einer Verlängerung des Elements und negativ bei Verkürzung.

Schiebung. Zwei von einem Punkte ausgehende Linienelemente, welche im Anfangszustand aufeinander senkrecht stehen ($\varphi = \frac{\pi}{2}$), werden nach

der Verzerrung einen Winkel $\varphi' = \frac{\pi}{2} + \gamma$ einschließen. Die Winkeländerung γ heißt *Schiebung* oder *Gleitung*.

Homogen heißt ein Verzerrungszustand, wenn die Verschiebungen lineare Funktionen der Koordinaten sind:

$$(3) \quad u = u_0 + a_{11}x + a_{12}y + a_{13}z, \text{ usw.};$$

$a_{11} \dots a_{33}$ sind Konstanten. Aus der Definition (3) ergeben sich unmittelbar folgende Eigenschaften der homogenen Verzerrung: 1. Gerade Linien bleiben gerade. 2. Parallele Geraden bleiben parallel. 3. Parallele Geraden erleiden gleiche Dehnungen. 4. Die Schiebungen in parallelen Ebenen sind gleich. 5. Eine Kugel geht in ein Ellipsoid über (Verzerrungsellipsoid). 6. Es gibt im unverzerrten Zustand drei aufeinander senkrechte Richtungen, die auch noch nach der Verzerrung orthogonal sind, wenn gleich sie im allgemeinen gegenüber ihren ursprünglichen Richtungen gedreht sein werden. Diese sog. *Hauptachsen* der Verzerrung

fallen im deformierten Zustand mit den Achsen des Verzerrungsellipsoids zusammen. 7. Die Dehnungen in den Richtungen der Hauptachsen der Verzerrung heißen *Hauptdehnungen*. Unter ihnen ist sowohl die größte, als auch die kleinste der vorkommenden Dehnungen enthalten. 8. In den Ebenen durch die Hauptachsen der Verzerrung ist die Schiebung gleich Null (Hauptebenen). Nach dem Gesagten kann man jeden homogenen Verschiebungs- und Verzerrungszustand zerlegen in 1. eine Translation des ganzen Körpers, 2. in eine Drehung um den Nullpunkt, bei welcher der Körper unverzerrt bleibt und 3. in eine darauffolgende Dehnung nach den drei Richtungen der Hauptachsen der Verzerrung. Es sind jedoch auch noch andere Zerlegungen des homogenen Verzerrungszustandes möglich.

Beim allgemeinen Verzerrungszustand ist die Verzerrung, im allgemeinen wenigstens, in der Umgebung eines Punktes merklich homogen, so daß die oben angegebenen Eigenschaften des homogenen Verzerrungszustandes auch noch für die einzelnen Volumelemente eines nichthomogen verzerrten Körpers erhalten bleiben. In der genügend kleinen Umgebung eines bestimmten Punktes kann man demnach praktisch jeden Verzerrungszustand durch einen entsprechenden homogenen Verschiebungs- und Verzerrungszustand ersetzen.

Komponenten der Verzerrung nennt man die zur vollständigen Beschreibung des Verzerrungszustandes nötigen Größen. Es sind dies 1. die drei Hauptdehnungen $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ bei Angabe der Richtungen der Hauptachsen 1, 2, 3 der Verzerrung; oder 2. die Dehnungen $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ nach drei beliebigen, ursprünglich orthogonalen Richtungen x, y, z , sowie der Schiebungen $\gamma_{yz}, \gamma_{zx}, \gamma_{xy}$ in den Ebenen yz, zx, xy ; oder 3. die neun Differentialquotienten $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial x}, \dots$, in denen jedoch die Drehung noch mitenthalten ist. Die Komponenten der Verzerrung sind im allgemeinen Falle Funktionen des Ortes und der Zeit. Für die homogene Verzerrung sind sie Konstanten. Der Zusammenhang zwischen den Koeffizienten $a_{11} \dots$ der Form (3) und den Komponenten der homogenen Verzerrung läßt sich leicht angeben.

Komponenten der Verzerrung bei kleinen Verschiebungen. Dieser Fall ist der für die Anwendungen wichtigste. Für ihn erhält man die Dehnungen in Richtung der Koordinatenachsen zu

$$(4) \quad \epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}$$

und die Schiebungen in den Koordinatenebenen

$$(5) \quad \gamma_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \gamma_{zx} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \\ \gamma_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Weiter sind

$$(6) \quad \omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \\ \omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

die Komponenten des Vektors der Drehung.

Ist der Verschiebungszustand u, v, w im Sonderfall so beschaffen, daß die $\epsilon_x, \dots, \gamma_{yz}, \dots$ verschwinden, die ω_x, \dots aber von Null verschieden sind, so

entspricht der Verschiebungszustand einer reinen Drehung, wie sie auch ein starrer Körper erfahren kann (s. a. Art. Transformation der Verzerrungskomponenten).

Es ist üblich, unter *Formänderung* die Gesamtheit der einem bestimmten Verschiebungszustand entsprechenden Änderungen zu verstehen. Im Gegensatz hierzu ist die *Verzerrung* jener Teil der Formänderung, welcher nach Ausschluß von Translation und Rotation verbleibt und den Verzerrungskomponenten $\epsilon_x, \dots, \gamma_{yz}, \dots$ entspricht. Die Verzerrung wird oft in zwei Anteile zerlegt. Der erste Anteil entspricht einer *Verdichtung* (Volumdehnung) unter der Wirkung eines hydrostatischen Drucks $p = \frac{1}{3} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$, der zweite Anteil entspricht einer *Gestaltänderung* bei gleichbleibendem Volumen. Die Gestaltänderung hängt somit nur von den Differenzen der Hauptdehnungen ab.

F. Schleicher.

Näheres s. Love, Lehrb. d. Elastizität (deutsch von Timpe), Leipzig 1907. Kap. I: Analyse der Verzerrung. — Planck, Mechanik deformierbarer Körper. Leipzig 1919.

Verzögerung elektrischer Funken s. Funken.

Verzweigung radioaktiver Zerfallsreihen s. Dualer Zerfall.

Verzweigungsbüchse. Als Verzweigungsbüchse bezeichnet man Widerstandsbüchsen, die als Verzweigungswiderstände ausgebildet sind und die besonders bei der

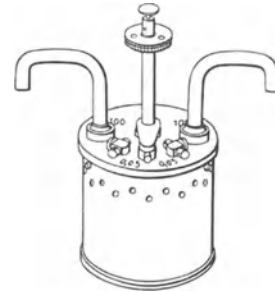
Wheatstoneschen und der Thomsonschen Brücke Verwendung finden. Außer den seitlichen Bügeln, die bei den üblichen Normalbüchsen zum Eintauchen in die

Quecksilberkontakt-näpfe dienen, ist noch eine dritte Klemme aus der Büchse herausgeführt (s. Fig.), die an die Mitte des bifilar gewickelten Widerstandes angeschlossen ist. Um zwischen zwei Werten interpolieren zu können, sind bei den Büchsen von O. Wolf noch kleine Zusatzwiderstände eingebaut, die aber meist entbehrlich sind. R. Jaeger.

V-Form eines Flügels nennt man die Anordnung, bei welcher die beiden Flügel eines Flugzeugs in der Mitte unter einem spitzen Winkel zusammenstoßen, so daß sie von vorne gesehen die Gestalt eines V ergeben. Zweck dieser Anordnung ist, dem Flügel eine Widerstandskraft gegen seitliches Abrutschen zu geben und dadurch die seitliche Stabilität zu erhöhen. L. Hopf.

Vibrationselektrometer. Die Elektrometer können in ähnlicher Weise wie die Vibrationsgalvanometer (s. d.) zur Messung mit Wechselströmen ausgebildet werden. Das schwingende System muß dann eine der Frequenz des Wechselstroms entsprechende kleine Schwingungsdauer besitzen. W. Jaeger.

Vibrationsgalvanometer. Als Nullinstrumente bei Wechselstrommessungen werden Galvanometer von kleiner Schwingungsdauer, die meist einstellbar ist, verwendet, und zwar sowohl solche nach dem Nadel- wie nach dem Drehspulprinzip. Die Instrumente besitzen einen Spiegel, von dem das Bild eines Lichtspaltes oder eines glühenden Fadens (z. B. Nernstlampe) reflektiert und objektiv oder subjektiv beobachtet wird. Wenn der Spiegel durch den Wechselstrom in Schwingungen gerät, wird



Verzweigungsbüchse.

das Bild des Spaltes verbreitert, während man bei stillstehendem Spiegel ein scharfes Bild erhält. Die Schwingungsamplitude ist bei schwacher Dämpfung am größten, wenn die Schwingungsdauer auf die Frequenz des Wechselstroms abgestimmt ist. Gegenüber dem gleichfalls als Nullinstrument benutzten Telephone besitzt das Vibrationsgalvanometer infolge der Abstimmung den Vorteil, daß es nur auf eine Frequenz anspricht, so daß die Oberwellen nicht stören und daher nicht notwendig reiner Sinusstrom verwendet werden muß.

Beim *Nadelgalvanometer* (Rubens) wird eine eingespannte Saite verwandt, an der eine Anzahl Eisennadeln befestigt sind. Die Saite führt Torsionsschwingungen aus, deren Frequenz durch Längenänderung der Saite und Veränderung ihrer Spannung eingestellt werden kann. Die Nadeln werden von vier Elektromagneten beeinflusst, die von dem Wechselstrom durchflossen werden; die Elektromagnete können zur Einstellung des besten Effekts mittels eines durch Mikrometerschrauben bewegten Schlittens in verschiedene Entfernung von den Nadeln gebracht werden. Neuerdings ist von Schering und Schmidt ein Nadelgalvanometer konstruiert worden, bei dem die Frequenz in bequemer Weise durch Gleichstrom eingestellt werden kann. Die Nadel wird durch einen Gleichstrom-elektromagneten magnetisiert; durch Änderung des Stroms in dem Elektromagneten kann die Frequenz der Nadel in weiten Grenzen variiert werden.

Die Galvanometer nach dem *Drehspulsystem* haben entweder eine vom Strom durchflossene Schleife aus zwei Bändern, die zwischen den Polen eines starken Magneten ausgespannt sind (Schering, Schmidt, Duddell), oder eine Spule (Zölllich u. a.). Die Instrumente werden für Wechselströme von den kleinsten Frequenzen bis etwa 2000 Perioden gebaut.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Vibrationsmanometer, von M. Wien konstruiert, dient zur Messung der Druckschwankungen in Tonwellen. Die normalerweise an das Ohr zu haltende Öffnung eines auf den zu untersuchenden Ton abgestimmten Kugelresonators ist erweitert und durch eine auf den gleichen Ton abgestimmte Membran verschlossen. Die Ausschläge derselben sind den Druckamplituden proportional und werden mittels einer empfindlichen Spiegelanordnung gemessen. Da die Schallintensität (s. d.) dem Quadrat der maximalen Druckschwankungen proportional ist, können mit dem Vibrationsmanometer relative Tonintensitäten gemessen werden. Zwecks Reduktion auf absolutes Maß wird noch ein zweiter Apparat benutzt, der sich von dem ersten nur dadurch unterscheidet, daß der Grundton der Membran um mehrere Oktaven höher liegt.

Näheres s. M. Wien, Wied. Ann. 36, 1889.

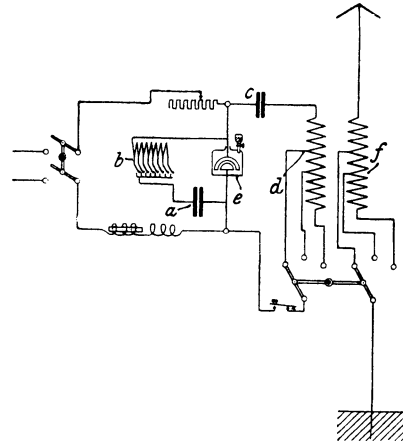
Vibrationsmikroskop s. Saitenschwingungen.

Vibrograph nach R. König s. Schallregistrierung.

Vibroskop s. Sichtbarmachung von Schall-schwingungen.

Vieltonsender. Mit Gleichstrom betriebene Löschfunken- bzw. Lichtbogensender derart, daß an die Funkenstrecke bzw. den Lichtbogen gleichzeitig ein Ton- und ein Hochfrequenz-Schwingungskreis geschaltet ist (s. Figur).

Der Tonkreis ab bewirkt, daß die Hochfrequenz-schwingungen im Rhythmus eines Tones erzeugt



Schaltung des Vieltonsenders.

werden. Durch Ändern der Selbstinduktion b wird die Tonhöhe geändert. Bei abgeschaltetem Tonkreis gibt der Sender unhörbare Schwingungen.

A. Meißner.

Vierdimensionale Welt (s. Artikel Relativitätstheorie, spezielle und Relativitätsprinzip nach Einstein). Die Bewegung eines materiellen Punktes längs einer Geraden (die wir zur x-Achse wählen) wird beschrieben, indem man die Koordinate x als Funktion der Zeit t angibt.

$$(1) \quad x = \varphi(t).$$

Man kann sich diese Bewegung veranschaulichen, indem man sich in einer x-, t-Ebene die durch Gleichung 1) gegebene Kurve gezogen denkt. Diese Kurve stellt uns dann den ganzen raumzeitlichen Bewegungsvorgang dar. Ebenso könnte man sich den Verlauf der Bewegung eines Punktes im Raum, der durch die Gleichungen

$$(2) \quad x = \varphi_1(t) \quad y = \varphi_2(t) \quad z = \varphi_3(t)$$

gegeben ist, veranschaulichen, indem man sich in einem vierdimensionalen x-, y-, z-, t-Raum die durch die Gleichung 2) bestimmte Kurve verzeichnet denkt. Die Lehre von den Bewegungen im dreidimensionalen Raum ist also identisch mit der Lehre von den Kurven im vierdimensionalen, weshalb schon Lagrange die Mechanik eine Geometrie in vier Dimensionen nennt. Doch wäre das bloß eine geistreiche Ausdrucksweise und eine hübsche Illustration, wenn man nicht in gewissem Sinne sagen könnte, daß die durch die Gleichung 2) bestimmte Kurve im vierdimensionalen Raum, die sog. „Raumzeitkurve“, den Bewegungsvorgang besser darstellt als die Gleichungen 2) selbst. Was das bedeutet, läßt sich am einfachsten an der Bewegung längs einer Geraden, Gleichung 1) auseinandersetzen.

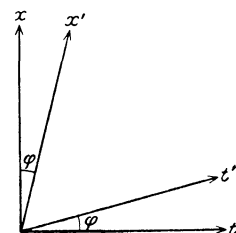


Fig. 1. Zur Erläuterung der vierdimensionalen Welt.

Wenn wir etwa die rein geometrischen Eigenschaften der Kurve 1) untersuchen, so sieht man sofort, daß die Gestalt der Funktion $\varphi(t)$ durch diese Eigenschaften durch-

aus nicht bestimmt ist. Denn wenn ich die Kurve etwa in einem gegen das ursprüngliche um den Winkel α gedrehten Koordinatensystems t', x' darstelle (Fig. 1)

$$t' = t \cos \alpha + x \sin \alpha$$

$$x' = -t \sin \alpha + x \cos \alpha$$

so bekommt die Gleichung 1) eine ganz andere Gestalt, die ich mit

$$(4) \quad x' = \Phi(t')$$

bezeichnen will. Nur solche aus der Gleichung 1) abgeleitete Ausdrücke haben eine geometrische Bedeutung, die sich bei Anwendung der Koordinaten-Transformation nicht ändern, d. h. in den analog gebauten Ausdruck in den neuen Koordinaten übergehen, die, wie man sagt, invariant gegenüber den Koordinatendrehungen 3) sind. Dazu gehört die Entfernung eines Punktes vom Koordinatenursprung $\sqrt{x^2 + t^2}$ und das Linienelement der Kurve $ds^2 = dt^2 + dx^2 = (1 + \varphi'(t)^2) dt^2$. Die Gleichung 1) stellt also die geometrischen Eigenschaften der Kurve insofern nicht gut dar, als sie ein willkürliches Element hineinbringt, das Koordinatensystem, das mit der Geometrie der Kurve nichts zu tun hat.

Etwas ganz Ähnliches ist nun in der Mechanik auch der Fall. Wenn etwa in Gleichung 1) die betrachtete Bewegung auf ein fix mit dem Inertialsystem verbundenes Koordinatensystem bezogen ist, so läßt sich nach dem Relativitätsprinzip zwischen diesem und einem geradlinig gleichförmig bewegten System nicht unterscheiden. Wenn man aber die Bewegung auf ein mit der Geschwindigkeit v in der x -Richtung bewegtes System bezieht, so erhält in Gleichung 1) die Funktion $\varphi(t)$ wieder eine ganz andere Gestalt, die aber der ursprünglichen ganz gleichberechtigt ist. Stellen wir uns die Bewegung durch eine Kurve in der x, t -Ebene dar, so können wir den Übergang zum bewegten System auch als eine Koordinaten-Transformation deuten, die aber nicht durch Gleichung 3), sondern durch die Lorentz-Transformation gegeben ist. Um auf beiden Achsen dieselbe Maßeinheit benutzen zu können, wollen wir die Zeiten durch die Wege messen, die das Licht während derselben zurücklegt. Die so gemessenen Zeiten (Lichtwege) nennen wir τ (wobei $\tau = ct$). Die Geschwindigkeiten sind dann dimensionslose Zahlen, werden in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit gemessen, und die Lichtgeschwindigkeit selbst bekommt den Wert 1. Die Lorentz-Transformation lautet dann

$$(5) \quad x' = \frac{x - v\tau}{\sqrt{1 - v^2}} \quad \tau' = \frac{-v x + \tau}{\sqrt{1 - v^2}}$$

Ist uns nun eine Bewegung eines materiellen Punktes gegeben, die relativ zum System $S(x, \tau)$ durch die Gleichung

$$(6) \quad x = f(\tau)$$

dargestellt ist, so ist sie im System $S'(x', \tau')$ durch die mittels der Transformation 5) aus 6) entstandene Gleichung

$$(7) \quad x' = F(\tau')$$

dargestellt. Man kann diesen Übergang so deuten, daß man die laut Gleichung 6) im rechtwinkligen Koordinatensystem x, τ gezeichnete Kurve jetzt auf ein anderes System bezieht, in dem die Koordinaten x', τ' mit den alten durch die Gleichung 5) zusammenhängen. Gleichung 7) ist dann die Gleichung derselben Kurve im neuen System. Dieses neue System ist nun offenbar ein schiefwinkliges und entsteht aus dem ursprünglichen,

indem man sowohl die τ - als die x -Achse um einen Winkel φ gegen das Innere des ersten Quadranten dreht (Fig. 2), der durch

$$(8) \quad \operatorname{tg} \varphi = v$$

gegeben ist. Da nun alle diese Systeme nach dem Relativitätsprinzip gleichberechtigt sind, besteht kein Grund, unsere

Bewegung eher auf das eine als das andere zu beziehen. Die Funktionen $f(\tau)$ bzw. $F(\tau)$ haben also mit der Bewegung als solcher nichts zu tun, sondern nur mit der Wahl des Bezugssystems. Die Darstellung der Bewegung durch die Zeitwegkurve in der x, τ -Ebene ist aber von dieser Willkür frei und stellt daher die Bewegung besser dar als die Gleichung 6) bzw. 7). Wie in der Geometrie haben auch hier nur solche aus der Funktion $f(\tau)$ gebildete Ausdrücke eine wirkliche mechanische Bedeutung, die in allen Koordinatensystemen denselben Wert haben, d. h. die gegenüber der Lorentz-Transformation invariant sind. Dazu gehört der Ausdruck $\tau^2 - x^2$ und der aus den Komponenten eines Linienelements der Kurve 6) gebildete Ausdruck $\sqrt{d\tau^2 - dx^2} = \sqrt{1 - f'(\tau)^2} d\tau$.

Man kann die Analogie zur Geometrie noch deutlicher machen, wenn man mit Minkowski statt τ die komplexe Größe u einführt durch

$$(9) \quad i\tau = u \quad i\tau' = u'$$

Dann lauten die Gleichungen 5) der Lorentz-Transformation

$$(10) \quad x' = \frac{x + i v u}{\sqrt{1 - v^2}}, \quad u' = \frac{-i v x + u}{\sqrt{1 - v^2}}$$

und wenn man

$$-i v = \operatorname{tg} \alpha, \text{ also } \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}} = \cos \alpha,$$

$$(11) \quad \frac{-i v}{\sqrt{1 - v^2}} = \sin \alpha$$

setzt:

$$(12) \quad u' = u \cos \alpha + x \sin \alpha$$

$$x' = -u \sin \alpha + x \cos \alpha$$

also formal ganz ebenso wie die Gleichungen 3) des Übergangs zu einem gedrehten Koordinatensystem in der Geometrie. Auch die Invarianten der Lorentz-Transformation sehen dann genau wie die der Geometrie aus. Es wird offenbar:

$$\tau^2 - x^2 = -(u^2 + x^2), \quad \sqrt{d\tau^2 - dx^2} = \sqrt{-(du^2 + dx^2)}$$

Alle diese Betrachtungen lassen sich sinngemäß übertragen, wenn wir jetzt nicht eine Bewegung längs der x -Achse betrachten, sondern eine beliebig im Raum verlaufende Bewegung, wie sie etwa durch die Gleichung 2) gegeben ist. Nach Einführung der Zeitmessung durch den Lichtweg τ können wir wieder sagen, daß jede Darstellung der Bewegung durch die drei Gleichungen 2) ein willkürliches Element hineinbringt, daß nur die Darstellung durch die im vierdimensionalen Raum verlaufende Zeitwegkurve eine den Tatbestand reinlich darstellende ist und daß die Darstellungen der Bewegung durch Bewegungsgleichungen nach der Art von 2) entstehen, indem man die vierdimensionale Zeitwegkurve auf ein bestimmtes Koordinatensystem x, y, z, τ bezieht.

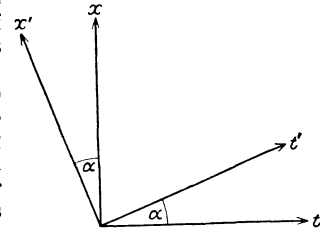


Fig. 2. Zur Erläuterung der vierdimensionalen Welt.

Minkowski nennt nun den vierdimensionalen Raum, in dem wir die Bewegungen darstellen, die „Welt“ und die Raumzeitkurve, welche die Bewegung eines materiellen Punktes darstellt, die „Weltlinie“ des Punktes. Wirkliche mechanische Bedeutung haben wieder nur solche aus den Koordinaten der Weltlinie gebildete Ausdrücke, die gegenüber den Lorentz-Transformationen invariant sind. Dazu gehört insbesondere der Ausdruck

$$\tau^2 - x^2 - y^2 - z^2.$$

Haben wir zwei Weltpunkte, d. h. zwei räumlich und zeitlich bestimmte Ereignisse, deren Koordinaten im System S wir mit x_1, y_1, z_1, τ_1 und x_2, y_2, z_2, τ_2 bezeichnen, während sie im System S' mit den entsprechenden gestrichelten Buchstaben bezeichnet werden können, so gilt auch

$$\begin{aligned} (\tau_2 - \tau_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 \\ = (\tau_2' - \tau_1')^2 - (x_2' - x_1')^2 - (y_2' - y_1')^2 - (z_2' - z_1')^2. \end{aligned} \tag{13}$$

Der Ausdruck ist also eine für zwei Weltpunkte (Punkt ereignisse) charakteristische Größe, die nicht von der Wahl des Bezugssystems abhängt. Wir nennen D die raumzeitliche Distanz zweier Punkt ereignisse, wobei

$$D^2 = (\tau_2 - \tau_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2. \tag{14}$$

Die Bedeutung dieser Größe ersehen wir leicht aus folgender Betrachtung: Wenn wir ein Bezugssystem S' einführen, in dem beide Ereignisse am gleichen Ort vor sich gehen ($x_2' = x_1', y_2' = y_1', z_2' = z_1'$), so ist wegen Gleichung 13)

$$D^2 = (\tau_2' - \tau_1')^2 \tag{15}$$

d. h. D ist die Zeit, die zwischen beiden Ereignissen verfließt, wenn wir sie an den Uhren desjenigen Bezugssystems ablesen, relativ zu dem beide Ereignisse am gleichen Ort stattfinden. Führen wir hingegen ein System S' ein, relativ zu dem beide Ereignisse zu gleicher Zeit stattfinden ($\tau_1' = \tau_2'$), so ist wegen Gleichung 13) und 14)

$$D^2 = -[(x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2]. \tag{16}$$

D ist also die mit der imaginären Einheit multiplizierte Distanz der Orte, an denen die beiden Ereignisse stattfinden, wenn man diese Distanz an den Maßstäben desjenigen Bezugssystems mißt, relativ zu dem die beiden Ereignisse zu gleicher Zeit stattfinden.

Offenbar kann in einem konkreten Fall D nur eine der beiden Bedeutungen haben. Denn da der Wert von D^2 von der Wahl des Bezugssystems unabhängig ist, muß diese durch Gleichung 13) definierte Größe schon ursprünglich positiv sein, um auf die Form 15) und negativ, um auf die Form 16) gebracht werden zu können. Demnach bezeichnet man die durch zwei Weltpunkte bestimmte Strecke, wenn ihr D^2 positiv ist als „zeitartig“, wenn es negativ ist, als „raumartig“. Im ersten Fall kann die Distanz bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems als eine wirkliche Zeitdifferenz, im zweiten Fall als eine wirkliche räumliche Distanz aufgefaßt werden. Wenn etwa die durch zwei Ereignisse bestimmte Strecke zeitartig ist, können die beiden Ereignisse in keiner Weise als gleichzeitig angesehen werden, zwischen ihnen besteht eine „reale“ Zeitdifferenz. Die dafür geltende Bedingung $D^2 > 0$ läßt sich wegen 14) und $\tau = ct$ auch so formulieren, daß auch in dem ursprünglichen Koordinatensystem eine so große Zeitspanne zwischen den beiden Ereignissen liegt, daß ein zur

Zeit des ersten Ereignisses vom Ereignisorte abgehender Lichtstrahl am Orte des zweiten Ereignisses schon vor dessen Eintritt ankommen würde. Betrachten wir eine Weltlinie, so können wir die Linienelemente dieser Kurve auch als infinitesimale Strecken auffassen, denen die Koordinatendifferenzen $d\tau, dx, dy, dz$ zukommen mögen. Das raumzeitliche Linienelement ds ist dann analog zu Gleichung 14) durch

$$ds^2 = d\tau^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \tag{17}$$

gegeben. Soll die betrachtete Kurve eine Weltlinie sein, so müssen die Linienelemente zeitartig sein ($ds^2 > 0$), weil das Gegenteil eine Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit bedeuten würde. Man bezeichnet das Linienelement ds einer Weltlinie als Eigenzeit, weil es die zwischen zwei benachbarten Lagen des bewegten Punktes verflossene Zeit (analog zu Gleichung 15) angibt, wenn wir sie in einem System messen relativ zu dem der Punkt gerade ruht. Betrachten wir einen ganzen endlichen Bogen der Weltlinie, so nennen wir das Integral

$$J = \int ds$$

längs dieses Bogens erstreckt die während der entsprechenden Bewegung des Punktes verflossene Eigenzeit. Die Kurven, die diesem Integral den kleinsten Wert erteilen, sind offenbar wie für das Bogenintegral in der Geometrie, die geraden Linien des vierdimensionalen Raumes, d. h. die Kurven, für die in Gleichung 2) die $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ lineare Funktionen der Zeit t sind, die also die kräftefreien Bewegungen des Punktes darstellen. Diese Gleichungen der kräftefreien Bewegungen lassen sich also im Sinne der Variationsrechnung in die Gleichung

$$\delta \int ds = 0 \tag{18}$$

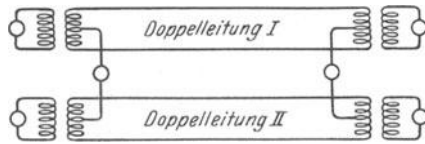
zusammenfassen, wo ds der durch Gleichung 17) gegebene Ausdruck ist. Setzen wir insbesondere nach Minkowski wieder $i\tau = u$, so wird

$$ds^2 = -(du^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2) \tag{19}$$

also $-ds^2$ geradezu das Quadrat des Bogenelementes in der gewöhnlichen Geometrie. Weil nun in dieser Darstellung der Erscheinungen in der vierdimensionalen Welt dieser Übergang zu einem bewegten Bezugssystem einfach dem Übergang zu einem gedrehten Koordinatensystem entspricht, müssen sich die dem Relativitätsprinzip gehorchenden Naturgesetze, die ja bei einer solchen Transformation ungeändert bleiben, in dieser vierdimensionalen Geometrie ähnlich schreiben lassen wie die Ausdrücke der gewöhnlichen Vektorrechnung, die ja auch in beliebig gedrehten rechtwinkligen Koordinatensystemen immer dieselbe Gestalt haben, weil die Vektorausdrücke eine vom Koordinatensystem unabhängige geometrische Bedeutung haben. Die Gesetze der Natur lassen sich also nach der Relativitätstheorie besonders einfach in Vektorausdrücken des vierdimensionalen Raumes schreiben. Die mehr mathematisch gehaltenen Schriften über Relativitätstheorie machen daher auch immer von dieser Darstellung Gebrauch; doch hat diese Darstellung mit der Frage, ob die Welt „in Wirklichkeit“ vierdimensional ist, nichts zu tun, wenn man darunter die Frage nach einer vierten rein räumlichen Dimension versteht. Im Gravitationsfeld läßt sich das raumzeitliche Linienelement nicht mehr in die Gestalt 17) bringen. Die quadratische Form der Differentiale $d\tau, dx, dy, dz$ erhält veränderliche Koeffizienten, die Geometrie der vierdimensionalen Welt wird Nicht-Euklidisch. Siehe Art. „Nicht-Euklidische Geometrie“, „Einstein-

sches Äquivalenzprinzip“, „Allgemeine Relativitätstheorie.“
Philipp Frank.
 Näheres s. M. Laue, Das Relativitätsprinzip. Braunschweig. 1920.

Viererleitung. Man verwendet in der Fernsprechtechnik die einzelnen Leiter zur besseren Ausnutzung zur Übermittlung mehrerer Gespräche. Zwei Doppelleitungen (Hin- und Rückleitungen,



Schaltung einer Viererleitung.

Stamm) können durch Abnahme der Spannung in der Mitte ihrer Übertragungsspulen nach nebenstehender Figur so geschaltet werden, daß aus ihnen ein dritter Stromkreis gebildet wird (Vierer, da vier Drähte vorhanden). Dieser Vierer kann für ein von den Gesprächern auf den beiden Stämmen unabhängiges Gespräch benutzt werden.

K. Pohlhausen.

Näheres s. F. Breisig, Theoretische Telegraphie. 11. Aufl. 1924. Braunschweig, F. Vieweg.

Vierkörperproblem s. n-Körperproblem.

Vierordt. Spektralphotometer s. Photometrie im Spektrum.

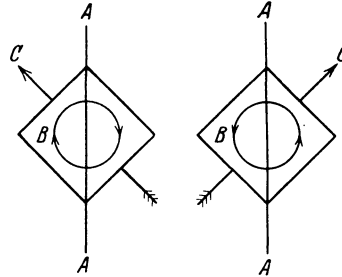
Viertaktverfahren s. Verbrennungskraftmaschine.

Viertelwellen-Glimmerplatte. Eine solche wird unter anderem häufig bei der Untersuchung von Kristallen im Nörrenbergischen Polarisationsmikroskop angewendet. Der Glimmer gehört dem monosymmetrischen Kristallsystem an, hat daher zwei optische Achsen und besitzt entsprechend den drei aufeinander senkrechten Richtungen mit den Hauptdielektrizitätskonstanten D , die nach ihrer Größe absteigend geordnet D_1, D_2, D_3 heißen mögen, drei Hauptbrechungsverhältnisse. Die beiden optischen Achsen liegen in der durch die Hauptrichtungen mit D_1 und D_3 gehenden Ebene. Der Glimmer ist negativ zweiachsig, denn die Richtung seiner Achse kleinster Dielektrizität D_2 halbiert den spitzen Winkel der optischen Achsen, und fast genau senkrecht zu jener Richtung mit D_3 liegt seine so äußerst vollkommene Spaltbarkeit. Bei derartigen Spaltungslamellen des Glimmers wird vom Verkäufer in der Regel die Ebene der optischen Achsen durch einen Pfeil bezeichnet. Ein parallel dem Pfeil schwingender Strahl (elektrischer Vektor) pflanzt sich demgemäß in der Glimmerplatte langsamer fort als ein senkrecht zur Achsenebene schwingender Strahl.

Eine Viertelwellen-Glimmerplatte ist nun eine dünne Spaltungslamelle von einer solchen Dicke, daß die aus einem senkrecht eintretenden Strahl entstehenden beiden Schwingungen bei ihrem Austritt einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge besitzen. Ein solches Glimmerplättchen läßt sich leicht in passender Dicke (z. B. 0,027 mm als geringster Dicke für Natriumlicht) abspalten. Die Richtung der Ebene seiner optischen Achsen ist dann aus seiner Lemniskatenfigur im Polarisationsmikroskop zu erkennen. — Oft schneidet man das Glimmerblatt auch rechteckig zu, so daß seine Längsrichtung der Ebene der optischen Achsen entspricht; dann liegen die längeren Kanten parallel der Achse größter Dielektrizität D_1 , die

kürzeren Kanten parallel der Achse mittlerer Dielektrizität D_2 , und dies sind zugleich die beiden Schwingungsrichtungen eines senkrecht zur Platte, d. i. parallel der Achse kleinster Dielektrizität D_3 , einfallenden Strahls.

Soll mittels einer solchen Viertelwellen-Glimmerplatte zirkular polarisiertes Licht erzeugt werden, so schickt man das durch einen Nicol (hinter der Zeichnungsebene der Figur) linear



Erzeugung zirkularen Lichtes.

polarisierte Licht mit der Polarisationsebene A senkrecht durch die Glimmerplatte B so, daß A mit der durch einen Pfeil bezeichneten Ebene C der optischen Achsen des Glimmers einen Winkel von 45° bildet. Dann ist das aus der Platte B nach oben tretende Licht zirkular polarisiert, und zwar nach rechts bzw. links, wie in der Figur angegeben, je nach der Lage von C zu A. *Schönrock.*

Näheres s. P. Groth, Physikalische Kristallographie. Leipzig.

Vierter Aggregatzustand. Nach Entdeckung der Kathodenstrahlen vertraten zuerst Varley und Crookes die anfänglich verspottete und bekämpfte Ansicht, daß diese Strahlen aus schnell bewegter außerordentlich feiner Materie beständen, die den vierten Aggregatzustand der gewöhnlichen Materie bilde. Die Ansicht ist durch die neueren Forschungen vollkommen bestätigt worden. Man kann mit steigender Temperatur vier Aggregatzustände unterscheiden: fest, flüssig, gasförmig, ionisiert. Die Darstellungsweise hat sich aber nicht eingebürgert, vor allem wohl, weil der vierte Aggregatzustand, der ionisierte, mit den uns erreichbaren Temperaturen nicht rein darstellbar ist. *Güntherschulze.*

Vignettierung. Die Vignettierung photographischer Objektive erfolgt durch die Abschneidung eines Teiles des vom Dingpunkt ausgehenden und in die Eintrittspupille eintretenden Lichtes durch Linsenränder oder Fassungssteile. Je kürzer gebaut



Form und Größe der für verschiedene Bildpunkte wirksamen Austrittspupille. Die Figur am weitesten links entspricht der Bildmitte, die am weitesten rechts dem von der Achse entferntesten Bildpunkt, die zwischenliegenden Figuren gehören zu Bildpunkten, die zwischen diesem und der Bildmitte liegen.

ein Objektiv im Verhältnis zu seinen Linsendurchmessern ist, desto geringer ist im allgemeinen seine Vignettierung. Vorstehend ist für einen sehr kurz gebauten Anastigmaten zur Darstellung gebracht, in welcher Größe und Form die Austrittspupille zu den einzelnen Bildpunkten der Brennebene Licht hinsendet. *W. Merté.*

Villard-Effekt ist die photographische Umkehrerscheinung, wenn eine Bromsilberschicht erst mit

Röntgenlicht und dann mit weißem Licht bestrahlt wird.

Meidinger.

Näheres s. H. Arens, Ztschr. f. Phys. Chem. 114, 337, 1925.

Violine s. Streichinstrumente.

Violino piccolo s. Streichinstrumente.

Violoncello s. Streichinstrumente.

Violle. Platin-Einheitslichtquelle s. Einheitslichtquellen.

Virial. Ein Punkt von der Masse m und der Abszisse x habe u als zugehörige Geschwindigkeitskomponente. Wir bilden $\frac{d(xu)}{dt} = x \frac{du}{dt} + u \frac{dx}{dt} = x \frac{du}{dt} + u^2$. Für die Komponente X der auf den Punkt einwirkenden Kräfte gilt die Bewegungsgleichung $\frac{d(mu)}{dt} = X$, so daß wir weiter bilden können $\frac{d(mxu)}{dt} = \frac{d(mu)}{dt} x + mu^2 = Xx + mu^2$. Für

das Zeitmittel dieser Gleichung ergibt sich $\frac{m}{t}(u_x x_t -$

$u_0 x_0) = m\bar{u}^2 + \bar{X}x$. Bleibt die Geschwindigkeit und Abszisse endlich, so wird bei genügend großer Zeit dieser Ausdruck Null. Dasselbe gilt für die zwei anderen Komponenten und da ferner die Geschwindigkeit c durch $c^2 = u^2 + v^2 + w^2$ gegeben ist, so resultiert schließlich $\Sigma mc^2 + \Sigma(\bar{X}x + \bar{Y}y + \bar{Z}z) = 0$, wobei das Summenzeichen sich auf beliebig viele Massenpunkte beziehungsweise Kräfte bezieht. $\Sigma(\bar{X}x + \bar{Y}y + \bar{Z}z)$ nennt Clausius das Virial der Kräfte.

Ein Gas befinde sich in einem quaderförmigen Gefäß von den Kanten a b c . Ein Eckpunkt sei der Ursprung des Koordinatensystems, die Kanten seien parallel zu dessen Achsen. Die beiden Seitenflächen senkrecht zur x -Achse haben die Abszissen 0 und a . Die äußere Kraft, die auf das Gas wirkt, ist für die linke Fläche pbc , für die rechte $-pbc$, daher ist $\Sigma \bar{X}x = -pabc$. Analog ergibt sich $\Sigma \bar{Y}y = \Sigma \bar{Z}z = -pabc$, somit nach dem Virialsatz $\Sigma mc^2 - 3pabc = 0$ oder $p v = \frac{nm\bar{c}^2}{3}$, wenn

wir unter $v = abc$ das Volumen des Gefäßes verstehen. Das Resultat entspricht also dem Boyle-Charlesschen Gesetz (s. d.). Wie in diesem einfachen läßt sich das Virial in der kinetischen Gastheorie (s. d.) auch in komplizierten Fällen häufig mit Vorteil anwenden.

G. Jäger.

Näheres s. J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase. Braunschweig 1926.

Virtuelle Verrückungen, v. Verschiebungen s. Prinzip der virtuellen Verschiebungen.

Virtueller Oszillator s. Ersatzoszillator.

Virtuelles Bild s. Gaußsche Abbildung.

Visiere s. Längenmessungen.

Visierfernrohr s. Zielfernrohr.

Visierwinkel s. Flugbahnelemente.

Viskose, elektrische Verschiebung s. Hysteresis, dielektrische.

Viskosimeter s. Zähigkeit.

Viskosität s. Zähigkeit.

Viskosität (Verzögerung, Nachwirkung), **magnetische**, nennt man die Erscheinung, daß namentlich bei dickeren Eisenproben die Magnetisierung nicht gleichzeitig mit dem Entstehen des Feldes ihren Höchstwert erreicht, sondern erst nach einer gewissen Zeit, die unter Umständen beträchtlich

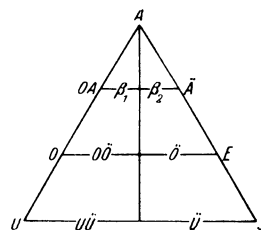
werden kann (s. auch Relaxationsdauer der Elektromagnete), und die sich sowohl bei den magnetometrischen Messungen durch das sog. „Kriechen“ wie auch bei den ballistischen Messungen, wo der magnetische Vorgang nach Beendigung des ballistischen Galvanometerausfalls unter Umständen noch nicht vollständig abgelaufen ist, recht störend bemerkbar macht. Die Erscheinung, die man früher, wenigstens zum Teil, als magnetisch betrachtete, soll nach neueren Ansichten nur von der Wirkung der bei der Magnetisierung innerhalb der Proben erzeugten Wirbelströme herrühren, die um so stärker wird, je steiler die Magnetisierungskurve ansteigt, je größer also die „differentielle Suszeptibilität“ ist. Hiermit würde auch die Beobachtung übereinstimmen, daß die Nachwirkungserscheinungen in der Gegend der Maximalpermeabilität am größten sind, bei der Änderung hoher Feldstärken aber kaum beobachtet werden, doch sprechen auch manche Erscheinungen gegen diese Annahme.

Gumblich.

Viskositätskoeffizient s. Navier-Stokesche Gleichungen.

Völligkeitsgrade bei schwimmenden Körpern s. Displacement, Hauptsant, Wasserlinie.

Vokale. Die Grenzen des Vokalbereiches bilden einerseits U und andererseits J, wenn man die Vokale nach dem Grade ihrer Helligkeit ordnet. Man produziert das U, indem man bei tiefer Lage der abgeplatteten Zunge die Lippen nur wenig öffnet. Verengert man die Öffnung noch mehr, so tritt man in das Konsonantengebiet über, indem jetzt etwa ein V, W oder M entsteht. Öffnet man dagegen die Lippen mehr und mehr, so gelangt man unter stetiger Veränderung des Vokalcharakters von U über O zu A. Läßt man jetzt die Öffnung konstant und hebt allmählich die Zunge von hinten her an den harten Gaumen heran, so gelangt man von A über E zu J, von wo aus man über J wieder in den Konsonantenbereich eintritt. Legt man den Finger über die untere Zahnreihe auf die obere Fläche der Zunge und spricht nun hintereinander die drei Vokale A, E, J, so fühlt man deutlich, wie sich der Zungenrücken ruckweise bei E und noch stärker bei J in die Höhe hebt. Während man also einerseits von U über A nach J gelangen kann, kann man auch von U über Ü nach J gehen. Bell hat ein umfangreiches Vokalsystem von einigen neunzig Vokalen aufgestellt. Jedoch muß die Zahl der möglichen Vokale als unbegrenzt angesehen werden, indem fast jedem sprechenden Menschen ein bestimmter Sprachklang zukommt. Wenn der Sprachklang bei Verwandten oft ähnlich ist, so darf man hieraus schließen, daß es nicht nur eine „äußere“ Ähnlichkeit des Gesichtes usw. gibt, sondern auch eine „innere“ Ähnlichkeit in bezug auf Größe, Form usw. von Rachen-, Mund- und Nasenhöhle. Siehe auch Stimmorgan.



Vokaldreieck.

Man kann alle Nuancen, Übergänge und sonstigen Verhältnisse der Vokale in einem Vokaldreieck darstellen, wie es die Figur zeigt. β_1 und β_2 bedeuten Blöklaute, etwa A O ä ö und Ä ö a o. Zu den 13 angegebenen Vokalen ließen sich noch beliebig viele

Zwischenstufen in das Dreieck einzeichnen. Es versinnlicht in einfacher und anschaulicher Weise alle Grundeigenschaften der Vokale. Um ein Beispiel zu nennen: Die Höhe der auf die U-J-Linie von einem Vokal ausgezogenen Senkrechten gibt ein Maß seiner vokalen Sättigung, die Lage des Endpunktes dieser Senkrechten auf der U-J-Linie ein Maß seiner Helligkeit, wobei links von der Mittellinie die dunklen, rechts die hellen Vokale liegen.

Die Analyse der Vokale (s. Klanganalyse) kann auf zwei verschiedenen Wegen versucht werden. Entweder durch subjektive Methoden, namentlich mit Hilfe von Resonanz, oder durch objektive Methoden, namentlich indem die zu einem Vokal gehörenden Luftschwingungen irgendwie registriert (s. Registrierung von Schallschwingungen) und die so gewonnenen Kurven analysiert (s. Analyse von Schwingungskurven) werden. Die objektiven Methoden für die Vokalanalyse haben, ganz abgesehen von den großen Schwierigkeiten bezüglich einer wirklich naturgetreuen Registrierung der Luftschwingungen, einen prinzipiellen Mangel. Selbst wenn sie den in der Luft sich abspielenden Schwingungsvorgang richtig wiedergeben würden, so ist damit noch nicht bekannt, wie nun das Ohr reagiert. Da das Ohr für verschiedene hohe Töne sehr verschieden empfindlich ist (s. Grenzen der Hörbarkeit), so sind die subjektiven Intensitäten der einzelnen Partialtöne, die für die betreffende Vokalempfindung charakteristisch sind, ganz andere als die objektiven. Trotzdem sind in neuerer Zeit auch mit der objektiven Methode, z. B. von F. Trendelenburg bei Siemens u. Halske, sehr erfreuliche Resultate erzielt worden. Bei der Schwierigkeit des Problems muß man natürlich mit beiden Methoden arbeiten.

Die Literatur über Vokale ist sehr groß. Neben den grundlegenden Arbeiten von Helmholtz seien namentlich Arbeiten von Wallis, Graßmann, Hensen, Pipping, Jenkin, L. Hermann, Auerbach, D. C. Miller und C. Stumpf genannt.

Es sind die verschiedensten Vokaltheorien aufgestellt worden, die sich fast alle unter zwei Gesichtspunkten betrachten lassen. Die Klangfarbe eines Musikinstrumentes ist im wesentlichen durch die relative Lage der Partialtöne zum Grundton und ihr gegenseitiges Stärkeverhältnis gegeben, obwohl man neuerdings gefunden hat, daß auch hier ein absolutes Moment mitwirkt. Auf der anderen Seite muß ein bestimmter Resonator einen Partialton ganz unabhängig von seiner Ordnungszahl verstärken. Da aber bei der Vokalbildung Mund- und Rachenhöhle als Resonatoren mitwirken und, wenn ein bestimmter Vokal gesungen wird, ziemlich unabhängig von der Tonhöhe immer auf eine bestimmte Form usw. eingestellt werden, so muß jeder Vokal in der Tonkala ziemlich fest liegende Partialtöne besitzen. Damit ist für die Klangfarbe eines Vokales ein absolutes Moment zum mindesten mit maßgebend. Es sind sowohl rein relative, als auch rein absolute Theorien, als auch Kombinationen von beiden vertreten worden. Eine etwas besondere Stellung in der Reihe der Vokaltheorien nimmt die L. Hermannsche ein. Von der Tatsache ausgehend, daß gewisse Vokalkurven deutlichen Schwebungscharakter (s. Schwebungen) zeigen, sieht Hermann das eigentliche Charakteristikum eines Vokales darin, daß die in bestimmter Weise eingestellte Mundhöhle durch den im Tempo der Stimmlippen-schwingungen oszillierenden Luftstrom angeblasen wird, wodurch ein Mundton entsteht, dessen Amplitude im Tempo des Kehltones oszilliert. Auf weitere Einzelheiten einzugehen, würde zu weit führen. Den Physiker kann die Hermannsche Theorie nicht befriedigen.

Nach Helmholtz ist an dem Zustandekommen eines Vokales das relative Moment in den Schwin-

gungen der Stimmlippen beteiligt und das absolute in der Wirkung der Resonanzhöhlen. Als Resultat seiner Untersuchungen gibt er an: „Die Vokalklänge unterscheiden sich von den Klängen der meisten anderen musikalischen Instrumente also wesentlich dadurch, daß die Stärke ihrer Obertöne nicht nur von der Ordnungszahl derselben, sondern überwiegend von deren absoluter Tonhöhe abhängt.“ Die für einen Vokal charakteristischen Teiltöne von bestimmter absoluter Tonhöhe bezeichnet man nach L. Hermann als Formanten. Ihre experimentelle Bestätigung hat die Helmholtzsche Theorie, abgesehen von Helmholtzs eigenen Versuchen, namentlich durch Versuche von D. C. Miller und C. Stumpf gefunden.

Bei der Analyse gesungener Vokale durch Resonanz kam Stumpf zu folgenden Hauptergebnissen: Es existiert eine überraschend große Zahl von Partialtönen (bis 30 und mehr). Sie sind alle harmonisch zum Grundtone. Die Intensitätsmaxima liegen unabhängig von der Höhe des Grundtones stets in der gleichen Gegend des Tonbereiches. Die Ab- und Zunahme der Stärken innerhalb der einen Vokal zusammensetzenden Teiltonreihe erfolgt nicht ruckweise, so daß z. B. ein Maximum auf beiden Seiten von schwächsten Teiltönen oder Nullstrecken umgeben wäre, sondern allmählich. Unter „Formant“ hat man also eine ganze Strecke des Tongebietes zu verstehen, und zwar eine solche Strecke, die zur Charakterisierung des Vokals in besonders hohem Maße beiträgt.

Mit Hilfe von Interferenzrohren (s. Interferenz) hat Stumpf gesungene Vokale allmählich abgebaut, indem die einzelnen Partialtöne, mit den höchsten angefangen, nacheinander durch immer mehr eingeschaltete Interferenzrohre beseitigt wurden. Umgekehrt wird der Vokal dann wieder aufgebaut. Hierbei durchläuft er bestimmte Stadien. Die Vokale U, O, A, Ö, Ä, Ü, E, J werden z. B. auf der Note c gesungen, so daß c für jeden der tiefste Partialton (Grundton) ist. Sind alle anderen Partialtöne außer c ausgeschaltet, so haben sämtliche Vokale U-Charakter, und nun werden nacheinander (durch Ausschalten der betreffenden Interferenzrohre) die weiteren Teiltöne c', g' usw. hinzugefügt, so daß der Vokal von unten aus aufgebaut wird. Die folgende Tabelle zeigt das Nähere. In den Horizontalreihen ist der beim Aufbau bis zu dem betreffenden Partialton (erste Vertikalreihe) erreichte Klangcharakter angegeben. Das Hinzufügen eines kleinen Kreises zu einer Note bedeutet eine geringe Vertiefung derselben.

b ⁰ 4 ...				Ü	E	J
a ⁰ 4 ...						Ju
g ⁴ ...					ÖE	Ui
fi ^s 4 ...						Üu + i
e ⁴ ...		Ö	Ä	Üu	Ö	Üu
d ⁴ ...				UÜ		Üu
c ⁴ ...		Öo	Äao	Üü	Öu	
b ³ ...		Oö				
g ³ ...			Ao			
e ³ ...						
c ³ ...		A	O			
b ² ...		Ao				
g ² ...		Oa	Oa			
e ² ...		Oa	Oa			
c ² ...		Ou	o			
g ¹ ...		O	Ou	Oo		O
e ¹ ...						
c ¹ ...						
c ...	U	U	U	U	U	U
	U	O	A	Ö	Ä	Ü
					E	J

Stumpf hat dann auch aus reinen Pfeifentönen (durch Interferenz gereinigt) Vokale künstlich zusammengesetzt und nach seinen Angaben vorzügliche Resultate erhalten. Ebenso gibt Miller an, bei der Synthese von Vokalen gute Ergebnisse gehabt zu haben. Auch Helmholtz hatte schon ähnliche Versuche mit Hilfe von elektromagnetisch betriebenen Stimmgabeln und Resonatoren angestellt. Und schon früher sind vielfach Versuche zur Konstruktion von Sprechmaschinen (Wolfgang von Kempelen 1788 usw.) gemacht worden.

Die synthetischen Versuche sind auch wichtig für die Untersuchung der Lage und der Beschaffenheit der Formanten. Man hat Haupt- und Nebenformanten zu unterscheiden. Die Nebenformanten liegen bei den hellen Vokalen unterhalb der Hauptformanten, können also hier auch Unterformanten genannt werden. Beim U liegen die Verhältnisse so, daß der Grundton selbst die größte relative Stärke haben muß; er klingt schon für sich U-artig, solange er nicht über g^1 hinaufrückt. Dieser Hauptformant des U ist gleichzeitig (beweglicher) Nebenformant für Ü und J. Sämtliche Formanten liegen insoweit nicht völlig fest, als sämtliche Partialektöne der Vokale stets harmonisch zum Grundton sind. Stumpf gibt ungefähr folgende Lagen für die Formantzentren an: Die Hauptformanten für U, O, A, Ö, Ä, Ü, E, J der Reihe nach bei g^1 , g^1 , g^2 , g^3 , b^3 , b^3 , d^4 , b^4 ; die Nebenformanten für U bei f^2 , für O keinen, für A keinen, für Ö bei g^1 , für Ä bei e^2 , für Ü bei g^1 , für E bei g^1 , für J bei g^1 und es^4 .

Siehe auch Flüstersprache und Konsonanten.

E. Waetzmann.

Näheres s. C. Stumpf, Die Sprachlaute. Berlin 1926.

Vollbahnen, elektrische. Der prinzipielle Gedanke der elektrischen Zugförderung ist sehr alt, doch konnten die ersten Versuche (Davenport 1835 und Davidson 1838!) mit Lokomotiven, die aus Primärbatterien gespeist wurden, bei dem damaligen Stand der Technik keinen praktischen Erfolg erringen: erst Werner von Siemens schuf die technische Grundlage dazu durch die Veröffentlichung des dynamo-elektrischen Prinzips (1866). Trotzdem sind nicht früher als im ersten Jahrzehnt des neuen Jahrhunderts in Deutschland wie im Ausland Betriebe entstanden, die nicht nur technische, sondern auch wirtschaftliche Ziele verfolgten und wenigstens teilweise nicht mehr einen reinen Versuchscharakter trugen. Zu nennen sind vor allem die bekannten Tunnelstrecken der Alpenbahnen (Mont Cenis, Simplon!), sowie die oberitalienischen Drehstrombahnen. Am bekanntesten in weiten Kreisen dürften die Versuche der deutschen Studiengesellschaft für elektrische Schnellbahnen 1901—04 auf der Strecke Marienfelde-Zossen bei Berlin geworden sein, die muster-gültige Grundlagen, sowohl für den Elektrotechniker wie den Fahrzeugbauer schufen. Ihre schrittweise Auswertung beanspruchte indessen noch geraume Zeit, so daß unter Berücksichtigung der Hemmungen der Kriegsjahre der regelmäßige elektrische Vollbahnbetrieb z. B. in Deutschland kaum älter als 10 Jahre ist. Die folgende Zusammenstellung gibt eine Übersicht über seinen augenblicklichen Stand in den wichtigsten Ländern, soweit er in den Streckenlängen zum Ausdruck kommt:

Ver. St.

Amerika: ca. 3500 km = ca. 0,85 %	} des Gesamt- netzes
Deutschland: ca. 1200 km = ca. 2,2 %	
Schweiz: ca. 1800 km = ca. 31,0 %	
Italien: ca. 2100 km = ca. 10,0 %	
Schweden: ca. 1200 km = ca. 7,5 %	
Frankreich: ca. 1100 km = ca. 2,0 %	
Österreich: ca. 700 km = ca. 10,0 %	

Der Anteil der elektrisch betriebenen Strecken an den ganzen Netzen ist nach obigem noch nicht sehr bedeutend mit alleiniger Ausnahme der Schweiz, die im Lande keine Kohlen, aber reiche Wasserkräfte hat. Es liegt dies daran, daß auch die Dampflokomotive seit der Jahrhundertwende eine sehr energische Weiterentwicklung erfahren und auf Grund einhundertjähriger Betriebs- erfahrung eine Zuverlässigkeit erreicht hat, die sie mittleren Anforderungen nach wie vor vollauf gewachsen sein läßt. Nur dort, wo hohe Zuggewichte, starke Steigungen und dichte Zugfolgen ungewöhnliche Verhältnisse schaffen, wie z. B. auf Gebirgstrecken, kann in der Regel die Zweckmäßigkeit des elektrischen Vollbahnbetriebes ohne weiteres bejaht werden. In allen anderen Fällen muß heute noch sorgfältig untersucht werden, ob die Kohlensparnisse, die der elektrische Betrieb ermöglicht, tatsächlich die hohen Anlagekosten aufwiegen, die er zunächst verlangt, und ob die Verkehrsdichte hoch genug bzw. ohne Streckenumbau überhaupt noch steigerungsfähig ist. Hierbei spricht zu ungunsten des Dampfbetriebes die Tatsache, daß zur Kesselfeuerung auf Lokomotiven nur die hochwertigsten Brennstoffe brauchbar sind, während z. B. die gesamte elektrische Energiezeugung für das mitteldeutsche Vollbahnnetz auf heizärmer aber sehr billiger Braunkohle ruht. Ferner zeigt die Erfahrung, daß 70—80 elektrische Lokomotiven mühelos die gleiche Förderleistung erreichen wie 100 Dampflokomotiven, da der Zeitverlust der letzteren im Betrieb durch Anheizen, Abschlacken, Bekohlen usw. fortfällt bzw. kleiner wird gelegentlich der Revisionen der wichtigsten Maschinenteile.

Fahrtechnisch ist die Dampflokomotive prinzipiell eine Maschine konstanter Leistung, deren absolute Größe durch die Dampferzeugung des Kessels bestimmt ist. Sie gibt im Betriebe je nach Wunsch entweder hohe Zugkraft bei niedriger Geschwindigkeit oder umgekehrt niedere Zugkraft bei hoher Geschwindigkeit. Die elektrische Lokomotive dagegen ist, wenigstens bei Betrieb mit einphasigem Wechselstrom oder Gleichstrom, im wesentlichen eine Maschine konstanter Zugkraft, bestimmt durch die zulässige Joulesche Verlustwärme, also in gewissen Grenzen linear mit der Geschwindigkeit steigender Leistung. Beide Maschinengattungen sind natürlich bez. ihrer Zugkraft nach oben begrenzt durch das zulässige Reibungsgewicht (zulässige Achsbelastung!), bez. der Geschwindigkeit durch Zentrifugalkräfte und Massenwirkungen. Immerhin bedingen die oben erwähnten Verschiedenheiten Änderungen der Streckenfahrpläne beim Übergang vom Dampf- betrieb zum elektrischen Betrieb.

Über die verschiedenen Bauarten elektrischer Lokomotiven siehe das diesbezügliche Stichwort.

E. Rother.

Näheres s. u. a. A. Schwaiger, Elektrische Bahnen. (Sammlung Götschen.)

Vollkommene Gase sind solche, für die die Gesetze von Boyle und Mariotte (s. d.) Geltung haben.

Vollkommener Leiter bzw. Nichtleiter s. Leiter.

Volt (Absolutes und Internationales). Praktische Einheit der elektrischen Spannung (Potentialdifferenz), vgl. Praktische elektrische Einheiten. An den Enden eines Widerstandes von 1 Ohm, der von dem Strom 1 Ampere durchflossen wird, herrscht die Spannung von 1 Volt. Prinzipiell hat man zu unterscheiden zwischen dem Absoluten Volt, das gleich 10^8 CGS-Einheiten ist und dem Internationalen Volt (vgl. Internationale elektrische Einheiten). Das Volt ist eine abgeleitete Einheit, wird aber in der Praxis repräsentiert durch das Normalelement (Westonelement, s. d.), dessen Spannung bei 20°C nach internationaler Festsetzung gleich 1,0183 int. Volt ist. Nach dem jetzigen Stand der Wissenschaft hat man zu setzen: 1 Intern. Volt = 1,0005 Absolute Volt. Die elektrostatische Spannungseinheit im CGS-System ist rund gleich 300 Volt. *W. Jaeger.*

Voltmeter. Diese Vorrichtung dient zur Messung eines Stromintegrals, also einer Elektrizitätsmenge (Einheit Coulomb), und wird deshalb auch Coulometer genannt. Wenn ein Strom durch einen Elektrolyten fließt, so werden nach dem Faraday'schen Gesetz bei der hierbei stattfindenden chemischen Zersetzung der Verbindungen solche Mengen der Bestandteile (z. B. Kupfer, Wasserstoff usw.) ausgeschieden, daß sie im Verhältnis der Äquivalentgewichte stehen. In jedem Zeitelement dt ist die durch den Strom von der Stärke i ausgeschiedene Menge proportional $i \cdot dt$. Bezeichnet man die mittlere Stromstärke während der Zeit t mit I , so ist $I = \frac{1}{t} \int i dt$, wobei i den Augen-

blickswert des Stromes bedeutet. Nennt man G die in der Zeit t von dem Strom zersetzte Gewichtsmenge bzw. die Menge des Zersetzungsproduktes, ferner A das elektrochemische Äquivalent, so ist $I = G/A \cdot t$ Ampere. Wird G in mg gemessen, t in Sek., so gelten für A z. B. folgende Werte: bei Silber 1,118; Kupfer 0,3294; Wasser 0,0933; Wasserstoff 0,0104; Sauerstoff 0,0830. D. h. ein Strom von 1 Ampere, der eine Sekunde lang gleichmäßig andauert, scheidet z. B. 1,118 mg Silber aus usw. Auf diese Weise kann man mittels des Voltmeters die Elektrizitätsmenge bzw. wenn auch die Zeit gemessen wird, die mittlere Stromstärke in dieser Zeit bestimmen. Die Elektrode, an der das Metall, bzw. der Wasserstoff ausgeschieden wird (Kathode), muß mit dem negativen Pol, also bei Primärelementen mit dem Zinkpol, bei Akkumulatoren mit dem Bleipol verbunden werden. Die größte Bedeutung besitzt das Silbervoltmeter (s. d.), da durch dasselbe die Einheit der Stromstärke, das Ampere, gesetzlich festgelegt ist. Die anderen Voltmeter (s. Kupfer-, Wasser-, Knallgas-, Wasserstoff-, Quecksilbervoltmeter, auch das Jodvoltmeter gehört hierher) finden nur noch selten Anwendung, da man jetzt einfachere, bequemere und genauere Strommesser besitzt. In der Technik hat das Quecksilbervoltmeter als Elektrizitätszähler Anwendung gefunden (Stia-Zähler). *W. Jaeger.*

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Voltampere. Bei Gleichstrom wird Voltampere gleichbedeutend mit Watt (Volt mal Ampere) ge-

braucht als Einheit der elektrischen Leistung, die auftritt, wenn in einem von einem Ampere durchflossenen Leiter an den Enden die Spannung von 1 Volt herrscht. Bei Wechselstrom dagegen wird zwischen beiden Größen in der Regel unterschieden und man bezeichnet als Voltampere das Produkt aus effektiver Spannung und effektiver Stromstärke, welches nur dann gleich der Leistung des Wechselstroms (in Watt) ist, wenn keine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung stattfindet, also $\cos \varphi = 1$ ist. *W. Jaeger.*

Voltasches Element. Kupfer als positiver Pol und Zink als Lösungselektrode tauchen in eine angesäuerte Flüssigkeit. Bei Schließung des äußeren Stromkreises geht Zink in Lösung, während am Kupfer Wasserstoffgas entwickelt wird (s. auch Galvanismus). Die von dem Wasserstoff als Gas-elektrode herrührende elektromotorische Gegenkraft wird bei den neueren galvanischen Elementen (s. Kupron-Element, Leclanché-Element, Bunsen-element) durch geeignete Depolarisatoren paralytisiert. *H. Cassel.*

Näheres in den Lehrbüchern der Elektrochemie: z. B. bei F. Foerster, Elektrochemie wässriger Lösungen. Leipzig 1915.

Voltasches Spannungsgesetz s. Spannungsreihe.

Voltgeschwindigkeit. Wenn ein Elektron eine Spannung von a Volt frei durchfallen hat, so hat es dadurch eine Geschwindigkeit von $v = 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{a}$ cm/sec erreicht und seine kinetische Energie beträgt $\frac{1}{2} mv^2 = 1,77 \cdot 10^{15}$ ma,

wenn m die Masse des Elektrons ist. Die durchlaufene Spannung ist also ein direktes Maß für die Energie des Elektrons, die es unter Umständen zur Anregung (s. d.) und Ionisierung (s. d.) befähigt. Infolgedessen hat sich der logisch inkorrekte, aber sehr bequeme Sprachgebrauch gebildet, „das Elektron hat eine Voltgeschwindigkeit von a Volt“. Es darf dabei aber nicht vergessen werden, daß die Geschwindigkeit der Wurzel aus der Spannung proportional ist. *Güntherschulze.*

Voltmeter s. Spannungsmesser.

Volumdehnung. Erleidet ein Volumelement eine Verzerrung, so wird sich dabei auch im allgemeinen sein Rauminhalt ändern. Bezeichnet ΔV den Rauminhalt des Elements vor der Verzerrung, $\Delta V'$ den Inhalt nach der Verzerrung, so nennt man das Verhältnis

$$e = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left[\frac{\Delta V' - \Delta V}{\Delta V} \right]$$

zwischen der Volumänderung ($\Delta V' - \Delta V$) und dem ursprünglichen Volumen *Volumdehnung*, *kubische Dilatation* oder kurz *Dilatation*.

Für kleine Verzerrungen ist die Volumdehnung genügend genau gleich der Summe der linearen Dehnungen nach drei aufeinander senkrechten Richtungen

$$e = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$$

und insbesondere für kleine Verschiebungen

$$e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}.$$

$e = 0$ entspricht einer Verzerrung ohne Volumdehnung, wie sie z. B. bei einer inkompressiblen Flüssigkeit möglich ist.

Bei isotropen Körpern besteht unter Voraussetzung der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes (s. d.) und bei kleinen Verschiebungen der folgende

Zusammenhang zwischen der Volumdehnung e und der mittleren Normalspannung $p = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ an der betreffenden Stelle

$$e = \frac{3(m-2)}{mE} p = \frac{p}{k}.$$

Darin sind E , m die Elastizitätskonstanten des isotropen, elastischen Körpers und k ist der sog. Kompressionsmodul (s. Elastizitätskonstanten für isotrope feste Körper).

Dilatation, lineare, s. Verzerrungszustand.

F. Schleicher.

Volumenionisation. Die Erzeugung von Ionen im ganzen Volumen eines von einem Ionisator durchstrahlten Raumes im Gegensatz zur Oberflächenionisation, bei welcher die Ionen nur an der bestrahlten Oberfläche gebildet werden. Am stärksten ausgeprägt ist die Volumenionisation bei den α -Strahlen, β -Strahlen, Kathodenstrahlen, γ -Strahlen und Röntgenstrahlen, während das ultraviolette Licht fast nur an der Oberfläche geeigneter fester Körper ionisiert. *Güntherschulze.*

Volumenometer s. Raummessungen.

Voranstellung eines Flügels gegenüber einem anderen, s. Schränkung.

Vorfunk bzw. **Vorfunkstrecken**, in einem elektrischen Oszillator, liegen meist symmetrisch in den beiden Zuleitungen von Funkeninduktor resp. sonstiger Hochspannungsquelle nach der Hauptfunkenstrecke. Sie haben den Zweck, das Übergreifen der Schwingungen auf die Induktorzuleitungen zu verhindern; ihre Überschlagespannung ist größer als die der Hauptfunkenstrecke, daher veranlassen sie gleichzeitig oft eine höhere Aufladung des Oszillators, als es der Überschlagespannung der Hauptfunkenstrecke entspricht und tragen so zur Steigerung der Leistung bei. *H. Rukop.*

Vorgeschichte, magnetische s. Hysterese.

Vorholer s. Rohrrücklaufgeschütz.

Vorkondensator. Zur Erweiterung des Meßbereiches elektrostatischer Wechselstrom-Spannungsmesser kann man Vorkondensatoren verwenden, die dem Meßinstrument vorgeschaltet werden. Ist C_1 die Kapazität des Instrumentes, C_2 die des Vorkondensators, so ist die am Instrument verbleibende Teilspannung $E_1 = E_2 \frac{C_2}{C_1}$. Eine Schwierigkeit tritt dadurch auf, daß sich die Kapazität des Meßinstrumentes mit der Größe des Zeigerausschlags verändert, so daß C_2/C_1 nicht konstant ist. Aus diesem Grund müssen solche Instrumente für jeden Meßbereich mit einer besonderen Skala versehen werden. Die Spannungsverteilung ist außerdem noch von den Isolationswiderständen und der Frequenz abhängig, so daß die Verwendung von Vorkondensatoren Vorsicht erfordert. Ein elektrostatischer Spannungsmesser von Hartmann & Braun kann durch Verwendung von Vorkondensatoren bis zu 120 kV benutzt werden. Einen Spannungsmesser mit Vorkondensator bis 60 kV führen Trüb, Täuber & Co. aus. *R. Jaeger.*

Vorperiode s. Kalorimetrie.

Vorrechnung (Optik, Verfahren bei Bestimmung von Linsenfolgen, im Gegensatz zur Durchrechnung) s. Durchrechnung und Sphärische Abweichung.

Vorschaltlinsen. Um den unsymmetrischen Universal-Objektiven, die an Kammern mit mehrfachem Auszug benützt werden, einen ähnlichen Anwendungsbereich, wie der der Satz-Objektive ist,

zu verleihen, ist vorgeschlagen worden, vor oder auch hinter das unsymmetrische Objektiv einfache Linsen lichtzerstreuender Wirkung zu schalten. Die hierdurch bewirkte Zerstörung der Abbildungsgüte des Objektivs ist in erheblichem Maße bei den Distanzlinen der Firma C. Zeiß vermieden. Diese sind negative Menisken, die dem Objektiv, z. B. dem Tessar, vorgeschaltet werden können und dessen Brennweite um das $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{3}$ - oder 2fache vergrößern. Ähnlich wie die punktuell abbildenden Brillengläser sind sie im wesentlichen frei von Astigmatismus, wobei ihrer Berechnung als Hauptstrahlkreuzungspunkt die Eintrittspupille des Objektivs, dem sie vorgeschaltet sind, zugrunde gelegt ist. Nach dem gleichen Berechnungsprinzip werden neuerdings auch sammelnde Vorschaltlinsen, Proxarlinen genannt, von C. Zeiß hergestellt. Diese verkürzen aber, einem Objektiv vorgeschaltet, dessen ursprüngliche Brennweite.

Eine dritte Gruppe von Vorschaltlinsen ist noch zu nennen, deren Zweck nicht eine Veränderung der Brennweite, sondern der Korrektur des zugehörigen Objektivs ist, um z. B. „künstlerische Unschärfe“ im Bilde zu erzeugen. Von diesen Vorschaltlinsen sei hier die Mollarlinse von C. P. Goerz erwähnt, deren Wirkungsart unter dem Stichwort „Porträt-Objektiv“ kurz skizziert ist.

W. Merté.

Vorschaltwiderstand. Schließt man einen Apparat gegebenen Ohmschen Widerstandes R an ein Netz gegebener Spannung U an, so fließt im Apparat ein Strom $J = \frac{U}{R}$. Wenn dieser Wert zu groß ist oder eine Regelung nach unten gewünscht wird, schaltet man in Reihe mit dem Apparat einen Zusatzwiderstand R_V , der als Vorschaltwiderstand bezeichnet wird. Der Gesamtwiderstand des an die Spannung U geschlossenen Stromkreises steigt dann auf $R + R_V$, so daß der Strom auf $J = \frac{U}{R + R_V}$ sinkt.

Feste Vorschaltwiderstände finden namentlich in der Technik der elektrischen Meßinstrumente vielseitige Verwendung. Beispielsweise sind die üblichen Spannungszeiger für Gleichstrom sehr empfindliche Strommesser von relativ kleinem Eigenwiderstande R , bei denen der erforderliche kleine Meßstrom durch hohe Vorschaltwiderstände (oft im Betrage von mehreren 1000 Ω) hergestellt wird. Für jeden festen Vorschaltwiderstand ist dann der Meßstrom einer genau vorausberechenbaren Spannung proportional; durch Änderung des Vorschaltwiderstandes gelingt hiernach auf einfachste Weise die Regelung des Meßbereiches. — Auf dem gleichen Wege verfährt man bei Leistungszeigern (Wattmetern) für Gleich- und Wechselstrom, nur hat man hier darauf zu achten, daß innerhalb der Meßfrequenzen der Widerstand konstant (kein Hauteffekt!) und die Selbstinduktion vernachlässigbar ist (z. B. Bifilarwicklung). Für Vorschaltwiderstände, welche bei Hochfrequenz oder Hochspannung benutzt werden sollen, kommt hierzu noch die Forderung möglichst kleiner Eigenkapazität. Sind die im Vorschaltwiderstand zu vernichtenden Leistungen $J^2 R_V$ nicht allzu groß, so lassen sich alle diese Bedingungen durch Wahl geeignet dimensionierter Metalldrahtwicklungen in befriedigender Weise erfüllen; als Präzisions-Vorschaltwiderstände für Hochfrequenz werden

wegen ihrer besonders kleinen Stromverdrängung auch gern Metallbänder benutzt. Sobald dagegen $J^2 R_V$ sehr groß ist, versagen diese Konstruktionen in thermischer Hinsicht wegen der zu kleinen Abkühlflächen; zieht man, um die Abkühlung zu verbessern, die Wicklungen weit auseinander, so nehmen die kapazitiven Nebenschlüsse eine unerwünschte Höhe an und begrenzen Meßspannungen und Meßfrequenzen nach oben hin. Innerhalb eines gewissen Bereiches hilft man sich durch Konstruktion von Vorschaltwiderständen, bei welchen die als Leiter dienende Flüssigkeit von hohem spezifischem Widerstande in lange Glasröhren oder ähnliche Gefäße gefüllt wird. Für extrem hohe Spannungen und Frequenzen sind indes bisher Vorschaltwiderstände, die großen Anforderungen an Konstanz und Meßgenauigkeit genügen, nicht bekannt, und man muß hier die Stromreduktion auf andere Weise (mittels sog. Spannungsteiler, s. d.) bewirken.

Veränderliche Vorschaltwiderstände werden fast stets zum Anlassen und zur Regelung elektrischer Maschinen benutzt (Regulierwiderstände, s. d.).

Endlich sind, wie die Theorie lehrt, Vorschaltwiderstände beliebiger Art zum stabilen Betrieb gewisser elektrischer Gasentladungen mit fallender Charakteristik (s. d.) unentbehrlich; sie werden hier, da sie erst in zweiter Linie zur Stromregelung dienen, oft als Beruhigungswiderstände bezeichnet. Vielfache Anwendung fanden derartige Vorschaltwiderstände in den früher verbreiteten Gleichstrom-Bogenlampen-Anlagen.

Über Vorschaltwiderstände für konstanten Strom siehe Eisenwiderstände und Regulierwiderstände.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Edler, Anlaß- und Regulierwiderstände.

Vorstrom s. Nachstrom.

Vorzündung s. Verbrennungskraftmaschine.

Vox humana s. Orgel.

Vreeland-Oszillator, Einrichtung zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen, bestehend aus einer Quecksilberlichtbogenröhre mit einer Kathode und zwei symmetrischen Anoden, in Verbindung mit einem zu der Kathode und den beiden Anoden symmetrisch geschalteten schwingungsfähigen Kreis aus mehreren Kapazitäten und Selbstinduktionen. Die Schwingungserzeugung geschieht dadurch, daß der Lichtbogen durch den Kreisstrom selbst vermittels Ablenkspulen (wie bei Braunscher Röhre) von der einen Anode wechselweise nach der anderen hinübergeworfen wird, wodurch in jeder Halbperiode phasenwechselnd neue Energie dem Kreis zugeführt wird. Hohe Frequenzen werden hiermit nicht erreicht. *H. Rukop.*

Näheres s. W. H. Eccles, Wireless Telegr. and Teleph. 2. Aufl. 1918, S. 260.

Vulkanismus. Ein Entgasungsprozeß des Erdinnern, der verschiedene endogene Vorgänge (s. d.), vor allem vulkanische Ausbrüche verursacht.

Erscheinungsformen. Als vulkanische Erscheinungen faßt man alle Vorgänge zusammen, die als Anzeichen des Vorhandenseins von glutflüssigen Massen im Erdinnern aufgefaßt werden können. Dazu gehören in erster Linie die Ausbrüche von glühenden Massen geschmolzenen Gesteins, des sog. Magma, und heißen Dämpfen. Dem Ausbruch pflegt ein unterirdisches, mit Erzittern des Bodens verbundenes Getöse voranzugehen, das man den kochenden Bewegungen des flüssigen Magmas zuschreibt. Ist die Spannung

im Innern des Magmaherdes dann so groß geworden, daß die darüber lastende Gesteinsdecke gesprengt werden kann, so erfolgt der, meist von explosionsartigen Erscheinungen begleitete Ausbruch. Die Gewalt der Explosionen ist mitunter enorm. So wurde durch den Ausbruch des Vulkans Tambora auf der Insel Sumbawa im April 1815 eine Gesteinsmasse von etwa 2,5 Billionen Tonnen in die Luft geblasen. Bei dem Krakatau-Ausbruch am 27. August 1883 konnte der Donner der Explosion 3500 km weit wahrgenommen werden und der Ausbruch des Bandai-San in Japan sprengte am 15. Juli 1888 den ganzen, etwa 1213 Millionen Kubikmeter fassenden Nordteil des Berges in die Luft. Die Höhe der Eruptionenwolken ist bis zu 20000 m gemessen worden, so daß eine gewaltige Arbeit geleistet wird, die man für den Ausbruch des Coseguina im Jahre 1835 zu 3,75 Trillionen Kilogramm berechnet hat.

Durch die Ausbrüche wird das Magma in Form größerer oder kleinerer Bruchstücke in die Luft geblasen, die dann niederfallen und je nach ihrer Größe als vulkanische Blöcke, Bomben, Lapilli, Sand, Asche oder Staub bezeichnet werden. Die feinen Bestandteile bilden mit Wasser einen Schlamm, der zu Tuff oder Traß erhärtet. Das in zusammenhängenden Strömen ausströmende Magma bildet feurige Lavaströme, die eine Temperatur von mehr als 1000° besitzen, an den Hängen der Vulkanberge ruhig hinabfließen und sich nur langsam abkühlen. Sie bedecken manchmal Hunderte von Quadratkilometern und ihre Masse kann viele Milliarden Kubikmeter erreichen. Nicht immer haben die vulkanischen Ausbrüche einen explosiven Charakter (Locker-Eruptionen), sondern mitunter bestehen sie nur in einem ruhigen Ausfließen von Lava (Lava-Eruptionen), wie dies namentlich bei den Vulkanen der Insel Hawaii der Fall ist. Diese Unterschiede kommen auch in der Form und dem geologischen Aufbau der durch die Ausbrüche entstandenen Vulkanberge deutlich zum Ausdruck (s. Gebirge). Der absolut höchste Vulkan der Erde ist der 6310 m hohe Chimborazo, dessen Aufschüttung jedoch einem mehr als 3000 m hohen Plateau aufgelagert ist, so daß der vulkanische Kegel selbst nur etwa 2000—3000 m Höhe hat. Die höchste vulkanische Aufschüttung von 4900 m ist bei der Kliutschewskaja Sopka auf Kamtschatka nachgewiesen worden.

Nach dem Erlöschen der Eruptionen gehen die Vulkane in das Solfataren-Stadium über (s. Quellen).

Durch die vulkanische Tätigkeit kommen nicht nur Veränderungen, oft von beträchtlichem Ausmaß an den Vulkanbergen, sondern auch vulkanische Neubildungen zustande. Bei Neapel wurde z. B. 1538 ein neuer Vulkanberg, der 142 m hohe Monte Nuovo in einer Nacht aufgeschüttet, und in Mexiko entstand 1759 der 480 m hohe Jorullo. Die Entstehung neuer vulkanischer Inseln ist häufig bis in die Gegenwart hinein beobachtet worden.

Der Vulkanismus macht sich aber nicht nur in Ausbrüchen und dem Aufbau von Vulkanbergen geltend, sondern er wirkt auch in größeren Tiefen auf die Zusammensetzung der Erdkruste. Mitunter reicht seine Kraft nur aus, um die Gesteinsdecke gerade noch zu durchstoßen, ohne daß Magma an die Oberfläche gelangt. Solche Eruptionenkanäle, die stellenweise, z. B. in der Schwäbischen Alb, in großer Zahl vorkommen, nennt man Vulkan-

Embryonen. Bei anderen kryptovulkanischen Vorgängen wird das Magma zwischen die Gesteinsschichten hineingepreßt und führt zu einer Aufwölbung derselben. Solche Intrusionen entziehen sich der direkten Beobachtung, aber man findet die erstarrten Lavamassen in Gestalt großer kuchenförmiger Gebilde als sog. Lakkolithen, wenn die über ihnen lagernden Gesteinsschichten durch Denudation (s. d.) entfernt worden sind.

Ursache. Als Sitz des Vulkanismus nahm man früher den heißflüssigen Erdkern an, aus dem das Magma nach oben drängt. Neuere Beobachtungen haben jedoch der Anschauung zum Siege verholfen, daß die Magmaherde vereinzelt in verhältnismäßig geringen Tiefen liegen. Über die Art der Kraft, welche das Magma zum Aufsteigen zwingt und es befähigt, Gesteinsschichten von mehreren tausend Metern Mächtigkeit zu durchbrechen, liegen verschiedene Annahmen vor. Vielfach werden die Explosionserscheinungen als Wirkungen des im Magma absorbierten Wasserdampfes oder anderer, sich entwickelnder Gase angesehen. Chemische, plötzlich eintretende Reak-

tionen, Zutritt von Wasser zu den Magmaherden durch Spalten der Erdkruste, die Ausdehnung des Magmas, isostatische Bewegungen der Erdkruste, sowie zahlreiche andere, mehr oder minder wahrscheinliche Vorgänge sind als Ursachen vulkanischer Eruptionen in Anspruch genommen worden. Auch wird kosmischen Vorgängen, z. B. den Sonnenflecken, von manchen Forschern ein wesentlicher Einfluß auf die Äußerungen des Vulkanismus zugeschrieben.

Geographische Verbreitung. Die tätigen Vulkane treten meist gesellig, besonders häufig in reihenförmiger Anordnung auf und begleiten die großen tektonischen Linien der Erdoberfläche, die Küsten, Gebirgsränder, Verwerfungsspalten usw. Auffällig ist ihre Küstennähe. 81% sämtlicher Vulkane gehören der Umrandung oder der Inselwelt des Pazifischen Ozeans an. Mit Ausnahme des Australischen Festlandes kommen tätige Vulkane in allen Kontinenten und allen Zonen der Erde vor.

O. Baschin.

Näheres s. A. Supan, Grundzüge der Physischen Erdkunde. 7. Aufl., 2 Bde., 1927—30.

W

Waage. Die Waage dient zur Vergleichung von Gewichten (Lasten), oder da die Gewichte an derselben Stelle der Erdoberfläche den Massen proportional sind, auch zur Vergleichung von Massen. Man unterscheidet Hebelwaagen und Federwaagen (s. d.). Die Hebelwaagen zerfallen wieder in gleicharmige Waagen (s. d.) und ungleicharmige Waagen; unter den letzteren unterscheidet man einfache und zusammengesetzte Systeme. Der Hauptvertreter der ersteren Art ist die Schnellwaage (s. d.), derjenige der zusammengesetzten Systeme die Brückenwaage (s. d.). Scheel.

Waage, elektrodynamische s. Stromwaagen.

Waage, gleicharmige. Die gleicharmige Waage ist vielfach im Gebrauch. Man findet sie in jedem Krämerladen, empfindlichere Instrumente in jedem chemischen Laboratorium. Die einfache chemische Waage besteht aus einem Waagebalken, der mit einer stählernen Mittelschneide auf einer eingekerbten oder ebenen Unterlage, der Pfanne ruht, die von einer starken Säule getragen wird und auf dieser Schwingungen vollführen kann. Die Pfanne besteht bei einfacheren Waagen ebenfalls aus Stahl, bei feineren Waagen werden statt dessen vielfach geschliffene Steine, insbesondere Achat verwendet. — Der Waagebalken trägt in gleicher Entfernung von der Mittelschneide zu beiden Seiten Endschneiden, welche im Gegensatz zur Mittelschneide nach oben gerichtet sind und auf denen wieder in eingekerbten oder ebenen Pfannen die Gehänge ruhen; die Gehänge tragen Waagschalen, welche zur Aufnahme der Last und der sie ausgleichenden Gewichte dienen. Senkrecht zum Waagebalken, meist nach unten gerichtet, ist vor der Mittelschneide ein langer Zeiger, die Zunge angebracht, welche bei Schwingungen der Waage vor einer mit der Tragsäule verbundenen Teilung spielt und auf dieser die Lage des Waagebalkens abzulesen gestattet. Chemische und Handelswaagen sollen der Bedingung genügen, daß innerhalb zulässiger

Fehlergrenzen die Endschneiden gleiche Entfernung von der Mittelschneide haben. Man prüft die Erfüllung dieser Bedingung dadurch, daß man gleiche Gewichte auf beide Waagschalen setzt: unabhängig von der Größe der verwendeten gleichen Gewichte soll die Zunge immer genau auf den Nullpunkt der Skale einspielen, d. h. auf einen Teilstrich, der genau senkrecht unter der Mittelschneide liegt. Handelswaagen werden von den zuständigen Eichämtern auf die Erfüllung dieser Bedingung geprüft.

Unter der Empfindlichkeit einer Waage versteht man die Anzahl von Skalenteilen, um welche die Zunge der Waage ausschlägt, wenn man die zur Ruhe gekommene Waage einseitig mit einer kleinen Gewichtseinheit belastet. Die Empfindlichkeit der Waage hängt von der Güte der mechanischen Bearbeitung, namentlich der Schneiden, von der Masse des schwingenden Systems (Waagebalken und Schalen) und vielem anderen, bei gegebenen Verhältnissen insbesondere von der Lage des Schwerpunktes des schwingenden Systems gegen die Unterstützungslinie, d. h. die Mittelschneide, ab. Je näher der Schwerpunkt der Mittelschneide kommt, desto empfindlicher wird die Waage, d. h. um soviel weiter wird sie durch das gleiche Zulagegewicht aus der vorherigen Ruhelage abgelenkt. Zur Änderung der Empfindlichkeit ist deshalb häufig auf der Zunge der Waage ein Laufgewicht angebracht, durch dessen Höher- oder Tiefer-schrauben man den Schwerpunkt des schwingenden Systems der Mittelschneide nähern oder von ihr entfernen kann. Auf jeden Fall aber muß, damit das schwingende System im stabilen Gleichgewicht bleibt, sein Schwerpunkt unterhalb der Mittelschneide liegen. Hebt man ihn zu sehr, so daß er in die Mittelschneide fällt, so hört die Waage zu schwingen auf; sie verharrt in jeder Lage im indifferenten Gleichgewicht. Hebt man den Schwerpunkt noch weiter, so wird die Waage labil, d. h. ein kleines Zusatzgewicht auf einer der

Schalen bringt die Waage zum Umschlagen. — Die Empfindlichkeit einer Waage ändert sich im allgemeinen etwas mit der Belastung, weil eine größere Belastung den Waagebalken mehr durchbiegt als eine kleinere und so die Entfernung zwischen dem Schwerpunkt des schwingenden Systems und der Schneide vergrößert.

Die Empfindlichkeit der verschiedenen Arten von Waagen ist eine sehr verschiedene. Während eine gewöhnliche Handelswaage für 5 kg Tragkraft in der Regel schon auf 1 g einseitige Überlastung kaum noch anspricht, gibt die bessere chemische Waage noch auf 1 cg = 0,01 g einen merklichen Ausschlag. Die physikalische Waage liefert selbst bei 1 kg Belastung noch für 1 mg einseitige Belastungsänderung einen Ausschlag der Zunge um 5 bis 10 Skalenteile; bei Wägungen höchster Präzision kann man diesen Ausschlag noch durch ein bei physikalischen Messungen auch sonst viel benutztes Hilfsmittel, durch Spiegel, Skale und Fernrohr (s. den Artikel: Gaußsche Spiegelablesung) auf mehr als das Zehnfache vergrößern. Physikalische Waagen für sehr kleine Belastung, an denen die Schneiden vielfach durch Achatspitzen ersetzt sind, geben noch für 0,05 mg einseitige Belastungsänderung eine Verschiebung der Zunge um etwa 10 Skalenteile.

Bessere physikalische Waagen, insbesondere solche, welche in wissenschaftlichen Instituten zur Vergleichung von Gewichtsstücken untereinander oder zur Erforschung wichtiger Probleme dienen, sind äußerst komplizierte Mechanismen. Solche Waagen sind mit einer Vorrichtung ausgestattet, welche erlaubt, bei Nichtbenützung der Waage den Waagebalken von der Mittelpanne und die Gehänge von den Endschnitten abzuheben, oder wie man sagt, die Waage zu arretieren. Ferner haben solche Waagen vielfach Vorrichtungen, die gestatten, die zu vergleichenden Massen links und rechts zu vertauschen und kleine Zulagegewichte aufzulegen, ohne dabei den Waagekasten öffnen zu müssen. Endlich sind solche Waagen vielfach von luftdicht schließenden Glocken bedeckt, die es ermöglichen, Vergleichen von Gewichten im Vakuum (Vakuumwaagen) auszuführen.

Näheres s. Felgentraeger, Theorie, Konstruktion und Gebrauch der feineren Hebelwaage. Leipzig 1907.

Waage, magnetische s. Magnetische Waage.

Van der Waalsche Gleichung s. Zustandsgleichung.

Wägefläschchen s. Pyknometer.

Wägungen mit der gleicharmigen Waage (s. auch den Artikel Massenmessungen). Bei der Abwägung irgendwelcher Materialien begnügt sich der Kaufmann damit, nachdem er die eine Seite der Waage entsprechend belastet hat, auf die andere so viel von seiner Ware zu schütten, bis die Zunge der Waage auf einen Index oder auf den Nullpunkt einer Teilung einspielt, oder aber, wenn er das Gewicht eines Gegenstandes ermitteln will, so stellt er diesen auf die eine Waagschale und legt auf die andere so viel Gewichte, daß die Zunge über dem Index steht.

Handelswaagen erreichen den Nullpunkt schnell; anders die besseren chemischen und vor allem diejenigen Waagen, die zu physikalischen Untersuchungen benutzt werden. Solche Waagen schwingen ebenso wie ein gut gearbeitetes Pendel sehr lange, und es würde sehr viel Zeit auf die Wägung verwendet werden müssen, wollte man

jedesmal die Einstellung auf den Nullpunkt, die Gleichgewichtslage, abwarten.

Man leitet deshalb die Gleichgewichtslage aus den Schwingungen selbst ab. Die Schwingungswerten einer Waage nehmen langsam ab; würde man die Waage lange genug schwingen lassen, so würde ja schließlich infolge von Reibung und Luftdämpfung die Schwingungswerte Null werden, d. h. die Waage würde zur Ruhe kommen. Aus diesem Grunde geht es nicht an, einfach die Mitte zwischen einem Ausschlag nach links und einem Ausschlag nach rechts als Gleichgewichtslage anzunehmen. Man verfährt folgendermaßen: Man beobachtet drei Ausschläge, etwa zwei nach links (l_1 und l_3) und einen dazwischen liegenden nach rechts (l_2). Dann würde nach dem eben Gesagten weder l_1 noch l_3 mit l_2 ohne weiteres kombiniert werden dürfen, denn l_1 liegt hierfür zu weit nach links, l_3 zu weit nach rechts, wohl aber würde der Mittelwert von l_1 und l_3 , also $\frac{l_1 + l_3}{2}$, als Ausschlag nach links gedacht, genau

dem gleichen Schwingungszustand der Waage entsprechen, wie l_2 nach rechts. Es würde also der weitere Mittelwert von $\frac{l_1 + l_3}{2}$ und l_2 , also

$$\frac{1}{2} \left(\frac{l_1 + l_3}{2} + l_2 \right) = \frac{1}{4} (l_1 + 2l_2 + l_3)$$

die Gleichgewichtslage der Waage darstellen. Seien beispielsweise $l_1 = 4,2$; $l_2 = 16,9$; $l_3 = 4,8$ beobachtet, so ist $\frac{1}{4} (4,2 + 33,8 + 4,8) = 10,7$ die Gleichgewichtslage der Waage, d. h. diejenige Einstellung, welche die Zunge nach Aufhören der Schwingungen auf der Skale einnehmen würde.

Denkt man sich die Gleichgewichtslage der Waage jedesmal wie hier beschrieben aus Schwingungen ermittelt, so verfahren auch der Chemiker und der Physiker beim Abwägen eines unbekanntes Körpers genau so wie der Kaufmann. Doch ist zu bedenken, daß die physikalische Waage weit empfindlicher ist als eine Handelswaage und dementsprechend bei einer Wägung auch eine viel größere Genauigkeit angestrebt wird. So kommt es, daß man selbst unter Zuhilfenahme der kleinsten Gewichtsstücke den abzuwägenden Körper nicht ganz ausgleichen kann. Befindet sich etwa der Körper auf der linken, die Gewichte auf der rechten Waagschale, so stellt ein Gewicht A, das als Summe mehrerer Einzelgewichte zu denken ist, die Zunge vielleicht noch nicht auf den Nullpunkt der Skale, sondern ergibt die Ablesung 3,2, während die Zufügung von 1 mg, also die Belastung der rechten Seite mit $A + 1$ mg, bereits den Nullpunkt überschreiten läßt und eine Ablesung $-2,5$ ergibt. Dann schließt man hieraus, daß der Körper ein Gewicht habe, das größer als A und kleiner als $A + 1$ mg ist, also zwischen diesen beiden Gewichten liegt. — Um das Gewicht selbst zu finden, überlege man sich, daß einer Belastungsänderung auf der rechten Seite eine Verschiebung der Zunge um $3,2 + 2,5 = 5,7$ Skalenteilen entspricht. Man braucht aber zu A nur soviel hinzuzufügen, wie einer Verschiebung der Zunge um 3,2 Skalenteile entspricht; das würde $\frac{3,2}{5,7}$ mg = 0,56 mg sein. Das Gewicht des unbekanntes Körpers ist also $A + 0,56$ mg. — Man nennt ein solches Beobachtungs- und Rechnungsverfahren eine Interpolation.

Das soeben geschilderte einfache Wägungsverfahren der Abgleichung zwischen links und rechts, die Tariermethode, setzt die Gleicharmigkeit der Waage, d. h. gleichen Abstand der Endschnitten von der Mittelschneide voraus; diese Bedingung ist bei Handelswaagen und den besseren chemischen Waagen innerhalb der Genauigkeitsgrenzen meist ausreichend erfüllt. Für physikalische Messungen muß man sich dagegen stets aufs neue von der Gleicharmigkeit überzeugen, selbst dann, wenn man sie schon mehrfach erprobt hat. Denn beispielsweise eine einseitige Erwärmung eines messingenen Waagebalkens um $0,1^{\circ}$ würde schon einen Längenunterschied beider Hebelarme um zwei Milliontel ihres Wertes (bei 20 cm Hebellänge um $0,4 \mu$) herbeiführen. Dieser Betrag ist zwar absolut genommen sehr klein, er täuscht aber z. B. bei der Belastung der Waage mit 1 kg auf jeder Seite eine einseitige Gewichtsänderung von 2 mg vor. Um solche Fehlerquellen zu vermeiden, sucht man sich bei physikalischen Messungen von dem Einfluß der Ungleicharmigkeit einer Waage überhaupt frei zu machen. Hierzu dienen zwei Methoden.

a) Die Substitutionsmethode nach Borda. Der zu wägende Körper A und das ihm entsprechende Gewicht B werden nacheinander auf die gleiche Waagschale gebracht, während die andere Seite der Waage mit einer passenden Tara, deren Größe nicht bekannt zu sein braucht, also etwa mit Schrotkörnern, belastet ist. In beiden Fällen wird die Einstellung der Zunge auf der Waage beobachtet und es wird aus verschiedenen Zulagen zu B nach der Interpolationsmethode eine kleine Gewichtsgröße a ermittelt, welche zu B hinzugefügt werden müßte, damit sich für $B + a$ die gleiche Einstellung der Zunge ergäbe wie für A. Dann ist $A = B + a$.

b) Die Vertauschungsmethode nach Gauß. Die beiden zu vergleichenden Körper A und B werden zuerst in der Stellung: A links, B rechts auf der Waage gewogen. Dann werden A und B miteinander vertauscht, so daß sich B links, A rechts befindet, und aufs neue eine Wägung ausgeführt. Man wendet wieder die Interpolationsmethode an und findet, daß bei

A links und $(B + b)$ rechts

und bei

B links und $(A + a)$ rechts

beide Male die Zunge der Waage im Gleichgewichtszustand auf denselben Teilstrich der Waage zeigen würde. Dann ist, wie sich leicht aus den Gesetzen des zweiarmligen Hebels ableiten läßt,

$$A = B + \frac{1}{2}(b - a).$$

Als Nebenresultat findet man das Verhältnis der beiden Waagearme

$$\frac{h(\text{links})}{h(\text{rechts})} = 1 + \frac{a + b}{2A} = 1 + \frac{a + b}{2B}.$$

Scheel.

Näheres s. Scheel, Praktische Metronomie. Braunschweig 1911.

Wägungsform s. Analyse, chemische.

Wärme. Der Begriff Wärme stammt aus dem direkten Gefühl von warm und kalt. Damit ist indessen nur eine sehr mangelhafte Definition möglich, da der Mensch nur Differenzen zu empfinden imstande ist und unter gewissen Umständen einem bestimmten Körper das Prädikat warm erteilt, während er unter anderen Umständen denselben unveränderten Körper als kalt bezeichnet. Als

Maß für den Wärmezustand eines Körpers kann man fast stets seine Dichte bzw. sein Volumen bei konstantem Druck ansehen. Bringt man Körper verschiedenen Wärmezustandes in Berührung, so tauschen sie ihre Wärmemengen so lange aus, bis zwischen ihnen Gleichgewicht besteht. Sie besitzen dann gleiche Temperatur. Dadurch ist es möglich, den Wärmezustand irgend eines Körpers aus dem Volumen einer Normalsubstanz (Quecksilberthermometer) zu bestimmen.

Die Temperatur mißt gewissermaßen die Niveauhöhe, bis zu der die Wärmemenge in einem Körper gestiegen ist. Die Wärmemenge selbst, welche in verschiedenen Körpern gleicher Temperatur enthalten ist, kann aber sehr verschieden sein. Sie hängt außer von der Temperatur noch von dem Fassungsvermögen des betreffenden Körpers für Wärme, d. h. von seiner Masse und seiner spezifischen Wärme ab. Wärme ist eine Form der Energie.

Bei festen Körpern, deren Volumenänderung gering ist, ist der Wärmeinhalt meist genügend genau durch Temperatur, Masse und spezifische Wärme bei konstantem Druck definiert. Diese drei Bestimmungsstücke genügen aber nicht, um ganz allgemein, besonders bei Gasen, die Wärmedifferenz anzugeben, die einem Körper für zwei verschiedene Zustände zukommt. Zur genauen Ermittlung dieser Differenz muß der Weg bekannt sein, auf dem der Übergang vom Zustand 1 zum Zustand 2 erfolgt ist. Ganz allgemein gilt, daß der Unterschied der Wärmeinhalte kleiner ist bei unendlich langsamer, d. h. umkehrbarer Zustandsänderung, als bei einer nicht umkehrbaren Zustandsänderung, vorausgesetzt, daß in beiden Fällen die gleiche Energie zugeführt wird. Man erkennt dies folgendermaßen: Nach dem 1. Hauptsatz (s. d.) ist die Zunahme ΔQ der Wärmemenge

des Systems durch $\Delta Q = \Delta U + \int_1^2 p \, dv$ für eine umkehrbare Zustandsänderung und durch $\Delta Q = \Delta U + \Delta A$ für eine nicht umkehrbare Zustandsänderung gegeben, wenn man mit ΔU den Zuwachs der inneren Energie (s. d.) des Systems bezeichnet.

Es ist stets $\Delta A \leq \int_1^2 p \, dv$ (s. maximale Arbeit).

Die wichtigsten Zustandsänderungen sind diejenigen bei konstantem Druck und konstantem Volumen. Bei konstantem Druck ist die Bedingung völligen Druckausgleichs innerhalb des

Körpers als Bedingung gegeben, also $\Delta A = \int_1^2 p \, dv =$

$p(v_2 - v_1)$ und $\Delta Q = \Delta U + p(v_2 - v_1)$ ist eindeutig definiert. Bei konstantem Volumen ist $\Delta A = 0$ und also $\Delta Q = \Delta U$ ebenfalls eindeutig aus den Bestimmungsstücken des Anfangs- und Endzustandes 1 bzw. 2 gegeben, da die innere Energie eine eindeutige Funktion des Zustandes ist. Im allgemeinen ist aber ΔQ nicht durch die Zustandsgrößen bestimmbar und darum ist auch dQ im Gegensatz zu dU kein vollständiges Differential. Erst durch Division der Wärmemenge dQ durch die absolute Temperatur T erhält man in dQ/T ein vollständiges Differential.

Die Einheit der Wärmemenge ist die Kalorie (cal). Sie ist definiert als diejenige Wärmemenge, welche erfordert wird, um 1 g Wasser bei dem konstanten Druck einer Atmosphäre von $14,5$ auf $15,5^{\circ}$ zu erwärmen.

Wärme tritt bei fast allen in der Natur verlaufenden physikalischen und chemischen Prozessen in die Erscheinung. Ganz besonders ist dies bei Änderung des Aggregatzustandes der Fall. Die zum Schmelzen, Verdampfen oder Sublimieren von 1 g Substanz verbrauchte Wärme heißt Schmelz-, Verdampfungs- oder Sublimationswärme. Sie kann in genau dem gleichen Betrage wieder gewonnen werden, wenn man den Körper kondensieren oder erstarren läßt. Die Wärmeänderungen, welche bei isothermer Herstellung einer Mischung oder Lösung und welche bei den chemischen Prozessen, zu denen auch die Dissoziation zu rechnen ist, auftreten, werden Wärmetönung genannt.

Nach der ältesten Auffassung wie sie insbesondere Carnot in seinen Schriften vertrat, wurde die Wärme als ein unzerstörbarer Stoff angesehen. Je mehr von diesem Stoff einem Körper zugeführt wurde, desto höher sollte seine Temperatur steigen. Bei dieser Anschauung kam man vor große Schwierigkeiten bei der Erklärung der Temperaturerhöhung durch Kompression oder Reibung. Man suchte in der Annahme, daß sich bei diesen Vorgängen die Wärmekapazität (spezifische Wärme pro Masse 1) änderte, einen Ausweg. Nachdem aber Davy und Rumford gezeigt hatten, daß die spezifische Wärme durch die Reibungsversuche nicht modifiziert wurde und nachdem bewiesen war, daß ein komprimiertes Gas praktisch die gleiche spezifische Wärme besitzt, wie dasselbe Gas unter geringerem Druck, mußte man jene Auffassung vom Wesen der Wärme fallen lassen und sie durch die heute gültige Form ersetzen, derzufolge Wärme eine Form der Energie ist.

Besondere Annahmen über das Wesen der Wärme macht die kinetische Theorie (s. d.). *Henning*.

Wärmeäquivalent. Nach dem Satz von der Erhaltung der Energie ist jede Wärmemenge einer Arbeitsgröße äquivalent. Der Faktor, mit dem die Wärmemenge multipliziert werden muß, um die Arbeitsgröße zu erhalten, heißt das mechanische Wärmeäquivalent. Sein Zahlenwert A ist abhängig von der Wahl der Arbeits- und Wärmeeinheit. Es ist

$$A = 4,186_3 \cdot 10^7 \frac{\text{Erg}}{\text{cal}_{15}} = 426,9 \frac{\text{g-Gew} \cdot \text{m}}{\text{cal}_{15}} = 4,184_2 \frac{\text{Wattsek}}{\text{cal}_{15}} = 4,1314 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Liter Atm.}}{\text{cal}_{15}}$$

Die Methoden zur Bestimmung des Wärmeäquivalents sind mannigfach. Die erste von Julius Robert Mayer ausgeführte Messung dieser Größe gründet sich auf die Beziehung, welche nach dem Energieprinzip zwischen den spezifischen Wärmen c_p (bei konstantem Druck) und c_v (bei konstantem Volumen) eines Gases und der Gaskonstanten R (bezogen auf 1 g) besteht. Hiernach ist $A \cdot (c_p - c_v) = R$. Für ein ideales Gas vom Molekulargewicht M ist $R = \frac{p v}{T} = \frac{0,08204}{M}$, wenn p in

Atm. und v in Litern gemessen ist. Somit ist, wenn man das Verhältnis der spezifischen Wärmen mit $k = \frac{c_p}{c_v}$ bezeichnet, in der Gleichung

$$A = \frac{R}{c_p \left(1 - \frac{1}{k}\right)}$$

das Wärmeäquivalent A aus bekannten oder der Beobachtung zugänglichen Größen bestimmbar.

Joule hat eine ganze Reihe von Methoden benutzt, um das Wärmeäquivalent auf direkterem Wege zu ermitteln. Er betätigte durch herabsinkende Gewichte, deren Arbeitsleistung in Meterkilogrammen gemessen wurde, ein Rührwerk innerhalb eines mit Wasser oder Quecksilber gefüllten Kalorimeters von bekannter Kapazität. Die durch die mechanische Arbeit erzeugte Reibungswärme ermittelte er in kalorischem Maß aus dem Temperaturanstieg des Kalorimeters. In ähnlicher Weise maß Joule die Wärme, welche innerhalb eines Kalorimeters durch Reibung einer rotierenden Eisenplatte gegen eine feststehende erzeugt wurde. Rowland bestimmte ebenfalls das mechanische Wärmeäquivalent aus der mechanisch und kalorisch gemessenen Reibungsenergie des Wassers und vervollkommnete diese Methode so weitgehend, daß er eine Abhängigkeit des Beobachtungsergebnisses von der Temperatur des Wassers feststellen konnte. Hirn berechnete die Größe A aus der Temperaturerhöhung eines Bleizylinders bekannter Kapazität, die eintrat, wenn dieser von einem, aus etwa 1 m Höhe herabfallenden Eisenzylinder von 360 kg Gewicht getroffen wurde. Auch aus der isothermen Kompression oder Dilatation eines genügend idealen Gases läßt sich nach Joule das mechanische Wärmeäquivalent herleiten. Man erhält nämlich, wenn die Kompression vom Druck p_1 auf den Druck p_2 erfolgt, und wenn das Endvolumen die Größe v_2 hat, für die Arbeitsleistung in mechanischen Einheiten den Betrag $p_2 v_2 \ln \frac{p_2}{p_1}$. Läßt man

nun die Kompression in einem Gefäß stattfinden, das in ein Wasserkalorimeter bekannter Kapazität eingebaut ist und dessen Temperatur während der Kompression um wenige Zehntel Grad steigt, so sind die Bedingungen der Isothermie genügend erfüllt. Gleichzeitig ist die Arbeitsleistung kalorisch feststellbar. — Nach Joules Vorgang sind auch die Induktionsströme zur Bestimmung des Wärmeäquivalents wohl geeignet. Er ließ eine Drahtspule, die um einen Eisenkern gewickelt war, innerhalb eines Kalorimeters rotieren, das sich zwischen den Polen eines Elektromagneten befand. Der Stromwärme des Induktionsstromes, die im Kalorimeter zu messen ist, ist die mechanische Rotationsarbeit äquivalent, welche Joule durch herabsinkende Gewichte in mechanischen Einheiten ermittelte. Edlund leitete das Wärmeäquivalent aus der Temperaturabnahme Δt von Drähten ab, welche durch ein um die Strecke Δl Meter herabsinkendes Gewicht von G kg um das gleiche Stück Δl verlängert wurden. Bezeichnet man die Wärmekapazität des Drahtes mit C, so ist also in diesem Fall $A = \frac{\Delta l \cdot G}{C \cdot \Delta t} \frac{\text{m} \cdot \text{kg}}{\text{cal}}$. — Die wichtigste und

genaueste Methode zur Bestimmung des Wärmeäquivalents ist diejenige der Erwärmung eines Kalorimeters durch den elektrischen Strom. Fließt ein Strom der Stärke i Amp. t Sekunden lang durch eine Spule vom Widerstand W Ohm, so ist nach dem Jouleschen Gesetz die dem Draht zugeführte Energie durch das Produkt $i^2 W t$ in Wattsekunden oder Joule gegeben. Auf diese Weise erhält man also das Wärmeäquivalent zunächst in Joule/cal. Ein absolutes Joule ist 10^7 Erg., das internationale Joule, das sich aus der in Amp. gemessenen Stromstärke und dem in Ohm gemessenen Widerstand berechnet, ist nach den neuesten

Untersuchungen über diesen Gegenstand um 0,5% größer als das absolute Joule, so daß 1 internationales Joule = 1,0005 · 10⁷ Erg zu setzen ist. Dadurch ist die Umrechnung der elektrischen Messungen auf die mechanischen Einheiten in aller Strenge möglich.

Die elektrisch-kalorimetrische Methode hat sehr genaue Werte für die Abhängigkeit des Wärmeäquivalents von der Wassertemperatur geliefert. Die oben gegebenen Zahlen für das Wärmeäquivalent beziehen sich auf die Kalorie von 15°, d. h. sie haben diejenige Wärmemenge als Einheit, welche erfordert ist, um 1 g Wasser von 14,5 auf 15,5° zu erwärmen.

Neuerdings ist man in technisch-wissenschaftlichen Kreisen bestrebt, eine internationale Kalorie dadurch zu definieren, daß man eine Kilokalorie gleich 1/860 Kilowattstunden setzt. Daraus folgt das Wärmeäquivalent zu 4,186 int Wattsec/int. cal.

Henning.

Wärmeausdehnung s. Ausdehnung durch die Wärme.

Wärmediagramme. Da im Arbeits- oder Druck (p)-Volumen(v)-Diagramm (s. Dampfdruckdiagramm)

die Wärmemenge nur auf Umwegen dargestellt werden kann, bedient man sich der Wärme- oder Entropiediagramme. Im gewöhnlichen Wärmediagramm wird als Ordinate die absolute Temperatur (T), als Abszisse die Entropie (S) aufgetragen (Fig. 1). Für umkehrbare Zustandsänderungen ist die zugeführte Wärme

$$(1) \quad Q = \int_1^2 T \, dS$$

gleich der Fläche 122'1' zwischen der Zustandskurve und der Abszissenachse. Für viele praktische Zwecke, so z. B. bei der Berechnung von Dampfkraft- und von Kältemaschinen, leistet das T—S-Diagramm vorzügliche Dienste. Fig. 2 stellt das

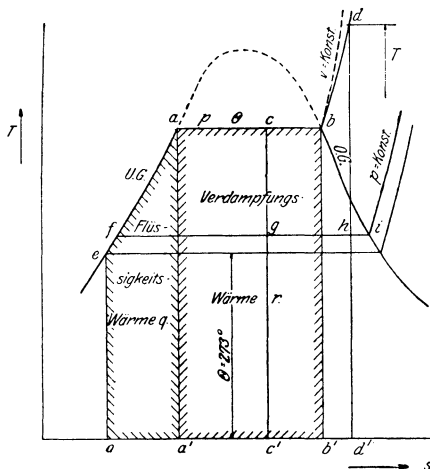


Fig. 2. Temperatur-Entropie-Diagramm für Wasserdampf.

Diagramm für Wasserdampf dar. U. G. und O. G. sind die untere und die obere Grenzkurve; die Flüssigkeitswärme q und die Verdampfungswärme werden durch die schraffierten Flächen dargestellt. q entspricht allerdings nicht genau der im Kessel bis zum Verdampfungsbeginn zuzuführenden Wärme, da die Wärmezufuhr hier bei unveränderlichem Druck stattfindet. Die Abweichung spielt freilich erst bei ganz hohen Drucken (über 100 at) eine nennenswerte Rolle. Technische Berechnungen lassen sich vielfach noch einfacher mittels des von Mollier vorgeschlagenen iS-Diagrammes durchführen. Hierbei wird auch die Entropie als Abszisse aufgetragen, als Ordinate dagegen die „Wärmefunktion bei konstantem Druck“, in der Technik „Wärmeinhalt“ genannt. Der Wärmeinhalt $i = u + Apv$, worin u die Energie, A den Wärmewert der Arbeitseinheit bedeutet. Fig. 3 zeigt das

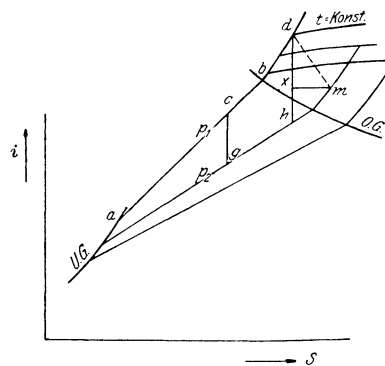


Fig. 3. Wärmeinhalt-Entropie-Diagramm für Wasserdampf.

iS-Diagramm für Wasserdampf. Die bei adiabatischer, widerstandsfreier Expansion von 1 kg Dampf erzielbare „technische“ Arbeit L', die mittels einer vollkommenen, verlustfrei arbeitenden Dampfkraftmaschine gewonnen werden kann, ergibt sich aus:

$$(2) \quad AL' = i_1 - i_2 = H'$$

H' nennt man Wärmegefälle; es hat die gleiche Bedeutung wie das hydraulische Gefälle bei den Wasserkraftmaschinen. In Fig. 3 wird H' (im überhitzten Gebiet) durch die Strecke dh dargestellt. Es sei besonders bemerkt, daß die technische Arbeit nicht mit der äußeren Arbeit im Sinne von Clausius verwechselt werden darf; diese berechnet sich bei adiabatischer Expansion aus dem Unterschied der Energien. Der Unterschied erklärt sich dadurch, daß der Dampf in die Maschine eingeführt und nach geleisteter Arbeit aus ihr wieder entfernt werden muß. Demgemäß ist

$$(3) \quad L' = \int_2^1 v \, dp.$$

Im T-S-Diagramm (Fig. 2) wird der Wärmewert dieser Arbeit durch die Fläche fabdhf dargestellt. Kolbendampfmaschinen und Dampfturbinen sind hinsichtlich des Idealvorganges völlig gleichwertig. Die wirklichen Vorgänge weichen dagegen in verschiedener Weise von den idealisierten ab. Während bei Kolbenmaschinen die Abweichungen vom Wärmeaustausch mit den Wandungen, von der Undichtigkeit des Kolbens herrühren, sind es bei Turbinen vor allem Strömungswiderstände. Infolge dieser „thermodynamischen“ Verluste kommt statt L' die kleinere Arbeit L in Betracht, wobei

$L = \eta_i L'$ ist und η_i den thermodynamischen Gütegrad oder Wirkungsgrad bedeutet; bei Kolbenmaschinen nennt man ihn auch indizierten Gütegrad. Bei Turbomaschinen weicht die wirkliche Zustandsänderung von der adiabatischen im Sinne zunehmender Entropie ab (dm in Fig. 3). Die „innere“ Arbeit ist dann

$$(4) \quad AL = i_1 - i_2 = H.$$

In Fig. 3 wird H durch die Strecke dx dargestellt, Strecke xh entspricht dem Verluste infolge der Strömungswiderstände. Aus L ergibt sich die nach außen abgegebene effektive Arbeit L_e , indem man noch die mechanischen Verluste abzieht. Diese werden durch die Reibung im Triebwerk, in den Lagern u. dgl. hervorgerufen. Da die Größen i, H, v in den Diagrammen für die Gewichtseinheit angegeben sind (meist in Kilogramm, zuweilen in Molen), so muß zur Ermittlung der Leistung in PS noch die Gewichtsmenge des Treibmittels, etwa in kg/h eingeführt werden. Die effektive Leistung N_e in PS berechnet sich, wenn G_h das stündlich arbeitende Dampfgewicht ist:

$$(5) \quad N_e = \frac{G_h H' \eta_e}{632} = \frac{G_h H \eta_m}{632}.$$

η_m ist der mechanische Gütegrad, $\eta_e = \eta_i \eta_m$ der effektive thermodynamische Gütegrad oder Wirkungsgrad. η_m ist bei Turbinen sehr hoch, etwa 98 v. H., bei Kolbenmaschinen niedriger. Da aber η_i bei Kolbenmaschinen in der Regel größer ist als bei Turbinen, so wird η_e bei beiden Maschinenarten ungefähr gleich groß. Vom thermodynamischen Gütegrad ist der thermische Wirkungsgrad zu unterscheiden, der das Verhältnis der in Arbeit umgesetzten Wärme zu der zugeführten darstellt; s. auch „Dampfmaschine“ und „Wärmeverbrauch“. In manchen Fällen, z. B. bei der Bestimmung der Endtemperatur von Verbrennungsvorgängen, ferner bei Kälteprozessen leistet auch das iT-Diagramm gute Dienste.

G. Zerkowitz.

Näheres s. Zerkowitz, Thermodynamik der Turbomaschinen, München 1913; Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., III. Bd.

Wärmedurchgang (vgl. auch „Wärmeübertragung“). Es ist dies ein Vorgang aus dem Gebiete der Wärmeübertragung, der dann zustande kommt, wenn zwei Flüssigkeits- oder Gasströme verschiedener Temperatur durch eine feste Wand getrennt sind. Dann geht die Wärme von der heißeren Flüssigkeit an die Wand über, durchsetzt diese Wand und tritt an der Gegenseite an die zweite Flüssigkeit über.

Der Wärmedurchgang durch ebene Wände. Es bezeichne:

- F die Fläche der Wand,
- Δ die Dicke der Wand,
- λ die Wärmeleitfähigkeit der Wand,
- ϑ_1 und ϑ_2 die Temperatur der heißen bzw. kälteren Flüssigkeit,
- Θ_1 und Θ_2 die entsprechenden Wandoberflächentemperaturen,
- α_1 und α_2 die beiderseitigen Wärmeübergangszahlen,
- t die Zeit,

so gelten im Beharrungszustande folgende drei Gleichungen:

1. für den Wärmeübergang an der Oberfläche „1“:

$$Q_1 = \alpha_1 \cdot F \cdot (\vartheta_1 - \Theta_1) \cdot t$$

2. für die Wärmeleitung durch die Wand:

$$Q_2 = \lambda \cdot F \cdot \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Delta} \cdot t$$

3. für den Wärmeübergang an der Oberfläche „2“:

$$Q_3 = \alpha_2 \cdot F \cdot (\Theta_2 - \vartheta_2) \cdot t.$$

Wegen des Beharrungszustandes ist $Q_1 = Q_2 = Q_3$. Eliminiert man aus den obigen drei Gleichungen die Wandtemperaturen, so erhält man für Q die Beziehung:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\Delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \cdot F \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \cdot t \\ = k \cdot F \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \cdot t.$$

In der zweiten Gleichung ist k zur Abkürzung für den Bruch gesetzt. k heißt die Wärmedurchgangszahl und ist von der Dimension

$$\left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Der Wärmedurchgang durch Rohrwandungen. Derselbe Rechnungsgang, der oben für ebene Wände durchgeführt wurde, läßt sich auch auf Rohrwandungen anwenden; nur tritt eine Änderung dadurch ein, daß Eintrittsfläche und Austrittsfläche der Wärme nicht mehr gleich groß sind. Wir bezeichnen mit dem Zeiger „i“ die Werte an der Innenseite des Rohres, mit dem Zeiger „a“ diejenigen an der Außenseite. Für ein Rohr mit dem Innendurchmesser d_i und dem Außendurchmesser d_a errechnet sich die Wärme, welche auf der Länge dL des Rohres die Wandung durchsetzt, zu

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i \cdot d_i} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_a}{d_i} + \frac{1}{\alpha_a \cdot d_a}} \cdot \pi \cdot dL \cdot (\vartheta_i - \vartheta_a) \cdot t \\ = k_R \cdot \pi \cdot dL \cdot (\vartheta_i - \vartheta_a) \cdot t.$$

k_R heißt wieder die Wärmedurchgangszahl, bezieht sich aber jetzt nicht mehr auf die Flächeneinheit, sondern auf die Längeneinheit des Rohres. Es ist also k_R von der Dimension

$$\left[\frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Bei diesen Ableitungen der Wärmedurchgangszahl hatten wir angenommen, daß auf jeder Seite der Wand nur eine einheitliche Flüssigkeitstemperatur herrscht. Dies wird aber in Wirklichkeit nicht eintreten; vielmehr werden sich die Flüssigkeiten in Richtung der Strömung längs der Wand abkühlen oder erwärmen. Je nachdem die Flüssigkeiten auf beiden Seiten der Wand in gleicher oder entgegengesetzter Richtung strömen, spricht man vom Wärmeübergang im Gleichstrom oder im Gegenstrom.

Zur Kennzeichnung der Flüssigkeitstemperaturen ϑ müssen wir 4 Zeiger einführen. Es gelte:

- Zeiger 1 für die heißere Flüssigkeit,
- „ 2 „ die kältere Flüssigkeit,
- „ a „ den Rohranfang,
- „ e „ das Rohrende.

Ferner benötigen wir den Begriff des Wasserwertes W_1 bzw. W_2 jener beiden Flüssigkeitsmengen, welche in der Zeiteinheit der Wand entlang strömen. Man versteht darunter das Gewicht jener Wassermenge, welche zur Erwärmung um einen Grad die gleiche Wärme erfordert wie die entsprechende Flüssigkeit. Also

$$\frac{\text{Wasserwert}}{\text{Zeiteinheit}} = \frac{\text{Flüss.-Vol.}}{\text{Zeiteinheit}} \times \text{spez. Gewicht} \times \text{spez. Wärme.}$$

Wärmedurchgang im Gleichstrom. Innastehender Fig. 1 ist als Abszisse die wärmeüber-

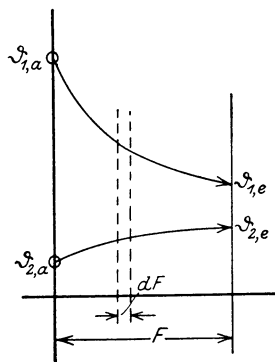


Fig. 1. Temperaturen beim Wärmeaustausch im Gleichstrom.

tragende Fläche, als Ordinate die Flüssigkeitstemperatur aufgetragen.

Zur Berechnung des Wärmeaustausches dient die Tatsache, daß dieselbe Wärmemenge Q , welche die erste Flüssigkeit auf dem Wege längs der Wand verliert, von der zweiten Flüssigkeit aufgenommen wird. Also gilt

$Q = W_1 \cdot (\vartheta_{1,a} - \vartheta_{1,e}) = -W_2 (\vartheta_{2,a} - \vartheta_{2,e})$,
 worin $\vartheta_{1,e}$ und $\vartheta_{2,e}$ unbekannt sind, also eliminiert werden müssen. Dazu dient dieselbe Überlegung, nun aber auf ein kurzes Stück dF der Fläche angewandt. Sie führt zur Gleichung

$$dQ = W_1 \cdot (-d\vartheta_1) = W_2 \cdot (+d\vartheta_2).$$

Ferner gilt noch $dQ = k \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \cdot dF$.

Aus diesen drei Gleichungen errechnet sich

$$Q = W_1 \cdot (\vartheta_{1,a} - \vartheta_{2,a}) \cdot \frac{1 - e^{-\left(1 + \frac{W_1}{W_2}\right) \cdot \frac{k \cdot F}{W_1}}}{1 + \frac{W_1}{W_2}}.$$

Gleichstrom

Der erste Teil $W_1 \cdot (\vartheta_{1,a} - \vartheta_{2,a})$ des Ausdruckes stellt jene Wärmemenge dar, welche die heißere Flüssigkeit überhaupt verlieren würde, wenn sie sich ganz bis zur Anfangstemperatur der kälteren Flüssigkeit abkühlen könnte. — Der nachfolgende Bruch ist stets kleiner als „Eins“ und gibt an, welcher Bruchteil dieser Wärmemenge wirklich ausgetauscht wird — ein Bruchteil, der nur von den beiden Größen

$$\frac{W_1}{W_2} \text{ und } \frac{k \cdot F}{W_1}$$

abhängt.

Einige Werte dieses Bruches enthält nachstehende Tabelle:

Wärmeaustausch im Gleichstrom.					
$\frac{k \cdot F}{W_1} =$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{3}$	1	3	∞
$\frac{W_1}{W_2} = 0$	0,033	0,28	0,63	0,96	1,00
$= \frac{1}{20}$	0,033	0,28	0,62	0,91	0,95
$= \frac{1}{5}$	0,033	0,27	0,58	0,81	0,83
$= 1$	0,033	0,25	0,43	0,50	0,50
$= 5$	0,032	0,14	0,17	0,17	0,17
$= 20$	0,024	0,05	0,05	0,05	0,05
$= 100$	0,009	0,01	0,01	0,01	0,01

Wärmedurchgang im Gegenstrom. Die Wärmemenge, welche im Gegenstrom ausgetauscht wird, ergibt sich durch einen Rechnungsgang, der dem eben abgeleiteten durchaus ähnlich ist; es ist:

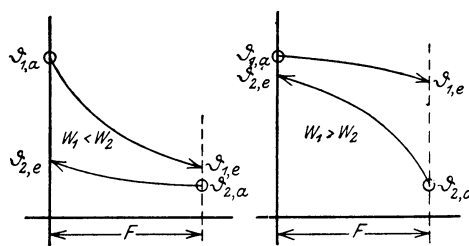
$$Q = W_1 \cdot (\vartheta_{1,a} - \vartheta_{2,a}) \cdot \frac{1 - e^{-\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right) \cdot \frac{k \cdot F}{W_1}}}{1 - \frac{W_1}{W_2} \cdot e^{-\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right) \cdot \frac{k \cdot F}{W_1}}}$$

Gegenstrom

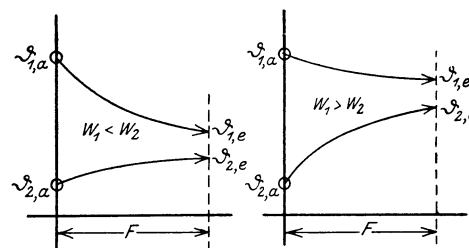
Diese Gleichung ist ebenso wie die entsprechende Gleichung beim Gleichstrom zu deuten. Der Wert des Bruches ist wieder für einige Fälle nachstehend in einer Tabelle zusammengestellt:

Wärmeaustausch im Gegenstrom.					
$\frac{k \cdot F}{W_1} =$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{3}$	1	3	∞
$\frac{W_1}{W_2} = 0$	0,033	0,28	0,63	0,95	1,00
$= \frac{1}{20}$	0,033	0,28	0,62	0,94	1,00
$= \frac{1}{5}$	0,033	0,28	0,60	0,93	1,00
$= 1$	0,033	0,25	0,51	0,77	1,00
$= 5$	0,032	0,16	0,20	0,20	0,20
$= 20$	0,024	0,05	0,05	0,05	0,05
$= 100$	0,010	0,01	0,01	0,01	0,01

Vergleich zwischen Gleichstrom und Gegenstrom. Der Verlauf der beiden Flüssigkeitstemperaturen längs der Trennungswand ist in beiden Fällen einsehr verschiedener. Die Kurven in den nachstehenden 4 Zeichnungen (Fig. 2) geben das Wesentliche dieses Temperaturverlaufes wieder, und zwar ist bei beiden Strömungsarten zu unterscheiden, ob die heißere oder die kältere Flüssigkeit den größeren Wasserwert besitzt.



Wärmedurchgang im Gleichstrom.



Wärmedurchgang im Gegenstrom.

Fig. 2.

Bei gegebenen Wasserwerten und gegebenen Anfangstemperaturen beider Flüssigkeiten werden Gleichstrom und Gegenstrom im allgemeinen verschieden starken Wärmeaustausch ergeben. Um dieses Verhältnis zu ermitteln, dividiert man beide Formeln für Q durcheinander. Der Wert $W_1 \cdot (\vartheta_{1,a} - \vartheta_{2,a})$ fällt heraus und es verbleibt noch das Verhältnis der Brüche; dies ist wieder nur eine Funktion der beiden Größen

$$\frac{k \cdot F}{W_1} \text{ und } \frac{W_1}{W_2}.$$

Einige Werte sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

$\frac{k \cdot F}{W_1} =$	Verhältnis: $\frac{Q \text{ Gleichstrom}}{Q \text{ Gegenstrom}}$				
	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{3}$	1	3	∞
$\frac{W_1}{W_2} = 0$	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$= \frac{1}{20}$	1,00	1,00	1,00	0,97	0,95
$= \frac{1}{5}$	1,00	1,00	0,97	0,87	0,83
$= 1$	1,00	1,00	0,84	0,65	0,50
$= 5$	1,00	0,88	0,85	0,85	0,85
$= 20$	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

Man ersieht daraus, daß der Wärmeaustausch in beiden Fällen dann gleich ist, wenn beide Flüssigkeiten sehr verschiedenen Wasserwert haben, oder wenn das Produkt $k \cdot F$ klein ist gegen W_1 , wenn also überhaupt nur geringe Temperaturänderungen eintreten. In allen anderen Fällen ist der Wärmeaustausch im Gleichstrom kleiner als im Gegenstrom, im Grenzfall gleich der Hälfte. *H. Gröber*. Näheres s. Hütte, Des Ingenieurs Taschenbuch. Berlin 1925. Bd. 1, S. 460.

Wärmeeinheiten. Eine Wärmemenge ist einer mechanischen Arbeit äquivalent, sie ist daher mit demselben Maße wie diese zu messen, und die naturgemäßen Wärmeeinheiten sind darum die Einheiten der Arbeit, d. h. das Erg, oder das 10^7 fache des Erg, das Joule (Wattsekunde). Diese Wärmeeinheiten mechanischen Maßes wurden zuerst nur in der Wissenschaft benutzt, dringen aber allmählich auch in die Technik ein, für die elektrische Heizung z. B. sind sie bequem anwendbar, wenn Stromstärke und Spannung in Ampere und Volt bekannt sind.

Neben Erg und Joule sind die Wärmeeinheiten kalorischen Maßes im Gebrauch. Sie sind sämtlich mit den Eigenschaften des Wassers verknüpft und führen den gemeinsamen Namen Kalorie. In allen Fällen unterscheidet man die Grammkalorie (cal), auch kleine Kalorie oder Kalorie schlechtweg genannt, und die Kilogrammkalorie Kilokalorie (kcal), die sich auf die Veränderung von 1 g oder 1 kg Wasser beziehen.

Die verschiedenen Arten der Kalorie sind so definiert:

1. Die 15° -Kalorie (cal_{15}), die Wärmemenge, welche 1 g Wasser bei 15° (von $14,5^\circ$ auf $15,5^\circ$) um 1° erwärmt. Diese Kalorie (Warburg) ist jetzt fast allgemein zur Geltung gelangt; die genaue Temperaturangabe war erforderlich, weil sich die spezifische Wärme (s. d.) des Wassers mit der Temperatur etwas verändert.
2. Die lange Zeit gebrauchte Regnaultsche Kalorie, die Wärmemenge, die 1 g Wasser von 0° auf 1° erwärmt; sie ist nahezu gleich $1,008 cal_{15}$.
3. Die mittlere Kalorie, der hundertste Teil der Wärmemenge, die 1 g Wasser von 0° auf 100° erwärmt; sie kann der 15° -Kalorie als gleich erachtet werden.
4. Die Eiskalorie, die zum Schmelzen von 1 g Eis von 0° erforderliche Wärmemenge; sie ist gleich $79,7 cal_{15}$.
5. Die Dampfkalorie, die zur Verdampfung von 1 g Wasser von 100° erforderliche Wärmemenge; sie ist gleich $538 cal_{15}$.

Die im Deutschen Reiche geltenden gesetzlichen Einheiten der Wärmemenge sind die Kilokalorie (kcal) und die Kilowattstunde (kWh). Die Kilokalorie ist diejenige Wärmemenge, durch welche 1 kg Wasser von $14,5^\circ$ auf $15,5^\circ$ erwärmt

wird; die Kilowattstunde ist dem Tausendfachen der Wärmemenge gleichwertig, die ein Gleichstrom von 1 Ampere in einem Widerstand von 1 Ohm während einer Stunde entwickelt. Die beiden Einheiten stehen in der Beziehung

$$1 \text{ kcal} = 1000 \text{ cal} = 0,001162 \text{ kWh} = 4184 \text{ Joule.}$$

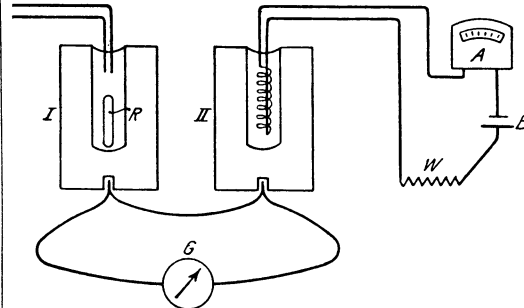
Hieraus ergibt sich weiter

$$1 \text{ Wattsec} = 0,2390 \text{ cal; } 1 \text{ Erg} = 0,2389 \cdot 10^{-7} \text{ cal;}$$

$$1 \text{ cal} = 4,186 \cdot 10^7 \text{ Erg. Scheel.}$$

Wärmeentwicklung radioaktiver Substanzen. Es war eine der vielen überraschenden Entdeckungen, die die Entwicklung der Radioaktivität mit sich brachte, als man in den radioaktiven Substanzen Körper kennen lernte, die dauernd und spontan relativ beträchtliche Wärmemengen entwickeln können, ohne daß für diese geleistete Arbeit eine äußerlich merkbare Energieverminderung des Systems aufzeigbar war. Es mußte diese Arbeit offenbar auf Kosten innerer, der Beobachtung nicht zugänglicher atomaren Energie-Vorräte geleistet worden sein.

Die Messung der Wärme-Entwicklung geschieht gewöhnlich nach einer Differentialmethode, deren Wesen aus beistehender Figur verständlich wird.



Differentialmethode zur Ermittlung der Wärmeentwicklung radioaktiver Substanzen.

I und II sind zwei identisch gebaute Kalorimetergefäße, von denen I das Ra-Präparat R, II eine, mit Hilfe von Batterie B, Regulierwiderstand W und Amperemeter A leicht meßbar zu erwärmende Heizspirale enthält. An jedem Kalorimeter ist ein Thermoelement angebracht, die beide am selben Stromkreis mit dem Galvanometer G hängen, dessen Ausschlag durch Regulierung der Wärmezufuhr nach II konstant auf Null gehalten wird.

Es ist von hohem Interesse, den Prozeß der Wärmeabgabe rechnerisch zu verfolgen und mit dem experimentellen Ergebnis zu vergleichen. Beim Zerfall radioaktiver Atome werden drei Typen von Strahlungen, die α -, β - und γ -Strahlung ausgesendet. Für den Zerfall charakteristisch ist erstens, in welcher Kombination diese Strahlungen auftreten und zweitens ihre Qualität. Die α -Strahlen sind positiv geladene Heliumatome, die β -Strahlen negativ geladene Elektronen; bei beiden variiert je nach ihrer Provenienz die Anfangsgeschwindigkeit; die γ -Strahlung endlich ist eine Wellenstrahlung extrem kurzer Wellenlänge, deren Geschwindigkeit gleich der des Lichtes ist und deren Wellenlänge vom Zerfallsprozeß abhängt. Betrachten wir Radium im stationären Gleichgewicht mit seinen kurzlebigen Folgeprodukten RaEm, RaA, RaB und RaC. Die Gleichgewichtsbedingung sagt aus, daß in jeder dieser Substanzen pro Zeiteinheit gleichviel Atome — es seien pro

Gramm Ra deren Z — zerfallen; da jedem α -strahlenden Zerfall die Entsendung eines α -Partikels entspricht und da unter obigen Substanzen 4 α -Strahler, nämlich Ra, Ra Em, Ra A, Ra C sind, so werden insgesamt 4 Z α -Partikel in der Zeiteinheit abgestoßen. Jedes von ihnen hat die Masse eines He-Atomes und jeweilig die für die 4 Atomarten charakteristische Geschwindigkeit v_1, v_2, v_3 oder v_4 . — Die mitgeführte Gesamtenergie ist somit $\frac{1}{2} m Z (v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + v_4^2)$. — Außerdem erleidet aber das zurückbleibende Atom infolge der α -Abstoßung einen Rückstoß (s. d.) und entwickelt nach einfachen Gesetzen der Mechanik eine Bewegungsenergie, die gegeben ist durch $\frac{1}{2} \frac{m}{m_1} m v^2$, wenn m die Masse des α -Teilchens, m_1 die des Atomrestes und v die betreffende α -Geschwindigkeit ist. Da sich die Massen verhalten wie die Atomgewichte, also $\frac{m}{m_1} = \frac{A}{A_1}$ und letztere bekannt sind, so sind für jeden einzelnen Fall die Rückstoßenergien berechenbar und ergeben im ganzen $\frac{1}{2} m Z \left(v_1^2 \frac{m}{m_1} + v_2^2 \frac{m}{m_2} + v_3^2 \frac{m}{m_3} + v_4^2 \frac{m}{m_4} \right)$; und man erhält:

	$v \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	v^2
Ra	1,51 · 10 ⁹	2,29 · 10 ¹⁸
Ra Em	1,61 · 10 ⁹	2,61 · 10 ¹⁸
Ra A	1,69 · 10 ⁹	2,85 · 10 ¹⁸
Ra C	1,922 · 10 ⁹	3,69 · 10 ¹⁸
	für α -Strahlung	11,44 · 10 ¹⁸
	$\frac{m}{m_1}$	$\frac{m}{m_1} v^2$
Ra	$\frac{4}{222} = 0,0180$	0,0412 · 10 ¹⁸
Ra Em	$\frac{4}{218} = 0,0183$	0,0478 · 10 ¹⁸
Ra A	$\frac{4}{214} = 0,0187$	0,0533 · 10 ¹⁸
Ra C	$\frac{4}{210} = 0,0193$	0,0712 · 10 ¹⁸
	für Rückstoßstrahlung	0,2135 · 10 ¹⁸

Diese Ausdrücke sind mit $\frac{1}{2} m Z$ zu multiplizieren und auf stündliche Wärmemenge (Umrechnungsfaktor $8,595 \cdot 10^{-5}$) umzurechnen. Es wurde Z gefunden zu $Z = 3,72 \cdot 10^{-10}$, und $m = 6,6 \cdot 10^{-24}$. Für die α -Strahlung erhält man damit 120,82, für die Rückstoßstrahlung $2,24 \frac{\text{g-cal}}{\text{Stunde}}$.

Die Berechnung für die β - und γ -Strahlung auf dem gleichen Wege durchzuführen gelingt nicht, da die Geschwindigkeits- und Wellenlängenverteilungen zu wenig bekannt sind. Doch weiß man, daß die Gesamtenergie der völlig absorbierten β -Strahlung 3,8%, die der γ -Strahlung 5,2%, der gesamten soeben berechneten α -Energie ausmacht. Man erhält somit die folgende Bilanz, in der links die berechneten, rechts die tatsächlich beobachteten Zahlen stehen:

berechnet		beobachtet
120,82	α -Strahlung	123,6
2,24	Rückstoßstrahlung	
4,59	β -Strahlung	5,6
6,28	γ -Strahlung	9,5
Summe 133,93		Summe 138,7

Die Übereinstimmung läßt zu wünschen über, doch sind verschiedene der zur Berechnung verwendeten Zahlen recht unsicher. Zunächst wird neuerdings neben $Z = 3,72 \cdot 10^{10}$ auch $Z = 3,5 \cdot 10^{10}$ angegeben. Mit dem kleineren Z gerechnet würde die Summe aus (α + Rückstoß)-Strahlung nur 115,6 cal ergeben, also weniger als den beobachteten Wert 123,6; jedoch wäre dies dadurch erklärbar, daß letztere durch das unvermeidliche Mitmessen weicher β - und γ -Strahlung zu hoch herauskommt. Der gerechnete Effekt der β - und γ -Strahlung ist weiters auch nur eine grobe Schätzung. Wohl liegen heute schon Berechnungsarten vor, die auf Grund der genaueren Kenntnis der β - und γ -Strahlspektren durchgeführt wurden. Manche von ihnen erzielen auch bessere numerische Übereinstimmung; da aber auch bei ihnen unbewiesene Voraussetzungen gemacht werden und da andererseits auch das Experiment, insbesondere in bezug auf β - und γ -Effekt, noch nicht zweifelsfrei ist, sei hier nicht näher darauf eingegangen. Natürlich darf aber aus der Nichtübereinstimmung derzeit auch keine Schlußfolgerung (etwa auf das Auftreten von noch unbekanntem Energiequellen) gezogen werden. — Für Uran und Thorium im Gleichgewicht mit ihren Zerfallsprodukten wurden die Werte 10^{-4} resp. $2,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{g-cal}}{\text{Stunde}}$ pro Gramm Substanz beobachtet.

Es läßt sich weiter leicht berechnen, daß 1 g Ra im Gleichgewicht mit allen seinen Zerfallsprodukten bis inklusive Ra F stündlich 170 cal, und während seiner ganzen Lebensdauer $3,4 \cdot 10^9$ cal entwickelt. Nun erfordert der in der Atmosphäre beobachtete Gehalt an Ra Em bereits eine Menge von 10^5 kg Ra, die stündlich $170 \cdot 10^8$ cal erzeugen würden; welcher als untere Grenze anzusehende Betrag bereits eine nicht unwesentliche Rolle im Wärmehaushalt der Erde spielen muß.

K. W. F. Kohlrausch.

Wärmefang s. Economiser.

Wärmefunktion. Der Ausdruck „Wärmefunktion bei konstantem Druck“ ist von Gibbs eingeführt. Er findet Anwendung zur Berechnung der Wärmetönung eines Prozesses, der unter konstantem Druck verläuft. Nach dem ersten Hauptsatz läßt sich die Energiezunahme $U_2 - U_1$ eines Systems darstellen als die Differenz der aufgenommenen Wärmemenge Q und der geleisteten Arbeit A. Bei konstantem Druck p_0 ist A berechenbar aus der Volumenvergrößerung $v_2 - v_1$ als $A = p_0(v_2 - v_1)$, so daß die Energie-Gleichung lautet:

$$Q = U_2 - U_1 + p_0(v_2 - v_1) = (U_2 + p_0 v_2) - (U_1 + p_0 v_1)$$

Als Wärmefunktion wird die Summe $U + p_0 v = W$ bezeichnet, so daß die vom System aufgenommene Wärme als $Q = W_2 - W_1$ darstellbar ist und die Größen W durch den Anfangs- und Endzustand des Prozesses eindeutig bestimmt sind, ohne daß über den Verlauf des Prozesses Festsetzungen zu treffen sind.

Bei vielen chemischen Prozessen, insbesondere bei solchen nicht gasförmiger Systeme, ist das Produkt $p_0(v_2 - v_1)$ verschwindend klein gegen die Wärmetönung Q. Dann kann W mit U identifiziert werden.

Die Wärmemenge Q, welche gleich der negativ genommenen Wärmetönung ist, hängt von der

Temperatur ab. Man findet $\frac{dQ}{dT} = C_2 - C_1$, wobei

sich die Größen C auf die Produkte der Massen und der spezifischen Wärmen konstanten Druckes bei den beiden Zuständen 1 und 2 beziehen.

Henning.

Wärmegehalt eines Pulvers (Verbrennungswärme) s. Pulverkonstanten.

Wärmehaushalt der Erde. Aus Messungen des Temperaturgradienten in den der Beobachtung zugänglichen Tiefen der Erdrinde ergibt sich ein von innen nach außen gerichteter Wärmestrom, der

einen beständigen Wärmeverlust $\left(1,2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{sec}}\right)$

bedingt. Daß damit gleichzeitig ein entsprechender Temperaturverlust eintreten muß, ist nicht gesagt, denn Hand in Hand mit der aus dem Wärmeverlust zunächst folgenden Abkühlung geht eine Kontraktion des Erdkörpers, deren Arbeitsleistung in Wärme umgesetzt den primären Temperaturverlust fast kompensieren kann. Abgesehen aber von dieser in älteren Überschlagsrechnungen nicht in Rücksicht gezogenen wesentlichen Verlangsamung der Abkühlungsgeschwindigkeit werden alle lediglich auf der Fourierschen Theorie der Wärmeleitung basierenden Schlüsse, die von der Abkühlung ausgehend auf die Ermittlung des Erdalters (Übergangszeit vom flüssigen zum jetzigen Zustand) sowie auf die noch verbleibende Lebensdauer (Zeitpunkt des Wärmetodes) gerichtet sind, hinfällig durch die Entdeckung der radioaktiven Substanzen und der in ihnen aufgespeicherten kolossalen Energiemengen. — Aus sehr vielen Stichproben ist der durchschnittliche Gehalt der Erdoberfläche bildenden Gesteine an Uran und Thorium bekannt und beträgt für Uran $6 \cdot 10^{-6}$, für Thorium $20 \cdot 10^{-6}$ g pro Gramm Gestein. Da ein Gramm Uran im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten $2,5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{cal}}{\text{Sek}}$

1 g Thorium analog $0,68 \cdot 10^{-8} \frac{\text{cal}}{\text{Sek}}$ Wärme ent-

wickelt, so sind damit alle Daten gegeben, um durch entsprechende Annahmen über die Verteilung der radioaktiven Gesteine in der Erde den Gesamteffekt dieser spontanen Wärmequelle zu berechnen. Es zeigt sich, daß zur Aufrechterhaltung des stationären Wärmezustandes, also zur Deckung des Wärmeverlustes infolge des radialen Wärmestromes eine Schicht von 16 km Dicke, Uran und Thor in der oben gegebenen Konzentration gleichmäßig verteilt enthaltend, genügen würde. Es ergibt sich dann aber die Schwierigkeit, daß die durch die radioaktive Wärmeentwicklung erzeugte Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Innenrand dieser Schicht nur ein paar hundert Grade ausmachen würde. Läßt man die Konzentration in der Schicht von außen nach innen nach einer e-Potenz abnehmen und zwar so, daß nach 13 km der Gehalt an radioaktiven Stoffen auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil (37%), nach 26 km auf den

$\frac{1}{e^2}$ -ten Teil (13%) usw. gesunken ist, so kommt man unter Hinzunahme eines gewissen Prozentsatzes von Eigenwärme der Erde in Einklang mit der aus vulkanischen Erscheinungen gesicherten Innentemperatur von etwa 1300°, mit dem in der äußeren

Erdkruste herrschenden Temperaturgefälle, und mit einem Alter der festen Erdkruste von etwa einer Milliarde Jahren. Die numerischen Überlegungen werden nicht unwesentlich geändert, wenn auch die Aktivität des Kaliums berücksichtigt wird. — Wie die Untersuchung der durch den Vulkanismus zutage geförderten Basaltlaven zeigt, ist auch noch in größeren Tiefen eine wenn auch geringe Radioaktivität und daher Wärmeentwicklung vorhanden. Diesem Umstand wird (Joly) eine Anzahl von geologischen, durch Erdrevolutionen gekennzeichnete Epochen zugeschrieben: Auf einer nahe ihrem Schmelzpunkt befindlichen isostatischen Schichte von Basaltmagma schwimmen die Kontinente und der Boden der Meere; durch die radioaktive Wärmeentwicklung gelangt das Magma zum Schmelzen, die schweren Kontinente sinken ein, werden vom Meere überflutet, und Flut und Präzessionswirkungen der relativ schweren geschmolzenen Magma Massen bewirken horizontale Verschiebungen und Zerreißen. Der unter den geänderten Verhältnissen bessere Wärmeabfluß bewirkt dann ein allmähliches Erstarren des Magmas, Heben der Kontinente, Zurückfluten der Meere und so fort. Vier bis sechs derartige Erdrevolutionen werden angenommen, deren jede, wenn das Alter der Erde mit etwa 10^9 Jahren angesetzt ist, eine Epoche von 200—250 Millionen Jahren abschließen würde.

K. W. F. Kohlrausch.

Wärmeindex s. Farbenindex.

Wärmeinhalt eines Gases s. Kinetische Theorie der Materie.

Wärmekapazität s. Spezifische Wärme.

Wärmekraftmaschine s. Wärmeverbrauch der Kraftmaschinen.

Wärmeleitung (vgl. auch „Wärmeübertragung“). Man versteht darunter einen Wärmetransport, der an das Vorhandensein von Materie gebunden ist, im Gegensatz zur Wärmestrahlung (s. d.), die auch im leeren Raum sich ausbreiten kann. Herrschen im Innern eines Körpers Temperaturunterschiede, so strömt an jeder Stelle des Körpers Wärme im Sinne des Temperaturgefälles. Dieser Vorgang tritt in voller Reinheit nur in festen Körpern auf. In Flüssigkeiten und Gasen lagert sich darüber noch eine zweite Art des Wärmetransportes, indem die einzelnen Masseteilchen beim Strömungsvorgang ihren Wärmeinhalt mit sich fortführen (s. Wärmeübertragung: Begriff Konvektion).

Bei Besprechung der Wärmeleitung sind entsprechend dem zeitlichen Verlaufe der Temperaturen drei Fälle zu unterscheiden. Entweder die Temperatur bleibt an jeder Stelle des untersuchten Körpers dauernd gleich (z. B. die Isolierung eines Dampfrohres bei Dauerbetrieb) oder die Temperaturen aller untersuchten Punkte streben einem festen Werte zu (z. B. Erwärmung eines Arbeitsstückes in einem Glühofen) oder alle Temperaturen erleiden periodische Schwankungen (z. B. Wärmespeicherung in den Steinen eines Regenerativofens).

1. Temperaturverteilung zeitlich unveränderlich. Der einfachste Fall ist die Wärmeleitung durch eine ebene Platte, deren beide Seiten verschieden warm sind. Die Wärme Q, welche in einer bestimmten Zeit t die Platte durchsetzt, ist der Größe F der Platte, der Zeit t und dem Temperaturunterschied $\Theta_1 - \Theta_2$ beider Plattenseiten direkt proportional und der Dicke Δ der Platte umgekehrt proportional. Es gilt also die Gleichung

$$Q = \lambda \cdot \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{d} \cdot F \cdot t;$$

λ ist der Proportionalitätsfaktor; in ihm kommen die wärmeleitenden Eigenschaften des Stoffes, aus welchem die Platte besteht, zum Ausdruck. Er heißt deshalb die Wärmeleitzahl der Substanz.

Die Physik verwendet bei Aufgaben der Wärmeleitung als Maßeinheiten das Zentimeter, die Sekunde, den Grad und die kleine Kalorie. Dementsprechend ist in der Physik λ von der Dimension

$$\left[\frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Die Technik dagegen rechnet nach Metern, Stunden, Graden und Kilokalorien. In diesem Maßsystem ist λ von der Dimension

$$\left[\frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Die Zahlenwerte für λ sind im physikalischen Maßsystem 360mal kleiner als im technischen.

Der nächst einfache Fall ist die Wärmeleitung durch eine Rohrwandung. Bezeichnet L die Länge des untersuchten Rohrstückes, d_i den inneren und d_a den äußeren Rohrdurchmesser, Θ_i und Θ_a die entsprechenden Wandtemperaturen, so ist die Wärmemenge, welche die Rohrwand durchsetzt:

$$Q = \lambda \cdot \frac{2\pi \cdot L}{\ln \frac{d_a}{d_i}} \cdot (\Theta_i - \Theta_a) \cdot t.$$

Hierin bedeutet \ln den natürlichen Logarithmus; sein Betrag für einige Werte d_a/d_i ist aus nachstehender Tabelle zu entnehmen.

$\frac{d_a}{d_i}$	$\ln \frac{d_a}{d_i}$	$\frac{d_a}{d_i}$	$\ln \frac{d_a}{d_i}$	$\frac{d_a}{d_i}$	$\ln \frac{d_a}{d_i}$
1,0	0,000	1,5	0,405	2,0	0,69
1,1	0,095	1,6	0,470	2,5	0,92
1,2	0,182	1,7	0,531	3,0	1,10
1,3	0,262	1,8	0,588	3,5	1,25
1,4	0,337	1,9	0,642	4,0	1,39

Für ein Rohr mit zwei Schichten (isoliertes Rohr) ergibt sich, wenn λ_i und λ_a die Wärmeleitzahlen beider Schichten und d_m der Durchmesser der Trennungsfäche sind, die Gleichung

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L}{\frac{1}{\lambda_a} \cdot \ln \frac{d_a}{d_m} + \frac{1}{\lambda_i} \cdot \ln \frac{d_m}{d_i}} \cdot (\Theta_i - \Theta_a) \cdot t.$$

Hierbei ist jedoch vorausgesetzt, daß sich beide Schichten vollkommen innig berühren, damit zwischen ihnen kein Temperatursprung eintritt.

2. Temperaturverteilung zeitlich veränderlich. Die Aufgabe, den zeitlichen Verlauf solcher Temperaturfelder zu verfolgen, führt in das Gebiet der partiellen Differentialgleichungen. Die Grundgleichung der Wärmeleitung lautet:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = a \cdot \Delta^2 \Theta.$$

$\frac{\partial \Theta}{\partial t}$ stellt die Änderung der Temperatur in einem untersuchten Punkt während einer unendlich kleinen Zeit ∂t vor. $\Delta^2 \Theta$ ist ein Symbol für eine mathematische Operation, welche ermittelt, in welchem Sinne und um wieviel die Temperatur im untersuchten Punkt von der Temperatur der unmittelbar benachbarten Punkte abweicht. In kartesischen Koordinaten ist

$$\Delta^2 \Theta = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}.$$

Die Differentialgleichung besagt also, daß die Änderungsgeschwindigkeit der Temperatur in einem Punkt einer Größe proportional ist, welche die Temperaturverteilung in unmittelbarer Nähe des untersuchten Punktes kennzeichnet. Der Proportionalitätsfaktor a ist ein reiner Stoffwert und heißt die Temperaturleitzahl des Stoffes. Sie setzt sich zusammen aus der Wärmeleitzahl λ , dem spez. Gewicht γ und der spez. Wärme c nach der Gleichung

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \gamma} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{h}} \right].$$

Die Differentialgleichung stellt also eine Beziehung zwischen zeitlichen Änderungen und räumlichen Änderungen der Temperatur dar. Um daraus auf die Temperatur selbst schließen zu können, braucht man noch Angaben, von welcher Basis aus die Änderungen zu zählen sind. Man erkennt daraus die Notwendigkeit:

1. von Angaben über die Anfangstemperaturverteilung oder von zeitlichen Grenzbedingungen;
2. von Angaben über das Verhalten der Temperatur an der Oberfläche des untersuchten Körpers oder von räumlichen Grenzbedingungen.

Die zeitliche Grenzbedingung besteht in der Angabe der Temperaturverteilung zur Zeit $t = 0$.

Die räumliche Grenzbedingung kann dreifacher Art sein:

1. Es kann für jeden Punkt der Oberfläche die Temperatur vorgeschrieben sein und zwar kann diese Temperaturverteilung sowohl zeitlich konstant als auch zeitlich veränderlich sein.
2. Es kann für jedes Oberflächenelement angegeben sein, welche Wärmemenge in der Zeiteinheit durch dieses Element in den Körper eintritt oder ihn verläßt.

3. Es kann eine bestimmte Verteilung für die Umgebungstemperatur vorgeschrieben sein und zugleich ein Gesetz bestehen für den Wärmeaustausch zwischen Oberfläche und Umgebung. Die mathematische Physik nimmt als solches Gesetz an, daß die Wärmemenge, welche ein Oberflächenelement dF in der Zeit dt mit seiner Umgebung austauscht, proportional ist zu dF und dt und zum Unterschied $(\Theta_0 - \vartheta)$ zwischen Oberflächen- und Umgebungstemperatur. Also

$$Q = a \cdot (\Theta_0 - \vartheta) \cdot dF \cdot dt.$$

Der Proportionalitätsfaktor a heißt die Wärmeübergangszahl; in der Physik ist dafür noch oft die ältere und irreführende Bezeichnung „äußere Wärmeleitfähigkeit“ üblich.

a ist kein reiner Stoffwert, sondern hängt von sehr vielen Umständen ab (vgl. unter *Wärmeübergang*).

Im technischen Maßsystem ist

$$\text{Dimension } a = \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Durch die Differentialgleichung, die zeitliche Grenzbedingung und eine der räumlichen Grenzbedingungen ist jedes Problem eindeutig festgelegt. Die Aufgabe besteht entweder darin, irgendeine spätere Temperaturverteilung, oder Verlauf und Stärke der Wärmeströmungen zu berechnen. — Infolge rechnerischer Schwierigkeiten sind jedoch nur ganz besonders einfache Fälle wirklich berechenbar.

3. Die Abkühlung einer Kugel als Beispiel.

Wortlaut der Aufgabe: „Eine Kugel vom Radius R gebe durch ihre Oberfläche ihre Wärme an die Umgebung ab. Die Umgebungstemperatur sei gleich Null gesetzt. Zur Zeit $t = 0$ besitze die Kugel überall auf der Oberfläche und im ganzen Inneren die einheitliche Temperatur Θ_c ; ferner seien bekannt die Wärmeübergangszahl a und die Stoffwerte λ , γ und c . — Es ist der Betrag des Wärmeverlustes in seiner Abhängigkeit von der Zeit zu bestimmen!“

Der mathematische Ansatz besteht aus der Differentialgleichung:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right);$$

aus der Anfangsbedingung:

$$\Theta_{t=0} = \Theta_c \text{ für } 0 < r < R$$

und aus der Oberflächenbedingung:

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial r} \right)_{r=R} = - \left(\frac{a}{\lambda} \cdot \Theta_r \right) = R.$$

Die Lösung der Aufgabe heißt:

$$Q = \frac{4}{3} \cdot R^3 \cdot \pi \cdot c \cdot \gamma \cdot \Theta_c.$$

$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\nu_k^3} \cdot \frac{(\sin \nu_k - \nu_k \cdot \cos \nu_k)^2}{\nu_k - \sin \nu_k \cdot \cos \nu_k} \cdot \left(1 - e^{-\nu_k \cdot \frac{a \cdot t}{R^2}} \right)$
 worin ν_k eine der unendlich vielen Wurzeln der Gleichung:

$$\left(1 - \frac{a}{\lambda} \cdot R \right) = \nu \cdot \cotg \nu \text{ ist.}$$

Dieses Ergebnis läßt sich trotz seiner scheinbaren Kompliziertheit doch recht einfach deuten. Der Ausdruck

$$\frac{4}{3} \cdot R^3 \cdot \pi \cdot c \cdot \gamma \cdot \Theta_c$$

stellt den Wärmehalt der Kugel zur Zeit $t = 0$, gemessen über Umgebungstemperatur, dar. Die unendliche Summe ist immer kleiner als „Eins“ und stellt jenen Bruchteil des ursprünglichen Wärmehaltes dar, welcher die Kugel zur Zeit t schon verlassen hat. Die Summe läßt sich zwar auf keine einfachere, analytische Form mehr bringen, aber da sie eine Funktion mit nur zwei Veränderlichen ist, nämlich

$$\frac{a}{\lambda} \cdot R \text{ und } \frac{a \cdot t}{R^2},$$

kann man ihre Werte in einer einfachen Tabelle zusammenstellen, wie nachstehend geschehen:

$\frac{a}{\lambda} \cdot R =$	∞	50	10	1,0	0,5	0,1
$\frac{a \cdot t}{R^2} = 0,01$	0,31	0,27	0,16	0,03	0,02	0,00
0,1	0,77	0,75	0,66	0,23	0,13	0,03
0,5	1,00	0,99	0,99	0,71	0,49	0,14
1,0	1,00	1,00	1,00	0,92	0,74	0,25
2,5	1,00	1,00	1,00	1,00	0,97	0,52
10,0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95

Zahlenbeispiel: Eine große, schmiedeeiserne Kugel von 50 cm Durchmesser habe zur Zeit $t = 0$ eine einheitliche, hohe Temperatur und werde dann in gewöhnliche Raumtemperatur gebracht. — Welchen Bruchteil ihres Wärmehaltes hat sie nach 5 Minuten, nach 1 Stunde und nach 10 Stunden verloren, wenn a zu 20 angenommen wird?

Aus physikalischen Tabellen wird entnommen: $\lambda = 50$, $c = 0,12$ und $\gamma = 7860$, also

$$a = \frac{50}{0,12 \cdot 7860} = 0,053;$$

damit wird

$$\frac{a}{\lambda} \cdot R = \frac{20}{50} \cdot 0,25 = 0,1;$$

und

$$\frac{a \cdot t}{R^2} = 0,07 \text{ für } t = \frac{5}{60} \text{ Stunde}$$

$$= 0,86 \text{ „ } t = 1 \text{ „}$$

$$= 8,6 \text{ „ } t = 10 \text{ Stunden}$$

Der Wert der unendlichen Summe ist aus der letzten Vertikalreihe der Tabelle durch Interpolation zu entnehmen. Die Kugel hat demgemäß von ihrem ursprünglichen Wärmehalt verloren:

nach 5 Minuten: 2%

„ 1 Stunde: 22%

„ 10 Stunden: 91%.

H. Gröber.

Näheres s. Enzyklop. d. math. Wissensch. Bd. V. 4.

Wärmeleitung, kinetische Theorie (s. auch hochverdünnte Gase). Wir legen durch ein Gas ein rechtwinkeliges Koordinatensystem. In der Richtung der z-Achse bestehe eine konstante Temperaturzunahme, so daß $T = T_0 + \frac{dT}{dz} z$ die Temperatur in der Höhe z und T_0 die Temperatur in der xy-Ebene ist. Durch die Flächeneinheit einer zur xy-Ebene parallelen Ebene wird in der Sekunde die Wärmemenge $W = -k \frac{dT}{dz}$ gehen. Das negative Vorzeichen bedeutet, daß die Wärme-Strömung von oben nach unten erfolgt. k ist die Wärmeleitfähigkeit des Gases. Nach der kinetischen Theorie haben wir uns das folgendermaßen vorzustellen. Die Molekeln, die von oben nach unten durch die Ebene fliegen, kommen aus wärmeren Schichten und gehen in kältere über, die von unten nach oben wandern, kommen aus kälteren Schichten und gehen in wärmere über. Es wird daher von oben nach unten mehr Energie durch die Ebene gehen als von unten nach oben. Der Unterschied liefert die von oben nach unten wandernde Wärme. Eine Formel dafür können wir in genau derselben Weise erlangen wie bei der Theorie der inneren Reibung (s. d.). Wir nehmen $\frac{dT}{dz}$ gleich Eins an, dann wird $W = -k$, d. h. die von oben nach unten durch die Flächeneinheit in der Sekunde strömende Wärme ist k . Wir nehmen der Einfachheit halber an, von den N Molekeln der

Volumeneinheit bewegen sich je $\frac{N}{3}$ mit der Geschwindigkeit c parallel den Achsen des Koordinatensystems. Dann kommen die Molekeln, die eine bestimmte Ebene passieren, im Mittel aus einer Höhe λ über dieser Ebene und haben die Temperatur $T + \lambda$, wenn T die Temperatur in der Ebene ist. Jede besitzt die Wärmemenge $m\gamma(T + \lambda)$, wobei γ die spezifische Wärme des Gases bei konstantem Volumen (s. d.) bedeutet. In der Sekunde wird durch die Flächeneinheit die Wärmemenge $\frac{1}{6} N c m \gamma (T + \lambda)$ von oben nach unten und analog $\frac{1}{6} N c m \gamma (T - \lambda)$ von unten nach oben getragen. Die nach unten wandernde Wärme ist gleich der Differenz dieser beiden Größen, also gleich $\frac{1}{3} N m c \lambda \gamma = k$. Da bei Bezeichnung der

Dichte des Gases mit $\rho = mN$ der Reibungskoeffizient (s. d.) $\eta = \frac{1}{3} \rho c \lambda$, so $k = \eta \gamma$. Es besteht also ein inniger Zusammenhang zwischen innerer Reibung und Wärmeleitung. Die Erfahrung zeigt allerdings, daß diese Beziehung nicht genau stimmt, daß sie aber der Größenordnung nach sich ausnahmslos bestätigt. Vor allem bestätigt sich die Unabhängigkeit der Wärmeleitung vom Druck und die Änderung derselben mit der Temperatur in genau derselben Weise wie bei der inneren Reibung.

G. Jäger.

Näheres s. G. Jäger, Handb. d. Phys. IX. 428.

Wärmeleitungsvakuummeter s. Vakuummeter.

Wärmeleitzahl. Die Definition der Wärmeleitzahl läßt sich aus der Gleichung für die Wärmeleitung durch eine ebene Wand ableiten (vgl. Abschnitt Wärmeleitung). Darnach bedeutet die Wärmeleitzahl λ jene Wärmemenge, welche durch eine Platte von der Größe 1 m² und der Dicke 1 m in der Stunde hindurchgeht, wenn der Temperaturunterschied beider Plattenoberflächen 1°C beträgt.

1. Zahlenwerte für die Wärmeleitfähigkeit. Die in nachstehenden Tabellen angegebenen Zahlenwerte können nur geringen Anspruch auf Genauigkeit erheben, denn einerseits hängt die Wärmeleitfähigkeit in hohem Grade von der Reinheit der Stoffe ab und andererseits bestehen selbst bei chemisch reinen Stoffen starke Widersprüche zwischen den einzelnen Literaturangaben.

Die Werte sind im technischen Maßsystem, also in Kilokalorien pro Meter, Stunde und Grad angegeben. Die entsprechenden Werte im physikalischen System, also in cal pro Zentimeter, Sekunde und Grad, sind 360mal kleiner.

Wärmeleitfähigkeit von festen Körpern bei etwa 20—40°C.

Stoff	λ
Silber	360
Kupfer	260—340
Gold	250
Aluminium	175
Messing	74—97
Platin	60
Eisen	40—60
Blei	30
Glas	0,4—0,8
Porzellan	0,9
Eis	0,8
Granit	2,7—3,5
Kalkstein	0,6—0,8
Gips	0,32
Beton	0,66—0,76
Ziegelmauerwerk	0,35—0,82
Asbest	0,140
Gebraunter Kieselgurstein	0,07—0,08
Asphalt. Korkstein	0,04—0,06
Seide	0,04
Wolle	0,037
Korkmehl	0,04

Wärmeleitzahl von Flüssigkeiten u. Gasen bei etwa 20—40°C.

Flüssigkeit	λ
Wasser	0,52
Alkohol	0,15—0,20
Mineralisches Schmieröl	0,1
Petroleum	0,13
Quecksilber	5,4—7,1
Luft	0,0203
Wasserstoff	0,13
Wasserdampf 100°C	0,0201

2. Gesetzmäßigkeiten. Die Wärmeleitfähigkeit ist als reiner Stoffwert theoretischer Behandlung nur wenig zugänglich.

a) Für Metalle gelten das Gesetz von Wiedemann und Franz und das Gesetz von Lorenz.

Das Gesetz von Wiedemann und Franz besagt, daß für verschiedene Metalle die Wärmeleitfähigkeiten im selben Verhältnis stehen, wie die elektrischen Leitfähigkeiten. Wählt man die Maßeinheiten so, daß sich für Silber bei 0°C die Wärmeleitfähigkeit λ und die elektrische Leitfähigkeit κ , beide zu 100 ergeben, so gelten für die anderen Metalle bei derselben Temperatur folgende Werte:

Silber	$\lambda = 100$	$\kappa = 100$
Kupfer	= 91,2	= 93,0
Gold	= 69,6	= 67,2
Aluminium	= 47,7	= 51,4
Zink	= 26,4	= 26,8
Platin	= 16,6	= 15,0
Zinn	= 14,5	= 13,5
Wismut	= 1,9	= 1,3

Das Gesetz von Lorenz sagt aus, daß für irgend ein Metall das Verhältnis von Wärmeleitfähigkeit zu elektrischer Leitfähigkeit sich mit der Temperatur ändert und zwar, daß es der absoluten Temperatur direkt proportional ist.

Beide Gesetze gelten jedoch bei allen Metallen nur angenähert und außerdem sind bei einigen wenigen Metallen, z. B. beim Eisen starke Abweichungen vorhanden und bei sehr tiefen Temperaturen versagen die Gesetze ganz.

b) Für ideale Gase folgen aus der kinetischen Gastheorie zwei Gesetze:

Erstens ist für ideale Gase die Wärmeleitfähigkeit — ebenso wie die Zähigkeit und die Schallgeschwindigkeit — vom Druck innerhalb sehr weiter Grenzen unabhängig.

Zweitens gilt für diese Gase die Beziehung

$$\lambda = \epsilon \cdot \mu \cdot c_v \cdot g;$$

darin ist λ die Wärmeleitfähigkeit, μ die Zähigkeit, c_v die spez. Wärme der Gewichtseinheit bei konstantem Volumen und g die Erdbeschleunigung. ϵ ist ein unbenannter Zahlenwert, der nur von der Atomzahl des Gases abhängt. Nach den bisherigen Messungen gilt folgende Abhängigkeit:

Atomzahl =	1	2	3	4	5	6
$\epsilon =$	2,50	1,74	1,51	1,23	1,28	1,24

H. Gröber.

Näheres s. Landolt-Börnstein-Roth-Scheel, Physikalisch-chemische Tabellen. 5. Aufl. Julius Springer, Berlin 1923 oder Mitteilungen des Forschungsheimes für Wärmeschutz, München, Bayerstr. 3 Selbstverlag. — Heft 5.

Wärmemenge s. Wärmeeinheiten.

Wärmepumpe. Als Wärmepumpe wird gelegentlich der Vorgang bezeichnet, bei dem unter Aufwendung von Arbeit Wärme von tieferer Temperatur zu höherer Temperatur überführt wird, wie es z. B. bei den Kältemaschinen und bei jedem Kompressionsvorgang der Fall ist (s. Carnotscher Prozeß).

Henning.

Wärmespeicher s. Dampfspeicher. Wärme wird aufgespeichert als Dampfwärme in heißem Wasser, Öl, Schamotte oder Beton. Wasser wird bis zu 190° oder 12 Atm. Überdruck erhitzt. Es gibt unter Druckerniedrigung Dampf ab. Ein praktisches Beispiel ist die feuerlose Lokomotive, deren Kessel zum größten Teil mit Heißwasser unter rund

12 Atm. angefüllt wird und die dann bis zu 1/2 Tag Dienst machen kann mit dem aus dem Wasser unter Drucksenkung entweichenden Dampf.

1 cbm Wasser von 190° C enthält gegenüber Zimmertemperatur 170000 Kal. Öl, z. B. Petroleum, kann bis 320° C oder 6 Atm. Überdruck verwendet werden. Es nimmt bei höherer Temperatur weniger Druck auf als Wasser, ist aber feuergefährlich. 1 cbm Öl von 320° enthält gegenüber Zimmertemperatur 77000 Kal. Zur Aufspeicherung der Wärme heißer Abgase verwendet man besonders Schamotte und Beton, die bis rund 350° C und darüber erhitzt werden. Ein praktisches Beispiel sind die Regenerativöfen. 1 cbm Beton von 350° C vermag gegenüber Zimmertemperatur 280000 Kal. aufzuspeichern.

L. Schneider.

Wärmespektrum s. Ultrarot.

Wärmestrahlung s. Wärmeübertragung, Strahlungsgesetze, Ultrarot.

Wärmestrahlung, technisch. Über Theorie der Wärmestrahlung vgl. Abschnitt „Strahlung“.

Dieser Abschnitt bildet einen Teil des Aufsatzes „Wärmeübertragung“ und befaßt sich als solcher nur mit denjenigen Erkenntnissen über die Wärmestrahlung, welche zur Berechnung des Wärmeaustausches bei technischen und ähnlichen Aufgaben notwendig sind. (Strahlungsaustausch zwischen Raumheizkörper und Zimmerwänden, zwischen glühendem Kohlenbett und Kesselwandung, zwischen Thermoelement und Ofenwandung u. a. m.) Die ausgestrahlte Energie wird im folgenden nach Wärmeinheiten (kcal), die Länge nach Metern (m) und die Zeit nach Stunden (h) gemessen.

1. Die Strahlung der Oberflächen fester Körper.

Wenn sich zwei Körper im luftgefüllten Raum gegenüberstehen, so findet zwischen beiden ein Strahlungsaustausch statt, der sich aber bei genauer Betrachtung als so kompliziert erweist, daß seine rechnerische Verfolgung nicht möglich ist. Man muß deshalb eine Reihe von vereinfachenden Annahmen treffen, von denen die drei wichtigsten sind:

Erstens nimmt man die Luft, welche beide Körper trennt, als vollkommen strahlendurchlässig an, so daß sie den Strahlungsvorgang in keiner Weise beeinflusst.

Zweitens stellt man sich vor, daß beide Körper aus sehr stark absorbierenden Stoffen bestehen, so daß die Vorgänge der Emission, der Absorption und der Reflexion nur in den Oberflächen der Körper stattfinden. Man spricht dann von strahlenden, absorbierenden und reflektierenden Flächen.

Und drittens verzichtet man darauf, die Verteilung der Energie auf die einzelnen Wellenlängen (spektrale Energieverteilung) zu berücksichtigen; man rechnet also nur mit der Gesamtstrahlung (integrale Strahlung). Die Strahlung, welche von der Oberfläche fester Körper ausgeht, kann man in erster Näherung als graue Strahlung annehmen. Für eine solche gilt in Anlehnung an das Kirchhoffsche Gesetz bei schwarzer Strahlung (s. Abschnitt: Strahlung) die Gleichung:

$$dQ = C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot df \cdot [\text{kcal/h}];$$

darin bedeutet:

df die Größe des strahlenden Flächenelementes,
T seine absolute Temperatur,

dQ den Betrag der in der Stunde ausgestrahlten Energie,

C den Proportionalitätsfaktor in der Gleichung; er heißt die Strahlungszahl und hängt nicht nur von der chemischen Natur des strahlenden Körpers, sondern in hohem Maße auch von der Rauigkeit der Oberfläche ab. Die folgende Tabelle enthält für einige Stoffe die Werte von C.

Absol. schwarzer Körper	—	4,95
Lampenruß	—	4,40
Gußeisen	rau, starkoxydiert	4,48
Schmiedeeisen	matt, oxydiert	4,40
„	blank	1,60
„	hochpoliert	1,33
Glas	glatt	4,40
Kalkmörtel	rau, weiß	4,30
Wasser	—	3,20
Gesteine	glatt geschliffen	1,96—3,42
Kupfer	schwach poliert	0,79

Der Strahlungsaustausch zweier Flächen. Die Energie dQ₁, die das Flächenelement df₁ dem Flächenelement df₂ zustrahlt, ist

$$dQ_1 = \frac{C_1}{\pi} \cdot \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 \cdot df_1 \cdot \cos \varphi_1 \cdot d\Omega_1;$$

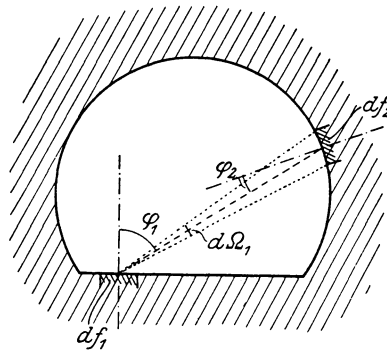
hierbei ist dΩ₁ der Raumwinkel, unter dem df₂ von df₁ aus erscheint. Mit

$$d\Omega_1 = \frac{df_2 \cdot \cos \varphi_2}{R^2}$$

wird

$$dQ_1 = \frac{C_1}{\pi} \cdot \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 \cdot \frac{df_1 \cdot df_2}{R^2} \cdot \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 \left[\frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right].$$

Von dieser Energie dQ₁ nimmt aber das bestrahlte Flächenelement df₂ nur den Betrag A₂·dQ₁, der seinem Absorptionsvermögen entspricht, auf. Den Rest (1 — A₂)·dQ₁ wirft df₂ wieder zurück teils nach df₁ teils nach anderen Flächenelementen df₃, df₄ . . . der Raumwandung. An diesen Flächenelementen spielt sich der Vorgang der teilweisen Absorption und Reflexion von neuem ab.



Gegenseitige Bestrahlung zweier Flächenelemente. (R Abstand beider Flächenelemente.)

Außerdem strahlt das Flächenelement df₂ von sich aus Energie nach df₁, nämlich den Betrag:

$$dQ_2 = \frac{C_2}{\pi} \cdot \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \cdot \frac{df_1 \cdot df_2}{R^2} \cdot \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 \left[\frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right].$$

Die Berechnung des endgültig resultierenden Energieaustausches zwischen beiden Flächenelementen ist also eine äußerst mühevollen Arbeit.

Verhältnismäßig einfach wird das Ergebnis, wenn ein Körper mit der Oberfläche F_2 und der Temperatur T_2 von einem Hohlraum mit der Innenfläche F_1 und der Temperatur T_1 völlig umschlossen wird. Dann ist

$$Q = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\frac{1}{C_2} + \frac{F_2}{F_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C}\right)} \cdot F_2 \left[\frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right].$$

Hierin sind noch C_1 und C_2 die Strahlungszahlen der beiden Flächen und $C = 4,95$ die Strahlungszahl des absolut schwarzen Körpers.

Die Formel wird abermals einfacher, wenn sich zwei ebene Flächen von der gleichen Größe F in sehr kleinem Abstand gegenüberstehen. Dann ist

$$Q = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_1} - \frac{1}{C}} \cdot F \left[\frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right].$$

2. Die Strahlung von Gasen.

Man hat bis vor wenigen Jahren die Eigenstrahlung der Gase ganz bedeutend unterschätzt und den Wärmeübergang zwischen heißen Gasen und kalten Wänden fast allein auf Leitung und Konvektion zurückgeführt. Nur wenn die Gase stark mit Staub verunreinigt sind, oder wenn — wie bei den leuchtenden Flammen — kleine Kohleteilchen hell in ihnen glühen, ließ man einen Wärmeübergang durch Strahlung gelten. Erst die Arbeiten von Schack und Nusselt zeigten, daß einige Gase, vor allem Kohlensäure und Wasserdampf, starke Eigenstrahlung besitzen.

Während die Strahlung fester Körperoberflächen eine so gleichmäßige spektrale Energieverteilung besitzt, daß die Gesetze für die graue Strahlung angewandt werden können, besitzen die Gase ein ausgesprochenes Bandenspektrum. Bei den meisten Gasen sind diese Banden aber so schmal oder so weit außerhalb des wirksamen Wellenlängenbereiches gelegen, daß diese Gase keine nennenswerte Eigenstrahlung besitzen. Nur Kohlensäure und Wasserdampf weisen je drei breite Absorptionsstreifen auf. Bei der Rechnung muß man die Emissions- und Absorptionsvorgänge für jeden dieser Absorptionsstreifen getrennt verfolgen. Da die genannten Gase in den Rauchgasen technischer Feuerungen bis zu hohen Prozentsätzen vertreten sind, hat sich die technische Wissenschaft der Erforschung dieser Gasstrahlung in den letzten Jahren mit großem Eifer zugewandt. Es hat sich gezeigt, daß bei den hohen Temperaturen der Kohlenstaubfeuerungen, Ölfeuerungen und Gasfeuerungen je nach Verhältnissen etwa 50—80% der Wärme durch Gasstrahlung und nur der kleinere Rest durch Leitung und Konvektion übergeht.

H. Gröber.

Näheres s. Schack, Ztschr. f. techn. Physik. 1924, S. 278 u. 287 und 1925, Heft 10.

Wärmesummen, Gesetz der konstanten ... oder Heßsches Gesetz, heißt eine spezialisierte, und zwar auf die Umwandlung chemischer und Wärmeenergie spezialisierte Aussage des Energieprinzips, die ihm historisch voranging und sich formulieren läßt:

Die algebraische Summe der Wärmetönungen (s. d.) aller Ketten von Reaktionen, die vom gleichen Anfangssystem zum gleichen Endsystem

führen, ist eine Konstante. Wichtige Anwendungen des Satzes s. unter Verbrennungswärme. Schwab.

Wärmetod. Ausgehend von dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, der besagt, daß ohne Aufwendung äußerer Arbeit ein Prozeß irgendwelcher Art fortlaufend nur vor sich gehen kann, wenn eine Temperaturdifferenz vorhanden ist, und daß ein solcher Prozeß stets im Sinne eines Ausgleiches dieser Temperaturdifferenz wirkt, gelangt man zu der Schlußfolgerung, daß in einem abgeschlossenen System schließlich alle Temperaturunterschiede verschwinden müssen und also ohne äußere Eingriffe innerhalb dieses Systems keine Prozesse mehr ablaufen können. Man spricht in dieser Beziehung von der Degradation der Energie. Betrachtet man die ganze Welt als ein abgeschlossenes System von endlicher Ausdehnung, so muß auch sie schließlich in einen Zustand völlig gleichmäßiger Temperatur gelangen, in dem keinerlei Energieaustausch mehr stattfinden kann. Dieser Zustand heißt der Wärmetod der Welt. Zu bemerken ist indessen, daß der zweite Hauptsatz der Thermodynamik ein Erfahrungssatz ist, der aus der Beobachtung eng begrenzter Systeme gewonnen wurde. Man ist daher nicht ohne weiteres berechtigt, diesen Satz auch auf so große Systeme wie die Welt anzuwenden. Die Clausius'sche Fassung des 2. Hauptsatzes: „Die Entropie der Welt strebt einem Maximum zu“ ist von Planck folgendermaßen erläutert worden: Unter Welt ist ein System mit praktisch unendlich großem Radius zu verstehen, bei dem das Verhältnis von Oberfläche zum Volumen den denkbar kleinsten Wert hat. Da nun aber die Entropie der Masse bzw. dem Volumen des Systems proportional ist, während die Entropieänderung der Oberfläche proportional ist durch die allein eine Wechselwirkung mit der Umgebung stattfinden kann, so fällt bei der „Welt“ die Entropieänderung gegen die vorhandene Entropie selbst nicht ins Gewicht und kann also gänzlich vernachlässigt werden, falls endliche Zeiträume in Betracht kommen.

Henning.

Wärmetönung. Die algebraische Summe der bei einer Reaktion abgegebenen Wärmemenge und der geleisteten äußeren Arbeit, also die Änderung der Gesamtenergie des chemischen Systems durch die Reaktion, meist bezogen auf molaren Umsatz. Der Arbeitssummand ist meist der kleinere, bei Reaktionen im kondensierten System (s. d.) verschwindet er fast völlig.

Die Temperaturabhängigkeit der Wärmetönung ist durch die algebraische Summe der Wärmekapazitäten der reagierenden Stoffe gegeben, wobei die der entstehenden Stoffe mit entgegengesetztem, die der verschwindenden Stoffe mit gleichem Vorzeichen einzusetzen sind, wie die Wärmetönung selbst.

Bei homogenen Gleichgewichten, insbesondere Gasgleichgewichten (s. d.), bestimmt die Wärmetönung nach Maßgabe des zweiten Hauptsatzes die Temperaturveränderlichkeit des Gleichgewichts.

Schwab.

Wärmeübergang. Zur Berechnung der Wärmemenge dQ , welche von einer strömenden Flüssigkeit (oder Gas) an die feste Begrenzungswand der Strömung übergeht (oder umgekehrt von der Wand an die Strömung), geht man im allgemeinen von der Annahme aus, daß diese Wärmemenge proportional ist der Zeit dt , der Größe des Wandelementes dF und dem Unterschied zwischen

Flüssigkeitstemperatur ϑ_F und Wandtemperatur ϑ_W . Man stützt sich also auf die Gleichung

$$dQ = \alpha \cdot (\vartheta_F - \vartheta_W) \cdot dF \cdot dt.$$

Der Proportionalitätsfaktor α heißt die Wärmeübergangszahl. Sie ist von der Dimension

$$\left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right]$$

und hängt in ihrem Wert vor allem von der Art der strömenden Flüssigkeit und der Form der wärmeabgebenden Flächen ab, dann aber auch von der Strömungsgeschwindigkeit, der Rauigkeit der Wand und vielen anderen Umständen. Erfahrungsgemäß ist

- bei sogenannter ruhender Luft $\alpha = 3 - 30$
- „ bewegter Luft $\alpha = 10 - 500$
- „ bewegten, nicht sied. Flüss. $\alpha = 200 - 5000$
- „ siedenden Flüssigkeiten $\alpha = 4000 - 6000$
- „ kondensierenden Dämpfen. $\alpha = 7000 - 12000$

Im physikalischen Maßsystem ist α von der Dimension $\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}$, weshalb die Zahlenwerte in diesem System 36000mal kleiner sind.

Auch die oben angegebenen sehr weiten Grenzen für α können in besonders gearteten Fällen noch überschritten werden. Es ist ungemein schwer, genauere Angaben über das α zu machen; nur wenige Fälle sind bisher durch übereinstimmende Forschungsergebnisse von Theorie und Versuch genauer bekannt, so z. B. der Wärmeübergang im geraden Rohr und die Wärmeabgabe des wagrecht in Luft gelagerten Zylinders.

Wir beschränken uns bei den folgenden Betrachtungen auf den Beharrungszustand und auf Vorgänge, bei denen die Strömung nur durch äußere Ursachen bewirkt wird und keine Aggregatzustandsänderungen auftreten.

Den Ausgangspunkt für alle theoretischen Betrachtungen bildet nachstehendes System von Differentialgleichungen:

1. Die Kontinuitätsgleichung für raumbeständige Flüssigkeiten:

$$\text{div } w = 0.$$

2. Die Bewegungsgleichung der Hydrodynamik:

$$\rho \cdot (w, \text{grad}) w = - \text{grad } p + \mu \cdot \Delta w.$$

3. Die Grundgleichung der Wärmeleitung für bewegte Flüssigkeiten:

$$(w, \text{grad } \vartheta) = \alpha \cdot \Delta \vartheta.$$

In diesen Gleichungen bedeutet w die Strömungsgeschwindigkeit nach Größe und Richtung, also als Vektor aufgefaßt, ρ die Massendichte, p den Druck, μ die Zähigkeit und α die Temperaturleitzahl der Flüssigkeit.

Mit Hilfe des Prinzipes der Ähnlichkeit oder der Lehre von den Dimensionen läßt sich aus diesem Gleichungssatz ableiten, daß die Geschwindigkeitsverteilung und die Temperaturverteilung nur von den beiden Größen

$$\frac{w \cdot l_0 \cdot \rho}{\mu} \quad \text{und} \quad \frac{w \cdot l_0}{\alpha}$$

abhängen, wobei l_0 eine charakteristische Abmessung des strömungserfüllten Raumes ist, z. B. bei Röhren der Durchmesser.

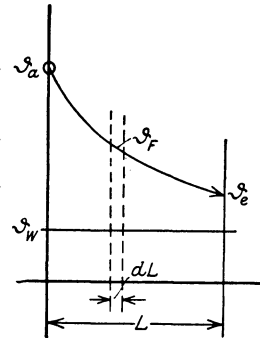
Die beiden Größen, welche man Kenngrößen heißt, sind dimensionslos, wovon man sich durch Einsetzen der Dimensionen der einzelnen Größen w , ρ usw. überzeugen kann.

Aus der Definition der Wärmeübergangszahl und aus dem Prinzip der Ähnlichkeit folgt, daß auch

die Größe $\alpha \cdot \frac{l_0}{\lambda}$

nur von den beiden obigen Kenngrößen abhängt. Das Gesetz für diese Abhängigkeit läßt sich rechnerisch nicht ermitteln, sondern kann nur durch den Versuch bestimmt werden. ■

1. Die Wärmeübergangszahl im geraden Rohr. Die Erfahrung besagt, daß die Intensität des Wärmeüberganges und damit die Wärmeübergangszahl selbst abhängig ist vom Strömungszustand der Flüssigkeit (ob über oder unter der kritischen Geschwindigkeit—s. Hydrodynamik), vom speziellen Wert der Strömungsgeschwindigkeit, von der Weite und der Länge des Rohres, von der Rauigkeit der Rohrwand und von den Eigenschaften der Flüssigkeit (Wärmeleitfähigkeit, spez. Gewicht, spez. Wärme und Zähigkeit).



Temperaturverlauf im Rohr.

Eine völlige Klärung all dieser Gesetzmäßigkeiten ist bis heute noch nicht erreicht. Auf Grund der oben angedeuteten Theorie und unter Benützung der bis jetzt vorliegenden Versuchswerte, läßt sich nachstehende Näherungsgleichung für α aufstellen:

$$\alpha = 22,5 \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot \left(\frac{L}{d} \right)^{-0,05} \cdot \left(\frac{\omega \cdot d}{a} \right)^{0,79} \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}} \right].$$

Hierin bedeutet, außer den schon bekannten Größen, L die Länge und d den Durchmesser des Rohres und ω die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und zwar diesmal der einfacheren Zahlenrechnung wegen in Metern pro Sekunde.

2. Der Temperaturverlauf in der Flüssigkeit längs des Rohres. Zur Berechnung des Temperaturverlaufes, insbesondere der Endtemperatur, stellt man für ein unendlich kurzes Stück dL des Rohres die Wärmebilanz auf:

Mit der Strömung wird die Wärmemenge

$$dQ = - c_p \cdot \gamma \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} \cdot 3600 \cdot w \cdot d \vartheta_F$$

während der Zeiteinheit in den Raum hineingeschafft.

Ein gleicher Betrag an Wärme geht im Beharrungszustand in derselben Zeit an die Wand über, nämlich:

$$dQ = \alpha \cdot d \cdot \pi \cdot dL \cdot (\vartheta_F - \vartheta_W).$$

Durch Gleichsetzen beider Werte ergibt sich:

$$\frac{d \vartheta_F}{\vartheta_F - \vartheta_W} = - 4 \cdot \frac{\alpha \cdot dL}{d \cdot 3600 \cdot w \cdot c_p \cdot \gamma}.$$

Wenn man noch für α den Wert aus der Näherungsgleichung einsetzt und über die ganze Rohrlänge integriert, so erhält man das Endergebnis:

$$\vartheta_e - \vartheta_W = (\vartheta_a - \vartheta_W) \cdot e^{-0,0263 \cdot \left(\frac{\omega \cdot d}{a} \right)^{0,79} \cdot \left(\frac{L}{d} \right)^{0,95}}.$$

Die Endtemperaturdifferenz ist also gleich einem Bruchteil der Anfangstemperaturdifferenz, der um so kleiner ist, je kleiner $\omega \cdot d/a$ ist und je größer L/d ist.

H. Gröber.

Näheres s. Hütte, Des Ingenieurs Taschenbuch. Berlin 1925. I. Bd., S. 451.

Wärmeübergangszahl s. Wärmeübergang.

Wärmeübertragung. Der Begriff Wärmeübertragung umfaßt jene große Gruppe von Erscheinungen, welche in der Überführung einer Wärmemenge von einer Stelle des Raumes nach einer anderen Stelle bestehen. Diese einzelnen Erscheinungen heißen: Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Wärme Konvektion.

Wärmeleitung besteht in einem Wärmeaustausch zwischen nur unmittelbar benachbarten Teilen eines Körpers und tritt bei festen, flüssigen und gasförmigen Körpern auf.

Wärmestrahlung ist ein Wärmetransport, welcher dadurch zustande kommt, daß ein erster Körper einen Teil seines Energieinhaltes in strahlende Energie verwandelt, welche dann den Raum durchmißt und beim Auftreffen auf einen zweiten Körper sich ganz oder teilweise in Wärme verwandelt. Das Entstehen und das Verschwinden der strahlenden Energie sind also an das Vorhandensein von Materie gebunden, dagegen kann die Übertragung der strahlenden Energie auch im vollkommen leeren Raum erfolgen. Theoretische Erklärung siehe unter „Strahlung“.

Wärme Konvektion ist ein Wärmetransport, der eintritt, wenn materielle Teilchen eines Körpers ihre Stelle im Raum verändern und dabei ihren Wärmeinhalt mit sich fortführen. Diese Erscheinung spielt sich vor allem in strömenden Flüssigkeiten und Gasen ab, und zwar sind hier hinsichtlich der Ursachen der Strömung zwei Grenzfälle zu unterscheiden: Entweder wird die Strömung nur dadurch verursacht, daß die Temperaturunterschiede in der Flüssigkeit zu Dichteungleichheiten führen und diese dann die Bewegung bewirken und unterhalten; dann spricht man von einer freien Strömung oder einer Strömung aus inneren Ursachen. — Oder es sind durch Einwirkung von außen her Druckunterschiede an verschiedenen Stellen der Flüssigkeit vorhanden, denen gegenüber die Dichteungleichheiten gar nicht zur Wirkung kommen; dann spricht man von einer aufgezwungenen Strömung oder einer Strömung aus äußeren Ursachen. Außerdem sind noch folgende Begriffe zu erklären:

Wärmeübergang heißt der Wärmeaustausch zwischen einer strömenden Flüssigkeit oder einem strömenden Gas und der festen Begrenzungswand der Strömung. Im allgemeinen handelt es sich nur um ein Erwärmen oder Abkühlen der Flüssigkeit. In zahlreichen anderen Fällen tritt aber auch eine Aggregatzustandsänderung der Flüssigkeit ein (Verdampfen, Kondensieren, Erstarren und Auftauen).

Diese Erscheinungen — Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Wärmeübergang — treten selten allein auf, sondern meist in irgendeiner Weise miteinander verbunden, z. B.

Gesamtabkühlung oder Gesamterwärmung heißt der gesamte Wärmeaustausch zwischen einem Körper und seiner Umgebung und zwar zusammengekommen sowohl durch Leitung und Konvektion seitens der umgebenden Luft als auch durch Strahlungsaustausch mit den umgebenden festen Körpern, insbesondere den Raumwänden.

Mit Wärmedurchgang bezeichnet man den ganzen Wärmetransport von einer ersten Flüssigkeit an ihre feste Begrenzungswand (Wärmeübergang), dann durch die ganze Dicke der Wand hindurch (Wärmeleitung) und endlich von der anderen Seite der Wand an eine zweite Flüssigkeit (Wärmeübergang).

Die Bedeutung des Gebietes „Wärmeübertragung“ ist eine ganz überragende. Fast bei allen Vorgängen im Weltall tritt als Haupt- oder Nebenerscheinung Wärme auf, die dann von ihrer Entstehungsstelle nach Gegenden niederer Temperatur abwandert. In den meisten Gebieten der exakten Wissenschaften spielt deshalb die Wärmeübertragung eine Rolle. Es sei nur erwähnt: die Astrophysik, die physikalische Geographie, insbesondere die Lehre vom Klima, die Geologie, die Pflanzen- und Tierphysiologie und die Medizin, vor allem aber die Technik (Dampfkessel und Kondensatoren, Feuerungsanlagen der keramischen Industrien und des Hüttenwesens, Regeneratoren und Rekuperatoren, Heizungs- und Kühlanlagen — sodann die Kühlung von Lagern, von Zylinderwandungen und Kolben und von elektrischen Maschinen — und endlich der Wärmeschutz im Maschinenbau und im Hochbau).

Lies in nachstehender Reihenfolge die Aufsätze: Wärmeleitung, Wärmeleitfähigkeit, Wärmeübergang, Wärmedurchgang und Wärmestrahlung. *H. Gröber*. Näheres s. Gröber, Grundgesetze der Wärmeleitung und des Wärmeüberganges. Berlin 1921.

Wärmeverbrauch der Kraftmaschinen. Für die Wirtschaftlichkeit der Wärmekraftmaschinen ist maßgebend der Wärmeverbrauch. Allerdings ist er allein noch kein Maßstab, da die Betriebsstoffe der verschiedenen Maschinen verschieden teuer und Amortisation, Verzinsung, Auslagen für Bedienung, Schmier- und Putzmaterial zu berücksichtigen sind.

Es verbrauchen:

Dampfmaschinen mit Auspuffbetrieb	7000—10000	kcal/PS-St
Dampfmaschinen mit Kondensationsbetrieb	3500—7000	„
Explosionsmotoren	3500—4500	„
Sauggasmaschinen	2800—3600	„
Großgasmaschinen	2300—2600	„
Dieselmotoren	1800—2200	„
Heizungskraftmaschinen (s. d.) bis herab zu	1200	„

Das theoretische Wärmeäquivalent einer Pferdekraftstunde ist 632 kcal. Daraus geht also hervor, daß der effektive thermische Wirkungsgrad unserer Wärmekraftanlagen 6—50% beträgt.

L. Schneider.

Wärmeverluste s. Kalorimetrie.

Wärme Widerstand heißt der reziproke Wert der Wärmedurchgangszahl — oder der Wärmeübergangszahl (s. Wärmeübergang). *Henning.*

Wahre Elektrizität s. Elektrizität, freie.

Wahrheit. Man unterscheidet den Wahrheitsbegriff der Logik und den der Naturerkenntnis. Für die Logik bedeutet Wahrheit die Übereinstimmung mit gewissen formalen Regeln (vor allem dem Satz des Widerspruchs); die Geltung dieser Regeln ist evident, wird auf Grund unabweisbarer Einsicht bejaht. Andererseits scheint aber mit diesem Wahrheitsbegriff nichts über die Natur ausgesagt zu sein, sondern nur etwas über das innere Verhältnis der Regeln. Das tiefere erkenntnistheoretische Problem erhebt sich deshalb für den Wahrheitsbegriff der Naturerkenntnis.

Nach der älteren Philosophie bedeutet für dieses Gebiet Wahrheit soviel wie Übereinstimmung einer Vorstellung mit ihrem Gegenstand. Dieser Auffassung ist mit Recht entgegengehalten worden, daß von Übereinstimmung hier nicht sinnvoll gesprochen werden kann, da Vorstellung und Ding wesensverschieden sind und der Vergleich beider eine sinnlose Frage darstellt. Es kann nur von

Zuordnung von Vorstellungen bzw. Begriffen zu Dingen gesprochen werden, und die Wahrheitsforderung kommt dann darauf hinaus, daß die Zuordnung eindeutig sein soll (Helmholtz, Hertz, Schlick). Nach anderer Auffassung ist dieser Wahrheitsbegriff nicht brauchbar, da die eine Seite der Zuordnung, die dingliche Seite, niemals direkt gegeben ist, sondern eben nur durch Vorstellungen und Begriffe gleichsam gehalten wird; das Verfahren der Erkenntnis besteht dann darin, diese Vorstellungen und Begriffe zu einem geordneten System auszubauen, und Wahrheit heißt innere Widerspruchslosigkeit des Systems (Neukantianismus, Cassirer). Endlich ist die Theorie aufgestellt worden, daß Wahrheit ein logischer Grundbegriff sei, der nicht weiter analysierbar sei (Russell). — Über die positivistische Umdeutung des Wahrheitsbegriffes s. Ökonomeprinzip.

Es entsteht nun noch die Frage nach der inneren Struktur des Wahrheitsbegriffes. Sicher ist die Übereinstimmung mit der Erfahrung ein wesentliches Erfordernis für die wissenschaftliche Wahrheit; aber ist sie hinreichend? Zunächst ist klar, daß auch die Forderung der logischen Widerspruchslosigkeit hinzutritt, denn das Wissenschaftssystem darf sicherlich keine logischen Widersprüche enthalten. Nach der Meinung der Aprioritätsphilosophie (Kant) tritt aber noch ein außerlogisches Moment hinzu; das Wissenschaftssystem muß den Grundforderungen der Vernunft (reine Anschauung und Kategorien) entsprechen. Es gibt danach gewisse synthetisch-apriorische Gesetze, die neben denen der Logik erfüllt sein müssen. Die neuere Entwicklung der Naturwissenschaft hat jedoch gezeigt, daß gerade einige von den älteren Philosophen formulierte Gesetze dieser Art vor der Erfahrung nicht aufrecht erhalten werden können, so daß diejenige erkenntnistheoretische Richtung immer mehr an Boden gewinnt, nach welcher synthetisch-apriorische Momente im Wahrheitsbegriff nicht enthalten sind.

Dagegen hat sich neuerdings immer schärfer herausgestellt, daß die bisherigen Wahrheits-theorien ein wesentliches Moment übersehen haben, nämlich den Zusammenhang des Wahrheitsbegriffes mit dem Wahrscheinlichkeitsbegriff. Man hat das Auftreten dieses Begriffes bisher gewöhnlich in der Unvollkommenheit der Erkenntnismethode begründet. Danach bedeutet die Forderung der Wahrheit ein Ideal, das wohl in der Logik und Mathematik, nie aber in der Naturerkenntnis erreicht werden kann; und deshalb müsse sich die Naturwissenschaft mit großer Wahrscheinlichkeit ihrer Sätze begnügen. Gegen diese Auffassung wird die objektive Bedeutung des Wahrscheinlichkeitsbegriffes geltend gemacht, und es ist der Versuch gemacht worden, ohne Benutzung der idealen Grenze allein vom Wahrscheinlichkeitsbegriff her eine Theorie der Wahrheit zu entwickeln.

Reichenbach.

Näheres s. Reichenbach, Handbuch der Physik, Springer, Bd. III, Z. 8.

Wahrscheinliche Abweichung s. Geschoßabweichungen, zufällige.

Wahrscheinlicher Fehler s. Fehlertheorie.

Wahrscheinlichkeit ist der Gegensatz zu Gewißheit. Während z. B. mathematische Sätze mit Gewißheit ausgesprochen werden können (not-

wendig oder apodiktisch gelten), können alle Aussagen über wirkliche Dinge nur mit Wahrscheinlichkeit behauptet werden. Allen Resultaten der Naturwissenschaften kommt daher nur wahrscheinliche Geltung zu, auch den allgemeinsten. Dies liegt in der Eigenart des Erkenntnisvorgangs begründet; aus verhältnismäßig unvollkommenen Sinneswahrnehmungen müssen die Gesetze der Natur erst durch verwickelte logische Prozesse erschlossen werden. Darum hängt das philosophische Problem der Wahrscheinlichkeit eng mit dem Problem des induktiven Schlusses zusammen; man spricht auch von *philosophischer Wahrscheinlichkeit*.

Ihr steht die *mathematische Wahrscheinlichkeit* gegenüber, bei der es sich um quantitative Aussagen handelt. Sie ist Gegenstand einer besonderen mathematischen Disziplin, der Wahrscheinlichkeitsrechnung (s. d.), geworden; ihr klassisches Anwendungsgebiet sind die Glücksspiele. Aber darüber hinaus ist sie seit etwa einem Jahrhundert für die naturwissenschaftliche Forschung von Nutzen geworden: durch die Ausbildung der Fehlertheorie, der physikalischen und der sozialen Statistik. Das Merkwürdige dabei ist, daß man hier durch Anwendung von Wahrscheinlichkeitssätzen zur Aufdeckung von Naturgesetzen kommt, die nicht geringeren Wert haben als die kausalen Naturgesetze. Wesentlich ist dafür, daß es sich um Massenerscheinungen handelt. Man stellt deshalb heute die „*statistische*“ Gesetzmäßigkeit der kausalen oder „*dynamischen*“ gegenüber (*Planck*).

Daß die mathematische Wahrscheinlichkeitsrechnung eine logisch strenge Disziplin ist, kann keinem Zweifel unterliegen. Sie bedeutet lediglich ein Rechenverfahren, das Folgerungen aus gewissen Voraussetzungen, Axiomen, zieht. Das Problematische beginnt erst mit der Geltung dieser Voraussetzungen für die Wirklichkeit; warum fügen sich gewisse Erscheinungsgebiete, wie die genannten, diesen Axiomen? Hier hat sich die erkenntnistheoretische Untersuchung angeschlossen. Auffällig ist ein gewisser Gegensatz zur Kausalität. Diese behauptet, daß jedes Ereignis durch ein vorhergehendes bestimmt sei; aber die Wahrscheinlichkeitsrechnung sieht gerade von dieser Bestimmtheit ab und betrachtet die Einzelereignisse (z. B. das Auftreten der Würfelseite 5) als ursachlos, zufällig. Man hat daraus geschlossen, daß die Wahrscheinlichkeitsrechnung ein Ausweg sei, den man nur deshalb einschlägt, weil die kausale Verfolgung des Einzelfalls zu schwierig wird, obgleich sie prinzipiell möglich bleibt; die Wahrscheinlichkeitsrechnung erscheint dann als Notbehelf menschlicher Unwissenheit. Diese Auffassung ist aber nicht haltbar, weil durch Wahrscheinlichkeitsgesetze gewisse objektive Regelmäßigkeiten beschrieben werden, die sich aus der Kausalgesetzlichkeit nicht erklären lassen; auch ist in Wahrheit kein Widerspruch zur Kausalität vorhanden. Die Untersuchung dieser Fragen führt zu einem Zusammenhang zwischen der *mathematisch-physikalischen* und der *philosophischen Wahrscheinlichkeit*; die Sätze der Statistik sind nur die quantitative Anwendung eines *Verteilungsprinzips*, das auch bei der Aufstellung kausaler Gesetze vorausgesetzt werden muß.

Reichenbach.

Näheres bei Reichenbach, Handbuch der Physik, Bd. IV, Springer, Ziff. 22.

Wahrscheinlichkeitsfunktion s. Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Wahrscheinlichkeitsnachwirkung. Wenn man mit einem Würfel eine Reihe von Würfeln ausführt, so ist im allgemeinen mit dem Auftreffen einer bestimmten Seite, etwa der 5, für den nächsten Wurf eine bestimmte andere Seite, etwa die 1, nicht bevorzugt oder benachteiligt. Das ändert sich, wenn der Würfel sehr wenig geschüttelt wird; dann ist die 1 unwahrscheinlicher, weil sie der 5 gegenüberliegt und daher den längsten Weg bis zum Auftreffen hat. Die einzelnen Ereignisse sind also nicht mehr unabhängig voneinander, wenn sie auch nicht völlig abhängig sind; nach einigen Ereignissen verliert sich bereits der Einfluß. Diese lose Verkettung der Einzelereignisse nennt man *Wahrscheinlichkeitsnachwirkung*. Sie wird z. B. bei der Brownschen Bewegung (s. d.) wichtig. Zählt man etwa alle 5 Sekunden die Zahl n der Teilchen, die sich im Gesichtsfeld des Mikroskops befinden, so werden die Teilchen in der Mitte in dieser Zeit das Gesichtsfeld noch nicht verlassen haben; ist einmal die Zahl der Teilchen besonders groß, so ist sie das nächste Mal auch noch groß, usw. Die Zahlen n werden deshalb keine reine Zufallsverteilung darstellen, sondern stetige Zusammenhänge aufweisen. Dadurch wird zwar nicht der Mittelwert der n , aber ihre *Dispersion* (s. d.) beeinflußt; umgekehrt kann man aus der beobachteten Dispersion auf etwaige Wahrscheinlichkeitsnachwirkung schließen. *Reichenbach*.

Näheres s. Fürth, Schwankungserscheinungen in der Physik. Braunschweig 1920.

Wahrscheinlichkeitsrechnung. Von Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses kann man nur sprechen, wenn man das Auftreten des Ereignisses B in Abhängigkeit von einem anderen Ereignis A betrachtet; so macht etwa das Werfen eines Würfels das Auftreffen der Seite 1 wahrscheinlich. Der Grad der Wahrscheinlichkeit ist also stets eine relative Angabe. Dabei ist es die Eigentümlichkeit des Wahrscheinlichkeitsbegriffs, daß A das Auftreten von B nicht gewiß macht, sondern daß vielmehr B nur eine unter m Möglichkeiten in bezug auf A bedeutet. Diese m Möglichkeiten bilden eine vollständige Disjunktion. Der Grad p der Wahrscheinlichkeit ist jedoch im allgemeinen durch m nicht bestimmt; das ist nur dann der Fall, wenn die m Möglichkeiten alle gleichwahrscheinlich sind. Hier wird nämlich $p = \frac{1}{m}$; aber

dies ist nur in ganz besonderen Fällen, wie etwa bei vielen Glücksspielen, erfüllt. Stets gilt die Normierung $0 \leq p \leq 1$. Gewöhnlich wird in p die Angabe der Beziehung auf A weggelassen, weil diese Beziehung selbstverständlich erscheint.

Die Wahrscheinlichkeitsrechnung enthält die Regeln, nach welchen aus bekannten Wahrscheinlichkeiten neue Wahrscheinlichkeiten berechnet werden. Sie kann deshalb für ein bestimmtes Problem einen Wahrscheinlichkeitsgrad nur ermitteln, wenn andere Wahrscheinlichkeiten bekannt sind. In vielen Fällen genügt es allerdings, wenn man die ersten Wahrscheinlichkeiten nur sehr ungenau kennt; es lassen sich dann die gesuchten Wahrscheinlichkeiten trotzdem sehr genau berechnen. In andern Fällen geschieht die Ermittlung der Wahrscheinlichkeiten aposteriori, durch Auszählung (Statistik).

Die beiden Grundregeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung sind die folgenden:

Additionstheorem: Sind E_1 und E_2 zwei einander ausschließende mögliche Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten p und q , so ist die Wahrscheinlichkeit w , daß E_1 oder E_2 eintritt, $w = p + q$.

Multiplikationstheorem: Sind E_1 und E_2 zwei unabhängige mögliche Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten p und q , so ist die Wahrscheinlichkeit w , daß E_1 und E_2 *kombiniert* eintreffen, $w = p \cdot q$.

Die Kombination kann in zeitlicher Aufeinanderfolge oder Gleichzeitigkeit (z. B. bei zwei Würfeln) bestehen.

Vergrößert man die Zahl der Wiederholungen (z. B. der Würfe) immer mehr, so wird schließlich die relative Häufigkeit des Ereignisses annähernd gleich seiner Wahrscheinlichkeit p werden; darin besteht die objektive Bedeutung von p . Diese sogenannte Häufigkeitsdeutung des Wahrscheinlichkeitsbegriffs kann allerdings aus den üblichen Axiomen der Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht bewiesen werden, sondern enthält ein besonderes Axiom; auch das Bernoullische Theorem (s. d.) kann die Häufigkeitsdeutung nicht erschöpfend begründen, obwohl es mit ihr in einem Zusammenhang steht. Neuerdings ist von R. v. Mises eine statistische Wahrscheinlichkeitsrechnung begründet worden, die von vornherein von der Häufigkeitsdeutung ausgeht.

In vielen Problemen ist die Zahl m der Möglichkeiten unendlich groß. Wirft man z. B. eine Nadel auf eine Tischplatte, die mit Quadraten bezeichnet ist, so ist die Anzahl der möglichen Lagen unendlich groß. Hier wird die Wahrscheinlichkeit durch die Größe von Flächenstücken gemessen. Sind etwa in dem genannten Beispiel alle Quadrate gleich groß, so sind sie auch gleich wahrscheinlich; die Wahrscheinlichkeit, ein Flächenstück von der Größe f zu treffen, wird dann $= k \cdot f$, wo k eine Konstante ist. Dagegen wird die Wahrscheinlichkeit, einen bestimmten Punkt zu treffen, unendlich klein, weil für einen Punkt $f = 0$ ist; da aber stets gewisse Punkte dennoch getroffen werden, so ist die unendlich kleine Wahrscheinlichkeit nicht identisch mit Unmöglichkeit. Die Aussage, daß alle Punkte für die Nadel gleichwahrscheinlich sind, hat wörtlich keinen Sinn; sie kann nur bedeuten, daß gleiche Flächenstücke, die irgend zwei Punkte umgeben, gleichwahrscheinlich sind, also daß k eine Konstante ist. Man spricht deshalb von *geometrischer* oder allgemeiner von *stetiger Wahrscheinlichkeit*. Ob die Behauptung $k = \text{konstant}$ aber richtig ist, ist noch eine zweite Frage. Benutzt man anstatt der Tischplatte etwa einen großen Straßenplatz, und wird die Nadel von der Mitte des Platzes aus geworfen, so sind nicht alle Punkte des Platzes gleichwahrscheinlich, sondern ein mittleres Gebiet wird häufiger daran kommen. Man kann jetzt aber die Wahrscheinlichkeit durch eine *Wahrscheinlichkeitsfunktion* φ messen. Für jeden Punkt des Platzes läßt sich eine Zahl φ bestimmen, die von Ort zu Ort sich stetig ändert, und die Wahrscheinlichkeit, daß ein den Punkt umgebendes kleines Flächenstück df getroffen wird, ist dann $= \varphi \cdot df$. Sie wächst also proportional der Größe df des Flächenstücks, solange dies klein ist, aber für größere Flächen F ist sie $= \int_F \varphi df$. Der Fall der Tischplatte ist nur

$\varphi = k = \text{konstant}$. Die Messung der Wahrscheinlichkeit stetig ausgedehnter Gebilde ist deshalb mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsfunktionen durchführbar. Sie brauchen sich nicht gerade auf Flächen zu beziehen, sondern können Funktionen von einer oder beliebig vielen Variablen sein. Sie sind so normiert, daß $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) dx = 1$ wird. Dieses Integral bedeutet die Wahrscheinlichkeit, daß überhaupt irgendein Punkt getroffen wird, und da dies mit Gewißheit stattfindet, muß die entsprechende Wahrscheinlichkeit = 1 sein. Die Bestimmung dieser Funktionen ist im allgemeinen eine empirische Aufgabe; in besonderen Fällen lassen sie sich aus allgemeineren Tatsachen berechnen.

Die praktische Aufgabe der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist es, aus gegebenen Wahrscheinlichkeiten, sei es für diskrete oder stetige Mannigfaltigkeiten, die Wahrscheinlichkeit komplizierter Fälle zu berechnen. Dies führt rasch in komplizierte analytische Probleme. Die am meisten bekannte Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die Theorie der Glücksspiele ist von ganz untergeordneter Bedeutung und dient gewöhnlich nur zur Exemplifikation; wichtig dagegen ist ihre Verwendung in der physikalischen Statistik, wo es sich um die Massenwirkungen von Molekülen, Atomen oder Elektronen handelt, und in der sozialen Statistik, die die Massenerscheinungen der menschlichen Gesellschaft gesetzmäßig erfaßt. Obgleich es sich in diesen Gebieten streng genommen um Probleme mit endlich vielen diskreten Einzelfällen handelt, werden sie dennoch häufig als Stetigkeitsprobleme mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsfunktionen behandelt, weil sie dadurch mathematisch zugänglicher werden. Ein Gebiet stetiger Wahrscheinlichkeiten ist die Theorie der Messungsfehler (s. Fehlertheorie).

Reichenbach.

Wahrscheinlichste Geschwindigkeit s. Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung.

Walze s. Wirbelbewegungen.

Walzenbrücke (F. Kohlrausch). Eine Wheatstonesche Brücke (s. d.), bei welcher der Schleifdraht auf eine zylindrische Walze aufgewickelt ist, um ihm eine größere Länge zu geben und dadurch die Genauigkeit zu vergrößern. Der Schleifkontakt der Brücke wird gebildet durch ein mit Rille versehenes Rädchen, das auf einer Stange längs der Walze verschiebbar ist und von dem Brückendraht bei der Drehung der Walze mitgenommen wird. Zur weiteren Erhöhung der Meßgenauigkeit können an die Enden des Brückendrahtes noch feste Widerstände verschiedenen Betrages zugeschaltet werden. Die Stelle, an der sich das Kontakträdchen befindet, wird an einem am Umfang der Walze angebrachten Teilung abgelesen, die ganzen Umdrehungen der Walze an einer zur Walzenachse parallelen Skala. Der Meßdraht muß kalibriert sein.

W. Jaeger.

Wanderschütterungen s. Turbulente Flüssigkeitsbewegung in Rohren.

Wanderwellen sind elektromagnetische Störungen, welche sich längs wesentlich paralleler Mehrdrahtsysteme mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit a ihres Mediums fortpflanzen:

$$a = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} = \begin{matrix} 300\,000 \text{ km/sec} & \text{für Freileitungen,} \\ 150\,000 \text{ km/sec} & \text{für Kabel.} \end{matrix}$$

Wanderwellen entstehen hiernach bei allen Schaltprozessen in Leitungsnetzen sowie beim Zusammenbruch atmosphärischer Felder in der Nähe von Leitungen. Ihre Gesetze nehmen die einfachste Form für verlustfreie Doppelleitungen an: Strom J und Spannung U gehorchen den partiellen Differentialgleichungen

$$\frac{\partial J}{\partial x} = C \cdot \frac{\partial U}{\partial t} \quad C = \text{Leitungskapazität pro Längeneinheit}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = L \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad L = \text{Leitungsinduktivität pro Längeneinheit}$$

oder

$$\frac{\partial^2 J}{\partial x^2} = LC \cdot \frac{\partial^2 J}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = LC \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad \text{Saitenschwingungsgleichung.}$$

Hierbei ist identisch

$$LC = \frac{1}{a^2}.$$

Auf diese beiden Eigenschaften gründet sich die Konstruktion mechanischer Modelle. Schreibt man die Spannungsgleichung in d'Alembertscher Form

$$U = v(x - at) + r(x + at)$$

$v \rightarrow$ vorschreitende Welle

$r \rightarrow$ rückschreitende Welle,

so folgt durch Einsetzen in die Ausgangsgleichungen der Strom

$$J = \frac{v(x - at)}{z} - \frac{v(x + at)}{z}.$$

Hierin wird

$$z = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

wegen seiner Analogie mit einem Ohmschen Widerstand als Wellenwiderstand oder Charakteristik der Leitung bezeichnet; sie beträgt rund 500 Ohm für Freileitungen, rund 50 Ohm für Kabel. Treten auf der Leitung Verluste durch Leitungswiderstand R und Isolationsleitwert A auf, so lauten die Systemgleichungen

$$\frac{\partial J}{\partial x} = AU + C \frac{\partial U}{\partial t}; \quad \frac{\partial U}{\partial x} = RJ + L \frac{\partial J}{\partial t}.$$

Strom und Spannung lassen sich aus einer potentialartigen Funktion W ableiten

$$J = AW + C \frac{\partial W}{\partial t}; \quad U = \frac{\partial W}{\partial x},$$

welche der partiellen Differentialgleichung genügt

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = RA \cdot W + (RC + AL) \frac{\partial W}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}$$

setzt man

$$W = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{A}{C} \right) t} \cdot U,$$

wo ersichtlich die zeitliche Dämpfung durch den Mittelwert der reziproken magnetischen $\left(\frac{R}{L} \right)$ und

elektrischen $\left(\frac{C}{A} \right)$ Zeitkonstanten gegeben ist, so

muß U die „Telegraphengleichung“

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + U = 0; \quad \xi = v \cdot \frac{x}{a}, \quad \tau = v t,$$

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} - \frac{A}{C} \right).$$

erfüllen. Für $v = 0$ (Gleichheit beider Zeitkonstanten) geht diese Gleichung in die Saitenschwingungsgleichung über: Die Welle pflanzt sich,

abgesehen von der zeitlichen Dämpfung, ihrer Form nach unverändert als Ganzes fort. Leitungen dieser Eigenschaft werden daher als verzerrungsfrei bezeichnet, v heißt die Verzerrung. Für verzerrende Leitungen liefert die Riemannsche Methode die bequemste Form der allgemeinen Lösung. Insbesondere erhält man für ein sog. Elementarzeichen, d. i. für eine am Anfang der Leitung während der sehr kurzen Zeit Δt wirkenden Spannung der Größe U_0 die Lösung

$$W = 0 \text{ f. } \tau < \xi; \quad W = \Delta t \cdot U_0 \cdot \frac{Z}{R - \frac{AL}{C}} \cdot J_0(i\sqrt{\tau^2 - \xi^2})$$

$$e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{R}{L} + \frac{A}{C}\right) \tau \text{ f. } \tau > \xi \text{ (} i = \sqrt{-1}\text{)},$$

wo J_0 die Besselsche Funktion der Ordnung 0 bedeutet. Die Bedeutung dieser Lösung liegt vor allem darin, daß man durch Summation geeignet gewählter Elementarzeichen alle Fragen der Telegraphie über lange Leitungen beherrscht.

Ändert sich im Zuge einer Leitung die Charakteristik Z sprungweise oder stetig, so erfährt die Wellenform Umbildungen. So bewirkt das offene Ende einer Leitung Reflexion der Wellen unter Verdoppelung der Spannungsamplitude, der Kurzschluß am Leitungsende Wellenreflexion mit doppelter Stromamplitude. Ähnliche Erscheinungen treten sinngemäß beim Übergang der Welle aus einer Kabelstrecke in eine Freileitung und umgekehrt auf. Demgegenüber kann man alle Reflexionserscheinungen am Leitungsende durch Schluß der Enden über einen Ohmschen Widerstand vom Betrag der Charakteristik vermeiden; von diesem Hilfsmittel wird bei Messungen häufig Gebrauch gemacht.

Während man in der Fernmeldetechnik betriebsmäßig mit Wanderwellen arbeitet, sind namentlich die Spannungswellen in Starkstromanlagen als gefährlichste Feinde der Maschinen und Transformatoren mit Recht gefürchtet: Bei großer Steilheit, d. i. an der Stirn wirksamem Spannungsanstieg pro Längeneinheit, beanspruchen sie die Wicklungsisolation kurzzeitig weit über den Normalbetrag hinaus und können sie in ungünstigen Fällen zum Erliegen bringen. Man hilft sich durch Einbau von Wanderwellen-Schutzapparaten, deren Wirksamkeit jedoch wegen ihres verwickelten Feldaufbaues bisher noch nicht befriedigend theoretisch geklärt ist; erst der neuerdings entwickelte Wanderwellen-Oscillograph scheint berufen zu sein, hierin Wandel zu schaffen. *F. Ollendorff.*

Wanderwellen. Bei stark geneigten offenen Gerinnen, z. B. nahezu vertikal stehenden, überrieselten Platten zeigt sich die intermittierende Erscheinung der sog. Wanderwellen (sägeförmiger Längenschnitt durch den Wasserspiegel). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist größer als die Fließgeschwindigkeit. Ist unter einem Wellenberg die Tiefe t_2 , die Geschwindigkeit v_2 , unter einem Tal entsprechend t_1 , v_1 und ist c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erscheinung, so ist nach Forchheimer

$$t_1(c - v_1) = t_2(c - v_2),$$

woraus unter Zuhilfenahme einer hydraulischen Fließformel (s. d.) c ermittelt werden kann.

Eisner.

Wandrauhigkeit. In dem Abschnitt „Druckabfall“ wurde bereits auf die Bedeutung der Wand-

beschaffenheit für den Strömungsverlauf in einer offenen oder geschlossenen Flüssigkeitsleitung hingewiesen. In der Gleichung für den Druckabfall

$$(1) \quad \Delta p = \lambda \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\rho w^2}{2}$$

ist die „Widerstandszahl“ λ eine Funktion der Reynoldsschen Zahl R und der Wandrauhigkeit. Bei gleicher Reynoldsscher Zahl ist sie um so größer, je rauher die Wand ist. Die Aufstellung einer exakten Formel für diesen Zusammenhang ist aber bisher noch nicht gelungen, da es an einer zahlenmäßigen Kennzeichnung der Wandrauhigkeit fehlt.

Aus Ähnlichkeitsbetrachtungen geht hervor, daß der Druckabfall auch von der „relativen Rauigkeit“ $\frac{\varepsilon}{r}$ abhängt. r ist der Rohrhalmmesser bzw. hydraulische Radius, ε ein Maß für die Rauigkeit.

Hopf teilt das gesamte vorliegende Versuchsmaterial über den Druckabfall in Rohren und Gerinnen in zwei Gruppen ein. Die erste Gruppe umfaßt alle Versuche mit rauhen Eisenröhren, Zement, Waffellech, Drahtnetz. Die Widerstandszahl ist im allgemeinen unabhängig von der Reynoldsschen Zahl, also der Druckabfall proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit. In die zweite Gruppe fallen die Versuche an Holzröhren und asphaltierten Eisenröhren, sowie gewalztem Waffellech. Hopf bezeichnet den Wandeinfluß dieser Gruppe als „Wandwelligkeit“. Die λ -Kurven verlaufen ziemlich parallel der Grenzkurve für glatte Rohre, d. h. die Widerstandszahl nimmt mit wachsender Reynoldsscher Zahl ab.

v. Mises stellte für die Widerstandszahl die Formel auf

$$(2) \quad \lambda = 0,0024 + \sqrt{\frac{k}{r}} + 0,3 \sqrt{\frac{1}{R}}.$$

Hierin ist k ein die Rauigkeit kennzeichnender Stoffwert, für den Mises eine Tabelle mit Schätzwerten angibt (z. B. für Glas, gezogenes Messing, Blei, Kupfer $0,2\text{--}0,8 \cdot 10^{-6}$, für Glasrohr $20\text{--}50 \cdot 10^{-6}$, für Mauerwerk $200\text{--}400 \cdot 10^{-6}$, für Erdwände $10000\text{--}20000 \cdot 10^{-6}$).

H. Kirsten hat die Höhe der größten Vorsprünge der Wandwelligkeit eines gezogenen Messingrohres zu $\leq 0,001$ mm ermittelt.

Für die praktische Anwendung wird man zweckmäßig die Widerstandszahl je nach der Beschaffenheit der Rohrwandung aus den Diagrammen von Hopf oder den Tabellen von Mises (oder ähnlichen Arbeiten, vgl. auch Fließformeln, hydraulische) abschätzen. *S. Erk.*

Näheres s. R. v. Mises, Elemente d. techn. Hydro-mechanik. Teubner, Leipzig 1914. L. Hopf, Ztschr. f. ang. Math. u. Mech. 3. 329; 1923.

Wandwelligkeit s. Wandrauhigkeit und turbulente Bewegung der Flüssigkeiten.

Wannersches Pyrometer s. Strahlungs-pyrometer.

Wasser. Das Wasser spielt in der Physik der Erde eine außerordentlich große Rolle, schon weil mehr als 70% der Erdoberfläche (s. d.) vom Meere (s. d.) eingenommen werden. Das Süßwasser ist als Grundwasser (s. d.), Quellwasser (s. Quellen) und Seewasser (s. Seen) von Wichtigkeit; auf die Umgestaltung der Erdoberfläche aber üben namentlich der Regen (s. d.) und das fließende Wasser (s. Flüsse) den größten Einfluß aus. Im Inneren

der Erdkruste wirkt das Wasser hauptsächlich als Lösungsmittel. Dazu kommt die Bedeutung des Wassers in Form von Wasserdampf (s. Luftfeuchtigkeit) und Wolken (s. d.) für die Atmosphäre (s. d.) und schließlich in Form von Eis für die verschiedenartigsten Vorgänge auf der Lithosphäre, sowie in der Hydrosphäre und Atmosphäre (s. Eis, Eisberge, Eishöhlen, Eiszeit, Glatteis, Gletscher, Graupeln, Grundeis, Hagel, Inlandeis, Meereis, Reif, Rauhfrost, Schnee, Schneegrenze).

In erster Linie beeinflußt das Wasser den Wärmehaushalt der Erde in maßgebender Weise, weil es sich unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung (s. d.) beträchtlich langsamer und nicht so hoch erwärmt, wie das Land. Der Grund dafür ist die hohe Wärmekapazität des Wassers, seine mit der Erwärmung zunehmende Verdunstung, sowie der Umstand, daß die Wärmestrahlen tief in das Wasser einzudringen vermögen und somit nicht nur die Oberfläche, sondern eine Schicht von beträchtlicher Dicke erwärmen. Das Wasser speichert also im Sommer große Wärmemengen auf, die es im Winter nur langsam wieder abgibt. Auch der Kreislauf des Wassers durch die drei Aggregatzustände, Verdunstung, Kondensation und Gefrieren ist von großer Bedeutung für den Wärmeumsatz und wirkt daher ebenfalls in hohem Maße auf die klimatischen Verhältnisse ein. Nach der Herkunft unterscheidet man vadoses und juveniles Wasser (s. Quellen). Das in der Natur vorkommende Wasser enthält stets Salze und Gase gelöst und ist zudem durch Beimengungen aller Art verunreinigt. Namentlich der Salzgehalt verändert die physikalischen Eigenschaften, wie Dichte, Oberflächenspannung, innere Reibung, Wärmekapazität, Gefrierpunkt, elektrische Leitfähigkeit usw. zum Teil erheblich (s. Meerwasser). Von ganz besonderer Bedeutung ist die Tatsache, daß das Dichtemaximum des Wassers bei 4° liegt, die Eisbildung also an der Oberfläche einer Wasserschicht erfolgen muß. Auch für die Wärmeschichtung in Seen und im Meere ist diese Eigentümlichkeit des Wassers ausschlaggebend.

Die wichtigsten physikalischen Konstanten des reinen Wassers sind die folgenden:

	0°	4°	10°
Dichte	0,999 868	1,000 000	0,999 727
Absol. Zähigkeit .	0,017 928	—	0,013 105

	20°	30°	
Dichte	0,998 230	0,995 673	
Absol. Zähigkeit .	0,010 06	0,008 00	CGS-Einh.

Latente Wärme des Wasserdampfs bei 100° = 539,1 cal.

Gewicht eines Liters Wasserdampf bei 100° und Normaldruck = 0,590 g.

Dampfdruck des Wassers	—25°	—20°	—15°	—10°	—5°	
	0,61	0,96	1,43	2,14	3,16	mm
	0°	5°	10°	15°	20°	
	4,58	6,54	9,21	12,79	17,54	mm
	25°	30°	40°	50°	100°	
	23,76	31,82	55,32	92,51	760,00	mm

Kritische Temperatur 374°.

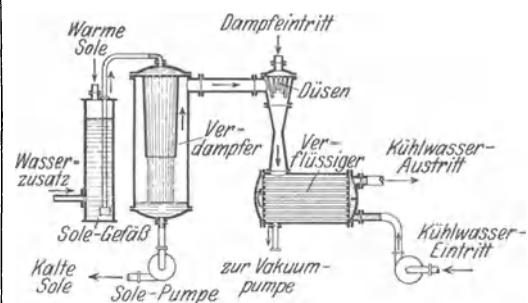
Kritischer Druck 218 Atmosphären. O. Baschin.

Wasserdampfkältemaschinen benutzen Wasser als Kältemittel, das bei tiefem Vakuum verdampft wird und dabei je Kilogramm etwa 600 kcal bindet. Da das spezifische Volumen des Wasserdampfes bei tiefen Temperaturen ungeheuer groß ist — bei 0°C

205 m³/kg — so sind besondere Maßnahmen zum Fortschaffen der großen Volumina nötig.

Die Figur zeigt das Schema der Maschine nach Westinghouse-Leblanc.

Durch das tiefe Vakuum im Verdampfer wird aus dem Solegefäß Salzlösung angesaugt und fällt in Regenform, also mit sehr großer Oberfläche, herab. Dabei verdampft etwas Wasser, wobei die verbleibende Flüssigkeit abgekühlt wird. Die Dämpfe werden durch Düsen, die zu einem Kranze angeordnet sind, und durch die Frischdampf von geringem Druck mit sehr großer Geschwindigkeit hindurchströmt, angesaugt. Die Geschwindigkeit des Dampfgemisches wird durch die Form der Rohrleitung vermindert, wobei der Druck ansteigt, so daß es möglich ist, den Dampf und zwar sowohl den im Verdampfer entstandenen, wie den durch die Düsen zugeführten Betriebsdampf im Ver-



Wasserdampfkältemaschine nach Westinghouse-Leblanc.

flüssiger, dessen Rohre von kaltem Wasser von etwa 20° durchflossen werden, niederzuschlagen. Da im Wasser stets etwas Luft gelöst ist, die mit dem Dampf in den Verflüssiger tritt, muß eine verzüglich arbeitende Luftpumpe jede Ansammlung von Luft verhindern, die das Vakuum beeinträchtigen würde. Eine in der Figur nicht eingezeichnete Luftpumpe saugt Luft und Kondensat nach unten ab und fördert sie ins Freie. Um die Konzentration der Sole aufrechtzuerhalten, wird ihr etwa im Solegefäß soviel reines Wasser zugeführt, als ihr im Verdampfer entzogen wird. Die im Verdampfer abgekühlte Sole wird durch eine Zentrifugalpumpe abgesaugt, durch den Kühlraum gedrückt und gelangt angewärmt wieder in das Solegefäß zurück.

Die Bedeutung der Wasserdampfkältemaschine liegt in der Ungiftigkeit und Billigkeit des überall vorhandenen Kältemittels, sowie darin, daß man nur sehr wenig mechanische Energie benötigt. Die zur Kälteerzeugung erforderliche Energie kann als Wärme zugeführt werden, die manchmal als Abdampf von Dampfmaschinen kostenlos oder billig zur Verfügung steht.

Ein Nachteil ist der große Verbrauch an Kühlwasser und an Dampf, der den wirtschaftlichen Wettbewerb mit anderen Kältemaschinensystemen immer dann ausschließt, wenn der Dampf besonders für den Betrieb der Kältemaschine erzeugt werden muß. In diesem Fall wählt man vorteilhafter eine durch Dampfmaschine angetriebene Ammoniakältemaschine. Die Wasserdampfkältemaschinen haben auf Schiffen einige Verbreitung gewonnen. Krause.

Wasserfallelektrizität s. Lenardeffekt.

Wasserhose s. Tromben.

Wasserkraftmaschinen s. Turbinen; Wasserräder.

Wasserkühlröhre s. Röntgenröhre und Senderröhre.

Wasserkühlventil (s. Gleichrichter, s. Ventilröhre). Hochvakuum - Glühkathoden - Ventilröhre, deren Anode gleichzeitig einen Teil des Kolbens bildet und durch Wasser gekühlt wird. *H. Rukop.*

Wasserlinie eines Schiffes ist die Umrandung eines beliebigen Horizontalschnittes durch das in normaler Lage schwimmende Schiff (Krängung [s. d.] und Trimmlage [s. d.] = Null). Die Konstruktionswasserlinie (CWL) ist die Wasserlinie in Wasserspiegellhöhe bei normaler Tauchung. Der Volligkeitsgrad a der Schwimmwasserlinie wird definiert durch $a = \frac{F_w}{L \cdot B}$, wo F_w der Flächeninhalt der von der Wasserlinie begrenzten Fläche, L die Länge und B die größte Breite in der Ebene der Wasserlinie ist (vgl. Hauptspant). *Eisner.*

Wasserluftpumpe = Wasserstrahlpumpe (s. d.)

Wassermesser. Man kann die Wassermesser, wie alle Geräte zur Messung strömender Flüssigkeiten in zwei Gruppen zusammenfassen:

a) Geräte, die von dem strömenden Stoff bewegt werden, ohne daß dieser selbst eine Veränderung erfährt;

b) Geräte, in denen der strömende Stoff selbst eine Veränderung erleidet, aus deren Größe seine Menge berechnet werden kann.

Die zweite Gruppe ist unter „Staudruckmessern“ bereits beschrieben.

Die meisten der zu der ersten Gruppe gehörenden Geräte kann man als „Motorzähler“ bezeichnen, weil es sich dabei stets um eine kleine Kraftmaschine handelt, deren mit der Strömungsgeschwindigkeit wachsende Drehzahl beobachtet wird. Da man die Umdrehungen dieser Geräte leicht auf ein Zählwerk übertragen kann, sind es zugleich selbsttätig zählende Messer.

Die wichtigsten Typen sind: die Kolbenwassermesser, bei denen das Wasser einen kleinen Kolben bewegen muß, dessen Hübe gezählt werden; die Kreisel- und Flügelradwassermesser, bei denen das Wasser axial (Woltmann-Messer) oder radial auf ein Flügelrad trifft; die Kapselmesser, die als eine Umkehrung der Kapselpumpen (s. d.) angesprochen werden können; die Scheibenwassermesser, bei denen das Wasser eine Scheibe in Taumelbewegung versetzt, die bei jeder Bewegung zwangsläufig einer bestimmten Wassermenge den Durchgang freigibt und gleichzeitig ein Zählwerk betätigt.

Für Laboratoriumszwecke besonders geeignet sind die offenen Wassermesser, die ganz ähnlich wie die nassen Trommelgasmesser (s. d.) gebaut sind und arbeiten, nur daß hier das Gewicht an Stelle des Auftriebes das Gerät in Bewegung setzt. Bei guter Ausführung arbeiten sie sehr genau.

Die Kippwassermesser bestehen aus zwei Gefäßen, die fest miteinander verbunden auf einer Achse so gelagert sind, daß sich das eine Gefäß entleert, während das andere durch den Zulauf gefüllt wird. Ist dieses Gefäß voll, so kippt es selbsttätig um und bringt dadurch das andere, leere Gefäß unter die Wasserzuführung. Den Geräten haftet der Mangel an, daß die Meßgenauigkeit infolge der Zeit, die die Kippbewegung beansprucht, von der Stärke des Wasserzuflusses ab-

hängt. Ein eichfähiger Kippwassermesser von Steinmüller vermeidet diesen Nachteil. Vgl. auch Hydrometrische Flügel, Überfall. *S. Erk.* Näheres s. A. Gramberg, Techn. Messungen. Julius Springer, Berlin 1923.

Wasserphantom. In der Röntgentherapie gebrauchtes mit Wasser gefülltes größeres Gefäß von etwa 8—10 Liter Inhalt, welches so eingerichtet ist, daß man darin die Ionisationskammer eines Dosismessers (s. d.) an bestimmten Punkten fixieren kann. Da das Wasser sich in bezug auf die Absorption und Streuung der Röntgenstrahlen nahezu ebenso verhält wie das Gewebe des menschlichen Körpers, so ist das Wasserphantom geeignet, die räumliche Verteilung der Röntgendosis unter verschiedenen Bedingungen zu studieren. Insbesondere lassen sich mit dem Phantom der Streuzusatz (s. d.) und der Dosenquotient (s. d.) in ihrer Abhängigkeit von der Strahlenqualität, von der Feldgröße und vom Fokus-Oberflächenabstand ermitteln. *Behnken.*

Wasserräder. Nach der Wirkungsweise unterscheidet man ober-, mittel- und unterschlächtige

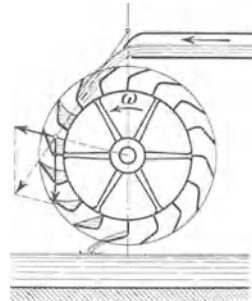


Fig. 1. Oberschlächtiges Wasserrad.

Wasserräder (s. Fig.). Die ober-schlächtigen verwerten im wesentlichen die potentielle Energie des Oberwassers. Die mittelschlächtigen Räder

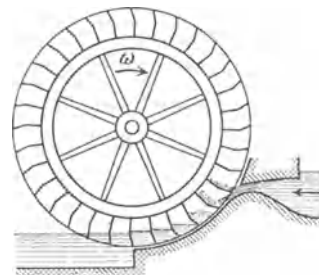


Fig. 2. Mittelschlächtiges Wasserrad.

werden gebaut, um auch noch bei geringeren Gefällhöhen ohne Verkleinerung des Raddurchmessers die potentielle Energie auszunützen. Die

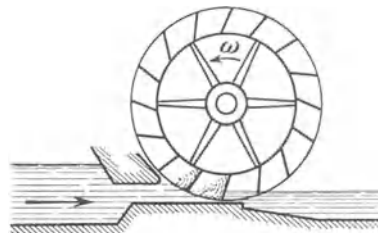
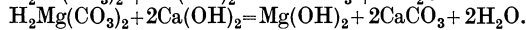
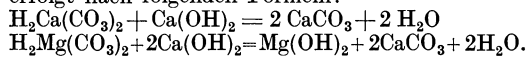


Fig. 3. Unterschlächtiges Wasserrad.

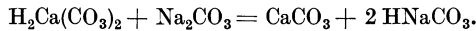
unterschlächtigen Wasserräder, hauptsächlich im Flachland bei großen Wassermengen und geringem Gefälle verwendet, nützen die kinetische Energie der Strömung aus; ebenso werden z. B. die in der unteren Donau, in südfranzösischen Flüssen und anderwärts gebräuchlichen, auf verankerten Schiffen montierten „Schiffsräder“ einfach von der Strömung angetrieben.

Eisner — O. Schrenk.

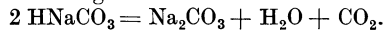
Wasserreinigung. Je nach Art der Verunreinigung des zur Kesselspeisung verwendeten Wassers wird dieses einer mechanischen oder einer chemischen Reinigung unterzogen. Lehm, Schlamm, Ton, ebenso Öl werden im Klärbecken oder mittels Filter aus dem Wasser ausgeschieden. Bei der chemischen Reinigung werden die im Wasser gelösten doppelkohlensuren Salze durch Einwirkung von Hitze oder von Chemikalien in unlösliche einfachkohlensure Salze zerlegt, bevor das Wasser in den Kessel gelangt. Die so entstandenen unlöslichen Salze werden durch Absetzenlassen oder durch Filtration aus dem Wasser entfernt. Als Chemikalien verwendet man Kalkwasser oder Kalkmilch $\text{Ca}(\text{OH})_2$, Soda Na_2CO_3 und Ätznatron NaOH . Die Bildung von kohlensurem Kalk CaCO_3 und Magnesiumhydrat $\text{Mg}(\text{OH})_2$ erfolgt nach folgenden Formeln:



Bei Vermischung des Wassers mit kohlensurem Natron (Soda) und Erwärmung des Wassers erfolgt die Zersetzung des doppelkohlensuren Kalkes nach der Formel:



Das doppelkohlensure Natron wird beim Sieden im Kessel zerlegt in



Die Kohlensäure entweicht mit dem Dampfe, die Soda bleibt in Lösung.

Die Zersetzung des schwefelsuren Kalkes (Gips) erfolgt nach der Formel:



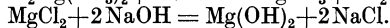
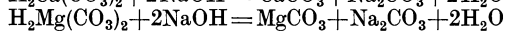
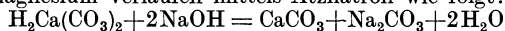
Das schwefelsure Natron bleibt in Lösung und ist unschädlich, da es erst bei sehr hoher Konzentration auskristallisiert.

Chlormagnesium wird durch Soda zersetzt nach der Formel:



Die Abscheidung der kohlensuren Magnesia ist in der Praxis keine vollkommene, und da das unveränderte Chlormagnesium im Dampfkessel in Salzsäure und Magnesiumoxyd übergeführt wird, ist dessen restlose Entfernung mittels Ätznatron dringend zu empfehlen.

Die Umsetzungen des doppelkohlensuren Kalkes, der doppelkohlensuren Magnesia und des Chlormagnesium verlaufen mittels Ätznatron wie folgt:



Ist im Wasser vorzugsweise Gips vorhanden, so genügt die Anwendung von Soda. Bei vorherrschend doppelkohlensurem Kalk ist das billigere Fällungsmittel der Ätzkalk, in zweiter Linie Soda, während bei Gegenwart von Gips und doppelkohlensurem Kalk oder Magnesiumsalzen die Neutralisation mit Natronlauge und außerdem Zusatz von Soda notwendig ist.

Zur Herbeiführung der chemischen Reaktionen, Erwärmung und Filtration des Wassers dienen

die Wasserreinigungsapparate verschiedener Systeme.

L. Schneider.

Wasserschalter s. Schalter.

Wasserscheide. Nach A. Philippson jede Linie, welche zwei verschiedene Richtungen des oberflächlichen Abflusses der Gewässer voneinander scheidet, oder jede Linie, in der sich zwei Gefällrichtungen der Erdoberfläche nach oben schneiden. Meist bezeichnet man jedoch als Wasserscheide nur die Trennungslinie größerer Flußsysteme. Im Gebirge sind die Wasserscheiden meist als Kammlinien leicht zu erkennen, doch finden sich in Längstälern mitunter auch sog. Talwasserscheiden, die unmerklich zwei Stromsysteme trennen. Eines der bekanntesten Beispiele von letzteren liegt im Pustertal, wo bei Toblach die Rienz nach Westen der Etsch, und damit dem Adriatischen Meere zufließt, während die Drau nach Osten sich in die Donau ergießt, die in das Schwarze Meer mündet. A. v. Tillo hat eine Hauptwasserscheide festgestellt, die das gesamte Festland mit Ausnahme des abseits liegenden Australien in eine atlantische und eine pazifisch-indische Abdachung teilt. Sie verläuft von der Südspitze Amerikas nahe der Westküste durch den ganzen Erdteil nach Norden bis zur Beringstraße, geht dort auf den asiatischen Kontinent über, den sie erst nach Südwesten, dann westwärts im Süden des großen Wüstengürtels durchzieht, um sich in Vorderasien nach Süden zu wenden und durch Syrien und die ostafrikanischen Gebirgsländer bis zur Südspitze Afrikas zu ziehen. Da diese Hauptwasserscheide zu einem großen Teile nahe an den Küsten des Stillen Ozeans liegt, so entwässern nur 12% der Festlandsfläche nach diesem, während dem Atlantischen Ozean die größere Hälfte des gesamten Festlandes, nämlich 53%, dem Indischen 13%, tributär sind. Mitunter kommt es vor, daß durch starke rückschreitende Erosion (s. Flußerosion) im Quellgebiet eines Flusses die Wasserscheide nach der Seite der schwächeren Erosion hin verschoben wird. In besonderen Fällen kann es dann auch zur Anzapfung eines anderen Flußsystems und zur Ableitung eines Nebenflusses in einen anderen Hauptfluß, ja sogar zur Umkehrung der Bewegungsrichtung eines größeren Flusses kommen. O. Baschin.

Wasserschlag in Rohrleitungen s. Druckrohr.

Wasserschloß. Bei größeren Wasserkraftanlagen besteht die Wasserzuleitung häufig aus einem nur wenig geneigten Obergraben oder einem an einen See mit großer Oberfläche anschließenden Stollen,

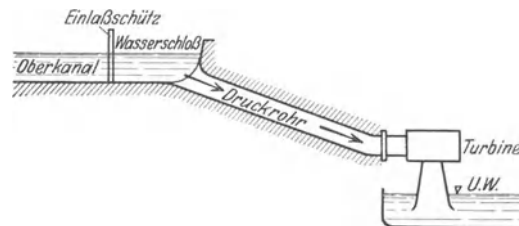


Fig. 1. Wasserschloß mit offenem Oberkanal (z. B. mittlere Isar, Kraftwerk Aufkirchen).

sowie einer kurzen, steil geneigten Zuleitung zu den Turbinen (im allgemeinen ein Druckrohr für ein bis zwei Turbinen). An der Stelle des Überganges zwischen beiden Teilen (Oberkanal

Druckstollen und „Falleitung“ ist zur Verminderung der Druck- bzw. Spiegelschwankungen bei Belastungsänderungen und infolge Reglerwirkungen die Anlage eines Wasserschlosses (Zwischenspeicher mit freiem Spiegel) erforderlich (s. Figuren).

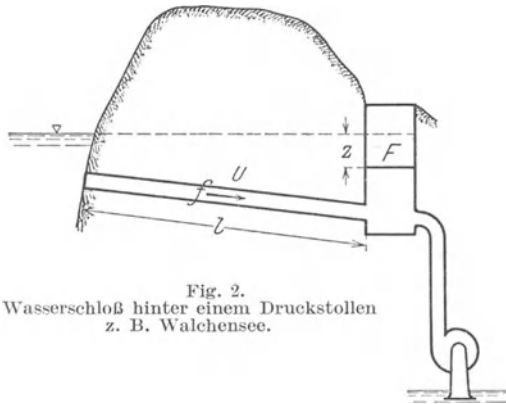


Fig. 2. Wasserschloß hinter einem Druckstollen z. B. Walchensee.

Man hat unter Berücksichtigung der Reibung im Zulaufstollen, der zeitlichen Zusammenhänge zwischen Reglerwirkung und Schluckwassermenge der Turbine (D. Thoma), sowie je nach der Konstruktion des Wasserschlosses (z. B. solches mit Begrenzung der Schwankungshöhe durch einen Überfall (s. d.), mit Anordnung von unteren und oberen Kammern größeren Querschnittes, mit dazwischenliegenden engen „Brems“verbindungs-schächten (Johnson) u. ä.) aus Raumbedingungen

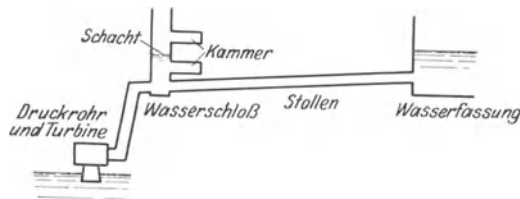


Fig. 3. Wasserschloß. Kammerbassin mit oberer und unterer Kammer, ungedämpft.

und Bewegungsgleichungen (im allgemeinen Impuls-satz mit empirischer Berücksichtigung der Reibungs-verluste) den Schwingungsvorgang zu untersuchen. Eine Gefahr besteht z. B. bei periodisch erfolgenden Belastungs- bzw. Reglerschwankungen, wenn in dem System Stollen-Wasserschloß-Druckrohr angefachte Schwingungen entstehen und nicht von selbst wieder

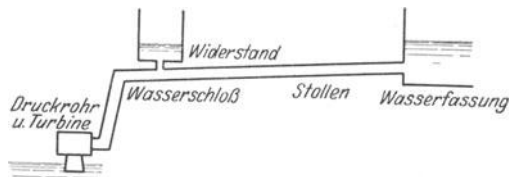


Fig. 4. Gedämpftes Wasserschloß mit unveränderlichem Horizontalquerschnitt.

abklingen. Das ist für bestimmte Zahlenverhältnisse der Stollenreibung und der Stollen- und Wasserschloßabmessungen möglich. Die analytische Durchführung der Schwingungsrechnungen ist im allgemeinen nicht geschlossen durchführbar;

graphische Verfahren (Pressel, Braun, Schok-litsch, Mühlhofer) gestatten dann, den Gefahren, z. B. Überlaufen oder Luftinsaugen, unzulässigen Druckerhöhungen oder Erniedrigungen, Druck-

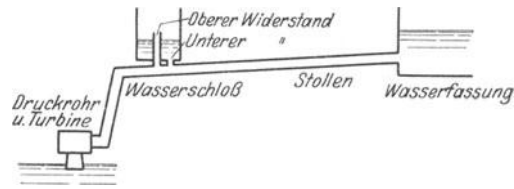


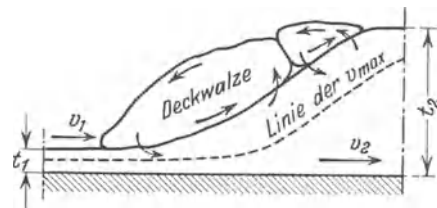
Fig. 5. Wasserschloß mit mehreren Widerständen (zwei sind eingezeichnet). Man kann auch einen mit der Höhe stetig veränderlichen Widerstand anordnen.

stoßen usw. beim Entwurf der Anlage vorzubeugen. Näheres findet man in der die letzten Ergebnisse zusammenfassenden Literatur: Fredrik Vogt, Berechnung und Konstruktion des Wasserschlosses, Stuttgart 1923 und Calame und Gaden, Théorie des chambres d'équilibre, Lausanne-Paris 1926. Im übrigen s. auch Druckrohr und Behälter-schwingungen. Eisner — O. Schrenk.

Wassersiedeapparat s. Bäder konstanter Temperatur.

Wassersiedepunkt s. Quecksilberthermometer.

Wassersprung. Beim Übergang vom Fließen mit Überschwallgeschwindigkeit (Schießen) zum Fließen mit Unterschwallgeschwindigkeit (Strömen) bildet sich an der Übergangsstelle der sog. Wassersprung (s. Fig.), der meist verbunden mit einer Energie dissipierenden (s. Energiedissipation) Walze (sog. Deckwalze an der Wasseroberfläche im Gegensatz zu Grundwalzen etwa hinter Sohlenstufen usw.; über Walze s. Wirbelbewegung) auftritt. Die Gründe, durch welche diese Umformung veranlaßt wird, sind unter Hebungswellen, Schießen und Strömen, Staukurve dargelegt; es sind:



Gefälle-, Querschnitts-, Rauigkeitswechsel, oder es liegt der Fall vor, daß unterhalb eines Wehres oder Ausflußstrahles der schießend ankommende Abfluß sich den vorhandenen, Strömen bedingenden Verhältnissen anpaßt. Der genauere Spiegelverlauf kann mit den bisherigen Mitteln nicht aus Betrachtungen des stationär ungleichförmigen Abflußvorganges (s. Staukurve) abgeleitet werden; ebensowenig weiß man bisher genaueres über Strombahnen, Geschwindigkeitsverhältnisse, Größe, Form oder Lage der Walze usw. Man weiß lediglich aus Messungen, daß kurz hinter dem Sprung die größten Geschwindigkeiten in einer Vertikalgeschwindigkeitskurve dem Spiegel näher liegen als in einer Vertikalgeschwindigkeitskurve bei gleichförmigem Abfluß, wie er oberhalb vorhanden ist und sich auch weiter unterhalb wieder einstellt. Da die ganze Erscheinung sich auf einer ziemlich

kurzen Strecke abspielt, so kann der Impulssatz, im allgemeinen ohne Berücksichtigung der Reibungskräfte an Sohle oder Wandungen angewendet werden. Bei sehr schmalen Gerinnen oder bei besonders rauher Sohle müssen diese Kräfte jedoch mit in Ansatz gebracht werden. Man erhält (Bélangier 1828):

$$\gamma \frac{t_2^2 - t_1^2}{2} = \gamma/g \cdot t_1 \cdot v_1 (v_2 - v_1); \quad v_1 \cdot t_1 = v_2 \cdot t_2.$$

Die experimentellen Ergebnisse (Sprunghöhe und Energieverluste; zuerst von Bidone 1820 beobachtet) werden durch die Rechnung bestätigt.

Eisner.

Wasserstoffatommodell. Nach dem Bohr-Rutherford'schen Atommodell (s. d.) besteht das Wasserstoffatom aus einem Proton (s. d.), dem Kern des Wasserstoffatoms (Masse M , Ladung $+e$), um welchen sich ein einzelnes Elektron (Masse m , Ladung $-e$) bewegt. Bei Annahme Coulombscher Wechselwirkungskräfte beschreibt das Elektron offenbar eine Ellipsenbahn wie beim Planetenproblem (daher Kepler-Ellipse genannt, nach den Keplerschen Gesetzen, die hier ebenfalls Geltung haben); wegen des großen Massenunterschiedes kann der Kern meist als ruhend (d. h. unendlich schwer, $M = \infty$) angesehen werden. Als rein periodische Bewegung ist die Keplerbewegung ein entartetes Problem (s. bedingt periodische Systeme); die stationären Zustände (s. d.) des Wasserstoffatoms sind dann nach der älteren Quantentheorie (s. d. und Bohrsche Theorie der Spektrallinien) durch eine einzige Quantenbedingung (s. d.) bestimmt, welche das Gesamtimpulsmoment des Atoms zu einem ganzzahligen Vielfachen von $h/2\pi$ (h Plancksches Wirkungsquantum, s. d.) festlegt. Wie die Rechnung zeigt, sind dadurch die große Achse der Ellipse $2a$ und die Energie E des Modells eindeutig bestimmt, während die Exzentrizität der Ellipse beliebige Werte annehmen kann. Bedeutet n die durch die Quantenbedingung eingeführte Quantenzahl, so findet man:

$$2 a_n = n^2 \cdot \frac{h^2}{2 \pi^2 m e^2}, \quad E_n = - \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2};$$

bei Berücksichtigung der Kern-Mitbewegung ist der obige Ausdruck für E_n noch durch $1 + m/M$ zu dividieren.

Die Anwendung der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.) auf den gefundenen Energieausdruck ergibt, daß die Energiedifferenz $E_n - E_m$ zweier durch die Quantenzahlwerte m und n gekennzeichneter stationärer Zustände des Wasserstoffatoms bei der Ausführung eines vollständigen Überganges zwischen ihnen, von dem Atom als Spektrallinie von der Frequenz

$$\nu = \frac{2 \pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3} \cdot \frac{1}{1 + m/M} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

emittiert, bzw. absorbiert wird, je nachdem, ob $m < n$ oder $m > n$. Läßt man m und n variabel, so stellt obige Beziehung die vollständige Serienformel des Wasserstoffes dar; für $m = 1$, $n \geq 2$ hat man insbesondere die ultraviolette Lyman-Serie, für $m = 2$, $n \geq 3$ die sichtbare Balmer-Serie, für $m = 3$, $n \geq 4$ die ultrarote Paschen-Serie, für $m = 4$, $n \geq 5$ die noch weiter im Ultrarot gelegene Brackett-Serie. Der Koeffizient von $\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ in der empirischen Balmer-Formel des Wasserstoffes (s. Serienformeln) ist die Rydbergsche

Konstante R_H (s. d.). Man findet also für sie

$$R_H = \frac{2 \pi^2 m \cdot e^4}{h^3 (1 + m/M)} = R_\infty \frac{1}{1 + m/M}.$$

Die Übereinstimmung des spektroskopisch bestimmten und des berechneten Wertes von R_H , bzw. R_∞ ist so ausgezeichnet, daß man den ersteren direkt zur Berechnung von h hat heranziehen können. Setzt man $n = 1$, so erhält man den Quantenzustand geringster Energie für das H-Atom, seinen „Normalzustand“ oder „untersten“ Quantenzustand; für a_1 findet man hierbei numerisch $0,528 \cdot 10^{-8}$ cm. Die Arbeit, welche erforderlich ist, um das Elektron von dieser Normalbahn bis ins Unendliche zu entfernen, ist gleich $R \cdot h = 2,152 \cdot 10^{-11}$ erg und entspricht einer Ionisierungsspannung des Wasserstoffatoms von 13,53 Volt, bzw. einer Wärmemenge von 312 kg Kal. pro Mol.

Werden die oben angedeuteten Rechnungen anstatt für einen Kern mit der Ladung $+e$ für einen solchen mit der Ladung $+Ze$ ausgeführt, so hat man in der obigen Serienformel bloß R durch $R \cdot Z^2$ zu ersetzen und für M die Masse des neuen Kernes einzuführen. Man erhält so direkt die Serienformeln für das Funkenspektrum 1. Art des Heliums ($He+$), das Funkenspektrum 2. Art des Lithiums ($Li++$) usf. Auf diesen Umstand gestützt, konnte Bohr bereits in seiner ersten Arbeit die Behauptung aufstellen, daß die beiden bis dahin dem Wasserstoff zugeschriebenen Serien

$$\nu = R \left(\frac{1}{(1,5)^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, \dots$$

(Fowler-Serie)

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n + 1/2)^2} \right), \quad n = 2, 3, \dots$$

(Pickering-Serie)

in Wahrheit dem $He+$ zuzuordnen sind. Erweitert man nämlich die angegebenen Serienformeln mit dem Faktor 4, so sieht man, daß die durch sie dargestellten Linien sämtlich unter den durch

$$\nu = 4 R_{He} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

für $m = 3$, $n \geq 4$, bzw. $m = 4$, $n \geq 5$ bestimmten Frequenzen vorkommen. In der Tat haben spätere genauere Untersuchungen diese Auffassung quantitativ bestätigt und auch die zu erwartende Verschiedenheit von R_H und R_{He} ergeben.

Die angegebene einfache Serienformel des Wasserstoffes ist unter der hier nicht mehr ganz zutreffenden Annahme abgeleitet, daß die Geschwindigkeit des Elektrons sehr klein ist gegen die Lichtgeschwindigkeit. Benutzt man, um diesem Umstande Rechnung zu tragen, die Formeln der speziellen Relativitätstheorie zur angenäherten Beschreibung der stationären Zustände, so ergeben sich gegenüber dem Früheren Abweichungen von grundsätzlicher Bedeutung, welche quantitativ allerdings so geringfügig sind, daß ihre experimentelle Feststellung Spektralapparate von stärkstem Auflösungsvermögen erfordert. Das „relativistische Kepler-Problem“ ist zwar noch immer ein entartetes, jedoch ist die Bahn des Elektrons nicht mehr einfach, sondern bedingt periodisch (s. bedingt periodische Systeme); sie geht aus der Ellipsenbahn des klassischen Problems hervor, indem man deren große Achse eine langsame, gleichförmige Rotation um den Kern ausführen läßt (Ellipsenbahn mit Perihel.

bewegung). Zur Festlegung der stationären Zustände sind jetzt zwei Quantenzahlen erforderlich, was spektroskopisch einer Aufspaltung (s. d.) der früher berechneten Spektrallinien in mehrere Komponenten, also dem Auftreten einer *Feinstruktur* entspricht. Werden leuchtende Wasserstoffatome einem *elektrischen* oder *magnetischen Felde* ausgesetzt, so wird die Elektronenbahn unter dem Einfluß der Feldkräfte *deformiert*. Sowohl beim *Starkeffekt* (s. d.), als beim *Zeemaneffekt* (s. d.) ist das mechanische Problem der Elektronenbewegung ein *nichtentartetes* und erfordert die Einführung *dreier* Quantenzahlen. Jede Spektrallinie der oben angeführten Wasserstoffserien wird dadurch in eine Anzahl von *Komponenten* aufgelöst, deren Lage in ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis vorausberechnet werden konnte. Eine zutreffende Voraussage der *Polarisationseigenschaften* dieser Komponenten liefert das *Bohrsche Korrespondenzprinzip* (s. d.), welches auch eine quantitativ befriedigende Schätzung der *Linienintensitäten* ermöglichte. Das gleiche gilt für das einfach positiv geladene Heliumatom.

Nachdem sich die auf die Quantenbedingungen gegründete Bohrsche Theorie an allen übrigen Atomproblemen als unzulänglich erwiesen hatte (s. Quantentheorie), war es von Wichtigkeit zu untersuchen, ob die in der *Heisenbergschen Quantenmechanik* (s. d.) und der ihr äquivalenten *Schrödingerschen Wellenmechanik* (s. d.) versuchte Neubegründung der Quantentheorie die vorstehend geschilderten Erfolge der älteren Auffassung auch ihrerseits zu bestätigen vermochte. In der Tat hat sich gezeigt, daß die Quantenmechanik, wenn auch auf völlig neuartigem Wege, zu den gleichen *Energienstufen* des „nicht-relativistischen“ Kepler-Problems führt, wie die bisherige Behandlung, darüber hinausgehend aber auch noch brauchbare, *eindeutig bestimmte* Aussagen über die *Linienintensitäten* ergibt. Beim *Starkeffekt* liefert sie neben der Beseitigung gewisser früher bestandener begrifflicher Schwierigkeiten dieselbe restlos erfolgreiche Formel für den der elektrischen Feldstärke proportionalen „Starkeffekt erster Ordnung“ wie die ältere Theorie; bei dem vom Quadrate der Feldstärke abhängigen „Starkeffekt zweiter Ordnung“ hingegen ergibt sich ein besserer Anschluß an die Erfahrung als nach der früheren, noch unvollkommenen Behandlung. Das „relativistische“ Kepler-Problem der Quantenmechanik gibt zunächst eine der Erfahrung nicht entsprechende *Feinstruktur*, diese wird aber sogleich und vollkommener als nach der ursprünglichen Theorie erhalten, wenn der *Eigendrehimpuls des Elektrons* (s. Kreiselektron) in Rücksicht gezogen wird. Diese früher noch unbekannte Eigenschaft des Elektrons läßt das Wasserstoffatomspektrum einschließlich seiner Feinstruktur in nahe Analogie zu den Spektren der Alkalimetallatome treten; sie ermöglicht ferner das Verständnis des schwachen an den Balmer-Linien gefundenen, bisher ganz unerklärt gebliebenen *anormalen Zeemaneffektes*. — Eine vollständige theoretische Beherrschung der Strahlungseigenschaften des Wasserstoffatoms ist — trotz aller großen Erfolge der älteren Theorie — somit erst durch die Quantenmechanik und das „Kreiselektron“ möglich geworden.

Nach der Quantenmechanik (s. d.) ist es sinnlos, von bestimmten *Elektronenorten* und *Elektronen-*

bahnen zu sprechen, weil die nötigen klassischen Bestimmungsstücke grundsätzlich unbeobachtbar sind und in die Theorie nicht eingehen, so daß hier auf die große Anschaulichkeit verzichtet werden muß, welche den Ergebnissen der älteren Quantenlehre am ursprünglichen Bohrschen Wasserstoffatommodell eigentümlich war. Diese notgedrungene Einbuße wird aber dadurch gewissermaßen wettgemacht, daß das quanten- oder wellenmechanische Wasserstoffatom nicht mehr den befremdlichen Charakter eines *ebenen*, bzw. *scheibenförmigen* Gebildes trägt, wie das ursprüngliche Modell, sondern den einer grundsätzlich *räumlichen* Ladungsanordnung. Nach der Schrödingerschen Wellenmechanik läßt sich die räumliche — in Elektroneneinheiten also nicht mehr anschaulich vorstellbare — Verteilung der Ladungsdichte ohne Schwierigkeit angeben. Für den Normalzustand des Atoms z. B. ist sie von *kugelsymmetrischer* Beschaffenheit und dadurch gekennzeichnet, daß die Ladungsdichte außerhalb einer Entfernung vom Atomzentrum, welche dem oben angegebenen Radius a_1 der einquantigen, „innersten“ Bohrschen „Kreisbahn“ des alten Bohrschen Modells entspricht, praktisch auf Null herabsinkt.

Im Sinne der älteren Bohrschen Auffassung ist vorstehend unter dem Wasserstoffatom stets nur das *abgeschlossene Atomsystem* verstanden worden. Eine grundsätzliche Unterscheidung gegenüber dem aus Ion und benachbart bewegtem, freiem Elektron bestehenden *unabgeschlossenen Atomsystem* war für die ältere Theorie wesentlich, da sie die hyperbolische Elektronenbewegung quantentheoretisch nicht zu behandeln verstand. Die *Quantenmechanik* kennt eine solche Unterscheidung nicht, da das abgeschlossene und das unabgeschlossene System für sie — ebenso wie für die klassische Mechanik — ein einheitliches Problem darstellen. Sie ergibt, daß jede die Ionisierungsarbeit übertreffende, *stetig veränderliche Relativenergie* zwischen Kern und Elektron einem quantenmechanisch möglichen Zustand entspricht, welcher im gleichen Sinne wie die gewohnten *diskreten* Zustände des „abgeschlossenen“ Atomsystems als „stationär“ und „strahlungsfrei“ angesehen werden kann. Ebenso wie die diskreten Zustände besitzt ein solcher „hyperbolischer“ Zustand Übergangswahrscheinlichkeiten in andere Zustände und alle sie sind quantenmechanisch zwangsläufig berechenbar; es findet sich ein Kontinuum von Übergangswahrscheinlichkeiten in die übrigen „hyperbolischen“ Zustände, welche nach der *Bohrschen Frequenzbedingung* mit der Emission ganz beliebiger kontinuierlicher Spektren zusammenhängen und Übergangswahrscheinlichkeiten in die diskreten Zustände, welche den *an jede Seriengrenze* nach kurzen Wellen *anschliessenden kontinuierlichen Spektren* entsprechen. Auch bei den „hyperbolischen“ Zuständen ist es nicht ohne weiteres möglich, von bestimmten *Elektronenorten* und *-bahnen* zu sprechen, jedenfalls nicht im Bereiche der kernnahen klassischen Bahnabschnitte. Je größer die klassisch gedachte Entfernung von Kern und Elektron wird, desto genauer kann man auch den quantenmechanischen Sachverhalt durch die klassische Ausdrucksweise beschreiben, so daß für bereits makroskopisch erfäßbare „Entfernungen“ die Begriffe: *Elektronenort*, *Elektronengeschwindigkeit* und *Geschwindigkeitsrichtung* in Überein-

stimmung mit der Meßbarkeit dieser Größen zu Recht bestehen. Die oben gemachten Angaben über die quantenmechanischen Eigenschaften des „abgeschlossenen“ Atomsystems zeigen übrigens, daß eine vorsichtige Anwendung der älteren Elektronenbahnen-Terminologie auch dort noch ohne besondere Gefahr gebraucht werden kann.

Näheres s. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, IV. Aufl. Braunschweig 1924. — Born, Probleme der Atommechanik. Berlin 1926.

Wasserstoffdublett s. Serienspektren.

Wasserstoffionen-Konzentration. Von dem Bruttogehalt einer Lösung an Säure oder Base (vgl. Maßanalyse), wie er durch Titration bestimmt wird, ist die saure bzw. alkalische Wirkung einer Lösung zu unterscheiden, welche durch die Menge der freien H^+ - bzw. OH^- -Ionen in der Lösung bedingt wird. Die Konzentrationen der Wasserstoff- und Hydroxyionen, gemessen in Mol pro Liter, stehen in wässrigen Lösungen in der durch das Massenwirkungsgesetz (s. d.) vorgeschriebenen Beziehung: $(H)(OH) = k(H_2O)$. Dieses Ionenprodukt des Wassers hat für verdünnte Lösungen bei Zimmertemperatur den Wert 10^{-14} ; d. h. in einer einfach normalen (s. Normalität) Salzsäurelösung ist die Konzentration der OH^- -Ionen 10^{-14} , in einer $1/10$ normalen Säurelösung 10^{-13} usw. Es ist zweckmäßig, an Stelle des effektiven Säuregehalts, den absoluten Betrag des Exponenten der Zehnerpotenzen anzugeben, also für die $1/100$ normale Säure 2, für die $1/1000$ normale Lauge 11 usw. Es ist üblich, die in dieser Skala angegebenen Wasserstoffionenkonzentrationen als p_H -Werte zu bezeichnen, womit also der negative dekadische Logarithmus der Wasserstoffionenkonzentration gemeint ist. Es ist zu bedenken, daß die Konzentration in konzentrierteren Lösungen kein richtiges Maß für die „Aktivität“ der Wasserstoffionen darstellt. Die Messung der p_H -Werte vermittelt der Bestimmung des Potentials einer Wasserstoffelektrode gegen eine Normalelektrode (s. d.) liefert im allgemeinen nur scheinbar die Ionenkonzentration, tatsächlich die Wasserstoffionenaktivität, d. h. das Produkt der Konzentration mit dem Aktivitätskoeffizienten (s. d.). Die Kenntnis der Wasserstoffionenaktivität ist in den meisten Fällen von größerer Wichtigkeit als die der Konzentration. Als einzig sichere, wenn auch schwierig durchzuführende Methode der Messung von Ionenkonzentrationen kann nur die Ermittlung des Extinktionskoeffizienten angesehen werden. *H. Cassel.*

Wasserstoffmolekülmodell s. Molekülmodelle.

Wasserstoffstrahlen s. H-Strahlen.

Wasserstoffthermometer s. Temperaturskalen.

Wasserstoffvoltmeter. Während beim Knallgasvoltmeter (s. d.) die Zersetzungsprodukte beider Elektroden gemeinsam aufgefangen werden, wird bei dem für schwächeren Strom bestimmten Wasserstoffvoltmeter nur der durch die Elektrolyse gebildete Wasserstoff gemessen. Das Voltmeter besitzt daher zwei Schenkel, einen geschlossenen und einen offenen, von denen jeder eine Elektrode enthält. In dem geschlossenen Schenkel wird der Wasserstoff aufgefangen, während der Sauerstoff aus dem offenen Schenkel entweicht. Das Volumen des Wasserstoffs wird durch Multiplikation mit $3/2$ auf dasjenige des Knallgases reduziert und die Stromstärke dann mit der beim Knallgasvoltmeter angegebenen Formel berechnet. *W. Jaeger.*

Wasserstrahlgebläse s. Wasserstrahlpumpe.

Wasserstrahlpumpe. Läßt man durch ein Rohr a b (Fig. 1) Wasser unter großem Druck eintreten, dann zerreißt die Flüssigkeit und bildet einen Strahl. Damit ist eine Druckabnahme bei d ver-

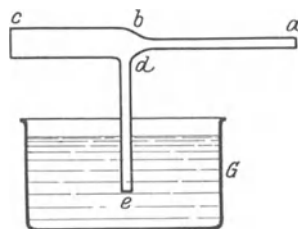


Fig. 1. Prinzip der Wasserstrahlpumpe.

bunden, so daß der auf der Oberfläche der Flüssigkeit im Gefäß G lastende Druck die Flüssigkeit aus G in das Rohr d e hineindrückt, wo sie dann vom Strahl mitgerissen wird. Diese Erscheinung nennt man eine Aspiration infolge des verminderten

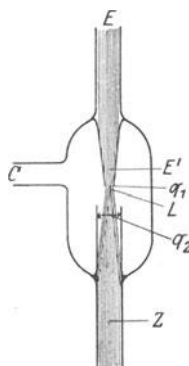


Fig. 2. Wasserstrahlpumpe 2. Art mit konischem Einfluß- und zylindrischem Ausflußrohr.

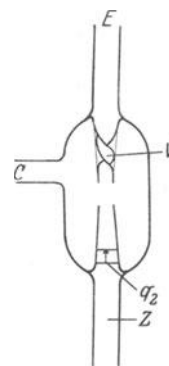


Fig. 3. Wasserstrahlpumpe 2. Art mit gedrehtem Einfluß- und konischem Ausflußrohr.

Seitendruckes; sie findet Anwendung bei den Injektoren und Wasserstrahlpumpen.

Bei letzterer steht das Rohr d e mit dem zu evakuierenden Rezipienten in Verbindung. Das Rohr a b wird senkrecht gestellt und nach unten konisch verengt (Treibdüse, EE' , s. Fig. 2); dieser wird ein zylindrisches Ausflußrohr als Staudüse Z gegenübergestellt. Friedrichs hat gezeigt, daß die Wirksamkeit der Pumpe wesentlich erhöht wird, wenn man der Treibdüse zur Verstärkung der den Strahl auflösenden Kräfte eine besondere Vorrichtung zur Erzeugung starker Wirbel einbaut (Fig. 3). Dazu ist es zur Verhinderung des Zurückschlagens des Wassers bei Schwankungen des Betriebsdruckes zweckmäßig, auch

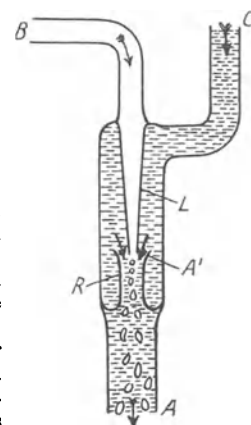


Fig. 4. Wasserstrahlpumpe 1. Art.

die Stäudüse konisch — und zwar nach oben verjüngt — zu gestalten.

Diese Pumpe ist auch bei Vertauschung der Eintrittswege für Luft und Wasser betriebsfähig, indem dann bei C (Fig. 4) das Wasser zuläuft. Die Beschleunigung der Wasserteilchen bei R bedingt einen Unterdruck, so daß durch L, dessen Spitze sich bei A' befindet, Luft von B her angesaugt werden kann.

Bringt man am unteren Ende einer Wasserstrahlpumpe ein Gefäß an, das in seinem oberen und unteren Teil je ein nach Belieben verschließbares Austrittsrohr besitzt, so kann hier die Luft vom Wasser getrennt werden. Letzteres läuft dann nach unten ab, während die Luft durch die obere Austrittsöffnung hindurchgedrückt wird (Wasserstrahlgebläse).

Bunsen hat eine Wassertropf-Luftpumpe konstruiert, die für geringes Gefälle Anwendung findet und ähnlich arbeitet, wie eine Sprengelsche Quecksilberluftpumpe. Es ist dann notwendig, daß das untere Abflußrohr eine Länge von etwa 10 m hat. *H. Ebert.*

Wasservoltmeter. Bei diesem Voltmeter (s. d.) wird die Menge des durch den Strom zersetzten Wassers mittels Wägung gemessen. Als Elektrolyt dient eine 10—20%ige Schwefelsäure zwischen blanken Platinelektroden bei etwa 4 Volt Spannung. Ein Ampere zersetzt in der Sekunde 0,0933 mg Wasser; die Genauigkeit beträgt nur einige Promille. Siehe auch Knallgas- und Wasserstoffvoltmeter. *W. Jaeger.*

Wasserwaage s. Libelle, s. Niveau.

Wasserwellen s. Oberflächenwellen. Wellenbewegungen ohne freie Oberfläche gibt es in inkompressiblen Flüssigkeiten nicht; Transversalwellen können nicht auftreten, da die Flüssigkeit einer Deformation nicht widersteht, und Longitudinalwellen (Schallwellen) nur infolge von Kompression. Dagegen können an freien Oberflächen Wellenbewegungen unter der Wirkung von Schwere und Kapillarität entstehen. *Hopf.*

Wasserwert s. Mischungsmethode.

Watt s. Internationale elektrische Einheiten; Joulesche Wärme; Volt-Ampere.

Wattmeter. Ein Elektrodynamometer (s. d.), bei dem an die bewegliche Spule die Spannung gelegt ist, während die feste von dem Strom durchflossen wird. Es dient zur Leistungsmessung bei Gleich- und Wechselstrom, da es das Produkt aus Spannung und Stromstärke anzeigt. Bei Wechselstrom erhält man den zeitlichen Mittelwert aus dem Produkt Strom mal Spannung; beträgt die Phasenverschiebung zwischen beiden 90° , so ist die Wirkung Null, da dann der zeitliche Mittelwert Null wird. Da in der Spannungsspule des Wattmeters ein dem Widerstand derselben entsprechender Strom fließt, so verbraucht das Instrument selbst eine Leistung, die von der gemessenen Leistung in Abzug gebracht werden muß; näheres s. Leistungsmesser. Durch besondere Kompensationswicklungen kann es aber erreicht werden, daß der Eigenverbrauch nicht berücksichtigt zu werden braucht. Die technischen Zeigerinstrumente sind ähnlich wie die dynamometrischen Strom- und Spannungsmesser gebaut und in der Regel für mehrere Meßbereiche eingerichtet. Bei Wechselstrommessungen erfordert auch

die Induktivität der Spulen mitunter besondere Korrekturen. Vgl. auch Leistungsmesser.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Wattsekunde s. Wärmeeinheiten.

Wattstundenzähler s. Elektrizitätszähler.

Wattwaage (Lord Kelvin). Dieser Apparat besteht aus zwei kombinierten Rayleigh'schen Stromwaagen (s. d.), die auf beiden Seiten eines Waagebalkens angebracht sind. Der die beiden Spulen in entgegengesetzter Richtung durchfließende Strom wird durch vertikale, weiche Kupferbänder zugeführt. Die Einwirkung des Erdmagnetismus wird durch die entgegengesetzte Stromrichtung aufgehoben. Die festen Spulen werden so geschaltet, daß der Drehsinn auf die beweglichen Spulen der gleiche ist. Das auf den Waagebalken ausgeübte Drehmoment wird durch einen auf dem Balken verschiebbaren Reiter kompensiert, der auf einer Skala direkt die Leistung angibt. Wenn die festen Spulen an Spannung gelegt sind, während der Strom durch die beweglichen Spulen fließt, liefert das Instrument die Leistung. Natürlich kann es auch, wenn alle Spulen vom Strom durchflossen werden, als Strommesser gebraucht werden. Wegen der Korrekturen infolge des Eigenverbrauchs vgl. Wattmeter. *W. Jaeger.*

Weber. Eine CGS-Einheit = 10 Ampere (s. d.) wird manchmal auch mit „Weber“ bezeichnet.

Weber, L., Milchglas- und Relativphotometer s. Universalphotometer.

Webersche Transformation heißt eine Umformung der Lagrangeschen Gleichungen der Hydrodynamik (s. d.), durch welche man zu einem einfachen Beweis der Wirbelsätze gelangt; andere praktische Anwendungen gibt es wohl kaum. *Hopf.*

Webersches Ähnlichkeitsgesetz s. Ähnlichkeitsgesetze.

Webersches Gesetz. Das Webersche Gesetz ist aus Untersuchungen über die „Unterschiedsschwelle“ der Empfindung unter den verschiedenen Bedingungen der Reizung hervorgegangen und spricht es als eine für alle Sinnesgebiete zutreffende Gesetzmäßigkeit an, daß der eben merkliche Reizzuwachs immer einen bestimmten Bruchteil des schon bestehenden Reizes darstelle, bzw. daß zwei Reize, welche eben noch (oder eben nicht mehr) als verschieden erkannt werden, immer in einem bestimmten, von der absoluten Reizstärke unabhängigen Verhältnis stehen, bzw. daß wir nicht die Differenz zweier Reize, sondern ihr Verhältnis auffassen. Die buchstäbliche Richtigkeit des Gesetzes vorausgesetzt, könnte die nach der Unterschiedsempfindlichkeit zu bemessende Leistungsfähigkeit eines Sinnesorganes für einen bestimmten Zustand seiner Adaptation durch jenes Verhältnis der beiden Reizstärken hiernach als hinreichend charakterisiert betrachtet werden. Freilich mehren sich zusehends die Stimmen, nach denen das Webersche Gesetz den Tatsachen nur in erster Annäherung gerecht wird und höchstens in einem (gelegentlich allerdings ziemlich breiten) Mittelbereich der Reizstärken strenge Gültigkeit besitzt. Einzelne Autoren gehen (ob mit Recht, bleibe dahingestellt) neuerdings so weit, ihm die Bedeutung einer Gesetzmäßigkeit eigener Art ganz abzuspochen und in ihm lediglich den Spezialfall anderer gesetzmäßiger Beziehungen zu sehen. *Dittler.*

Näheres s. Fechner, Elemente d. Psychophysik, 3. Aufl., S. 134 ff. Leipzig 1907.

Wechselkondensator s. Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie.

Wechselströme. Als Wechselströme bezeichnet man Ströme, deren Stärke und Richtung sich periodisch mit der Zeit ändern; die Zeit T , nach deren Ablauf die Stärke des Stromes den gleichen Wert, seine Richtung den gleichen Sinn wieder annimmt, heißt die Periode oder Periodendauer (s. Fig. 1). In der Regel hat man es in der Technik

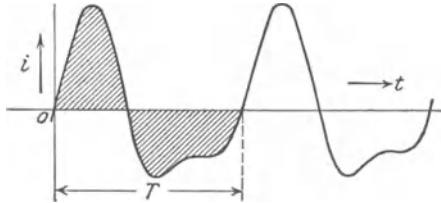


Fig. 1. Kurve eines mehrwelligen reinen Wechselstroms.

mit Wechselströmen zu tun, die die weitere Bedingung erfüllen, daß die während einer Periode übertragene Elektrizitätsmenge gleich Null ist; die Flächeninhalte der oberhalb und unterhalb der Zeitachse liegenden Stromkurven sind dann gleich, der Mittelwert der Augenblickswerte des Stromes

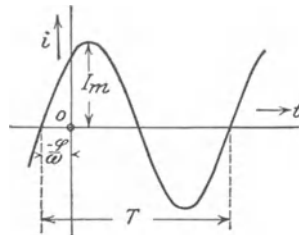


Fig. 2. Kurve eines einwelligen Wechselstroms.

während einer Periode ist Null. Derartige Ströme bezeichnet man als reine Wechselströme. Die rechnerische Behandlung von Wechselstromproblemen kann in den meisten Fällen unter der Voraussetzung durchgeführt werden, daß die periodische Funktion, nach der die zeitliche Änderung des Stromes erfolgt, die Sinusfunktion ist (einwellige Ströme). In Fig. 2 ist der Augenblickswert eines einwelligen Stromes als Ordinate, die Zeit als Abszisse aufgetragen. Der analytische Ausdruck für diese Kurve lautet

$$(1) \quad i = I_m \sin(\omega t + \varphi).$$

I_m nennt man den Höchstwert, Scheitelwert, oder die Amplitude des Stromes, t ist die Zeit; ω und φ sind Konstante, deren Bedeutung sich aus folgender Betrachtung ergibt: nach Ablauf der Periodendauer T muß i wieder gleiche Größe und Richtung wie am Anfang haben. Nach (1) ist das der Fall, wenn

$$\omega T = 2\pi \quad \text{oder} \\ \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ ist.}$$

$\frac{1}{T}$, d. h. die Zahl der Perioden in der Sekunde, heißt die Frequenz; sie wird nach dem Vorschlage des AEF mit f (im Gegensatz zu der früheren Bezeichnungsweise n oder ν) bezeichnet. Also

$$\frac{1}{T} = f, \quad \text{und} \\ \omega = 2\pi f.$$

Die Konstante ω wird die Kreisfrequenz genannt; sie ist die Zahl der Perioden in 2π Sekunden.

Der konstante Winkel φ hängt von der Wahl des Anfangspunktes für die Zeit ab. Zur Zeit

$$t = -\frac{\varphi}{\omega} = -\frac{\varphi}{2\pi} T$$

ist nach Gleichung 1) $i = 0$; i geht dabei von negativen Werten zu positiven über. φ nennt man den Phasenwinkel. Für die Betrachtung des zeitlichen Verlaufs von nur einem Strome kann man offenbar den Anfangspunkt der Zeit beliebig wählen; dagegen wird die Lage mehrerer Ströme zueinander durch ihre Phase bestimmt. Folgt z. B. ein zweiter Strom der Gleichung

$$(2) \quad i' = I_m \sin \omega t,$$

so erreicht der Strom 1) den Wert $i = 0$ um $\frac{\varphi}{\omega}$ Sekunden früher als der Strom 2). Dieser eilt dem ersten um den Winkel φ in der Phase nach; φ gibt die Phasenverschiebung zwischen beiden Strömen an (s. a. Art. Mittelwerte von Wechselströmen).

Die vorstehenden Betrachtungen gelten sinngemäß für periodisch veränderliche Größe anderer Art, z. B. Wechselspannungen, Wechselfelder, Wechselflüsse.

Die in der Starkstromtechnik verwendeten Frequenzen liegen zwischen 40 und 60 für Licht- und Kraftanlagen; bei reinen Kraftanlagen, z. B. zum Betriebe elektrischer Bahnen, werden vielfach die Frequenzen 15, 16 $\frac{2}{3}$, 25 verwendet, weil die niedrigen Frequenzen für den Betrieb der Motoren günstiger sind. Höhere Frequenzen kommen bei Telefonströmen — bis 10 4 — und in der drahtlosen Telegraphie bis 10 6 Perioden in der Sekunde vor.

R. Schmidt.

Näheres s. Handb. d. Physik, Bd. IV. Berlin 1927.

Wechselstrombrücke. Die Wheatstonesche Brücke (s. d.) kann auch zu Wechselstrommessungen benutzt werden. Als Meßinstrument dient dann meist das akustische oder optische Telefon oder das Vibrationsgalvanometer. Bei Hochfrequenzmessungen kann im Brückenweig ein Detektor mit Gleichstromgalvanometer benutzt werden oder es wird eine Überlagerungsmethode mit Detektor und Telefon angewandt. Mit Vorteil kann beim Wechselstrom von der Verstärkung des Brückenstroms mittels Elektronenröhren Gebrauch gemacht werden. Wenn ein Telefon als Nullinstrument im Brückenweig verwendet wird, muß der Meßstrom ein reiner Sinusstrom sein, weil man sonst infolge der Oberwellen kein absolutes Minimum erhält; beim Vibrationsgalvanometer, das auf die Frequenz des Wechselstromes abgestimmt wird, ist dagegen kein reiner Sinusstrom erforderlich. Damit im Brückenweig kein Strom fließt, sind bei Wechselstrom zwei Bedingungen gleichzeitig zu erfüllen, da nicht nur die Scheinwiderstände, sondern auch die Phasen der einzelnen Brückenweige hierfür maßgebend sind. Werden die Zweige der Brücke (s. Fig. 1 bei Wheatstonescher Brücke) mit 1, 2, 3, 4 bezeichnet, die Scheinwiderstände mit S , die Phasen mit φ , wobei der Brückenweig durch einen entsprechenden Index gekennzeichnet wird, so ist die Nullbedingung erfüllt für $S_1 S_4 = S_2 S_3$ und $\varphi_1 + \varphi_4 = \varphi_2 + \varphi_3$. Das Meßinstrument ist mit g bezeichnet; der Strom wird bei A und B zugeleitet. Um die induktiven Einwirkungen der verschiedenen Brückenweige aufeinander, und die Störungen, welche von den Erdkapazitäten herrühren, zu beseitigen, sind verschiedene Vorsichtsmaßregeln notwendig; s. hierüber Giebescsche Brücke und Wagnersche Hilfsbrücke. Für bestimmte Zwecke werden auch noch andere Brückenanordnungen benutzt, wie z. B. bei der Methode von Anderson zur Vergleichung von Induktivität und Kapazität. Für die Technik werden besondere Brücken-

anordnungen gebaut (z. B. Kapazitätsbrücke von Seibt, Zickner u. a.). W. Jaeger.
Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Wechselstromgeneratoren vgl. Elektromotoren. Die Technik unterscheidet zwischen synchronen und asynchronen Wechselstromerzeugern. Da erstere heute die weitaus wichtigste Gattung von elektrischen Energieerzeugern überhaupt sind, sollen sie im folgenden vornehmlich berücksichtigt werden; die Asynchrongeneratoren stellen z. Z. nur eine der verschiedenen Betriebsmöglichkeiten der asynchronen Drehfeldmaschine dar, deren weitaus wichtigeres Anwendungsgebiet im Motorbetrieb liegt (s. unter „Asynchronmotoren“).

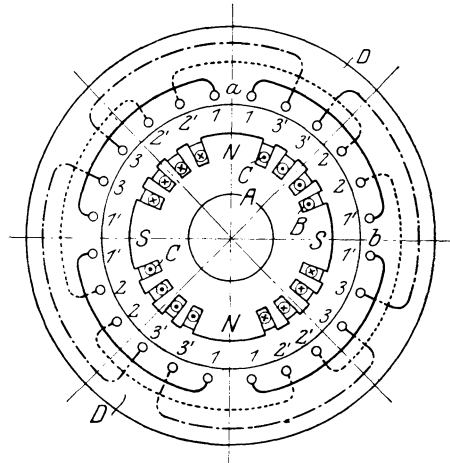
Sieht man von den ersten, rein physikalischen Zwecken dienenden Versuchsapparaten, wie sie Faraday verwendete (s. „Unipolarmaschinen“), ab, so ist der synchrone Wechselstromgenerator die älteste elektrische Maschine überhaupt, aus der erst durch Verwendung eines automatisch arbeitenden Umschalters (Kommutator!) die Gleichstrommaschine entstand (s. „Kommutierende Gleichstromgeneratoren“). Die 1857 von Nollet und van Malderen für Leuchtfeuer mit Bogenlampe an der Kanalküste gebauten sog. „Alliance“-Maschinen unterschieden sich prinzipiell in keiner Weise von den auch heute noch üblichen, physikalischen Demonstrationsapparaten mit permanenten Magneten. Siemens' Entdeckung des sog. dynamo-elektrischen Prinzips und die bessere Eignung des Gleichstroms für Bogenlicht und motorische Antriebe, die damals wichtigsten Verwendungen größerer elektrischer Energiemengen, bedingten die jahrzehntelange Bevorzugung des Baues von selbsterregenden, kommutierenden Gleichstromgeneratoren. Erst die Durchbildung der Theorie der Mehrphasensysteme bzw. der theoretische und praktische Nachweis ihrer unbedingten Überlegenheit über das Gleichstromsystem, sobald es sich um weitgehendste Energieverteilung, nicht nur -übertragung handelt, brachten im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts einen radikalen Umschwung, der außerdem entscheidend unterstützt wurde durch die ungefähr gleichzeitige Schaffung wirtschaftlich arbeitender Dampfturbinen. Die hohen Winkelgeschwindigkeiten, mit denen diese allein ökonomisch arbeiten können, steigern die Schwierigkeiten des Baues großer kommutierender Gleichstrommaschinen von vielen 1000 KW ganz unverhältnismäßig, während der Entwurf und Bau auch wesentlich größerer Wechselstromerzeuger Schwierigkeiten elektrotechnischer Art nur verhältnismäßig wenige bietet, nachdem die schwierige Frage der Stromverteilung in in Eisen eingebetteten Kupferstäben bei technischen Frequenzen von Field, Emde u. a. 1905—08 eindeutig geklärt waren; die hervorragende Ingenieurleistung liegt hier mehr auf wärmetechnischem und rein maschinenbaulichem Gebiet. Generatorleistungen von 25000 kVA bei 3000 U./min und 50000 kVA bei 1500 U./min gelten heute als normal und sind in Einzelfällen schon weit überholt. Dampfturbine, evtl. in Zukunft Gasturbine, und Mehrphasengenerator ergänzen einander in glücklichster Weise und sind bereits in das zweite Hauptverwendungsgebiet der Großturbine, den Schiffsschraubenantrieb, erfolgreich eingedrungen.

Als um das Jahr 1890 der mehrphasige Wechselstromerzeuger seinen Siegeslauf begann, besaß die

Technik in den üblichen Wicklungssystemen für kommutierende Gleichstromgeneratoren (Trommelwicklungen) gleichzeitig brauchbare Wechselstromwicklungen, die für niedrige Spannungen noch heute verwendet werden. Erst das Bedürfnis, höhere Wechselspannungen unmittelbar im Generator ohne Transformation erzeugen zu können, führte zu der Entwicklung der modernen Wickelsysteme. Eine normale Gleichstromtrommelwicklung (s. „kommutierende Gleichstromgeneratoren“) hat einen relativ niedrigen Spannungsfaktor (s. „Klemmenspannung“), der sich zwar durch bestimmte Maßnahmen (Aufschneiden der Wicklung!) sehr wirksam erhöhen läßt, aber dann wiederum den isolationstechnischen Nachteil hat, daß ein bedeutender Teil der erzeugten Gesamtspannung zwischen unmittelbar benachbarten Wicklungsteilen auftritt. Diese sog. doppelt aufgeschnittenen Gleichstromwicklungen werden daher nur noch für Niederspannung von einigen 100 V verwendet, während für normale und höhere Spannungen die aus relativ wenigen Wickelementen bestehenden sog. Spulenwicklungen unbedingt vorherrschen.

Eine weitere, sehr wesentliche, durch die übliche Wicklungsart und die hohen Spannungen bedingte Eigentümlichkeit des modernen Wechselstromerzeugers ist, daß er praktisch nie selbsterregend gebaut, sondern stets mit einer besonderen Erregermaschine ausgerüstet wird, die den zur Felderregung notwendigen Gleichstrom liefert.

Die folgende Fig. 1 zeigt schematisch den Aufbau eines vierpoligen Dreiphasen-Turbogenerators.



Aufbau eines vierpoligen Dreiphasen-Turbogenerators.

Der induzierende Teil (Feldmagnet, Läufer!) besteht aus einer aus hochwertigem Stahl gefertigten Volltrommel A, in die Nuten B gefräst sind, in denen die Erregerwicklung C liegt. Die Nuten werden durch Keile aus zäher Bronze geschlossen, die die Wicklung fest zusammenpressen und gegen die Wirkung der sehr hohen Zentrifugalkraft (Umfangsgeschwindigkeit > 100 m/sec!) schützen. Zwischen je zwei Spulenseiten bilden sich an den nicht genutzten Teilen des Trommelmantels und an den zwischen den Nuten stehengebliebenen Zähnen die induzierenden Pole aus.

Die induzierte, die elektrische Energie liefernde Wicklung liegt, ebenfalls in Nuten eingebettet, in dem in bekannter Weise aus dünnem Schmiede-

eisenblech aufgebauten Ständer D. Der Einfachheit wegen sind im vorliegenden Schema die Nuten als runde Löcher dargestellt, und ihre Zahl ist auf 24 beschränkt, d. h. technisch gesprochen 2 Nuten pro Pol und Phase. In der Praxis werden selten weniger als 3, meistens mehr (4—6) vorgesehen aus magnetischen Gründen (Streuung!), wie aus elektrischen (gute Kurvenform!). Die in 2 um ungefähr eine Polteilung auseinander liegenden Nuten (z. B. a und b) eingebetteten Leiter (Stäbe!) können nach dem Induktionsgesetz hintereinander geschaltet werden wie in der Figur angedeutet. Nimmt man der Einfachheit wegen an, daß in jeder Nut nur 1 Stab liegt, was bei sehr großen Maschinen zutrifft, so entfallen im vorliegenden Fall auf Phase I 4 mit 1 und 4 mit 1' bezeichnete Stäbe, desgleichen auf Phase II bzw. III, die mit 2, 2', 3 und 3' bezeichneten. Die Stirnverbindungen der Phase I sind voll, der Phase II punktiert und der Phase III strichpunktiert angedeutet. Wie schon hiernach klar sein dürfte, ist der Wicklungsaufbau einer modernen Wechselstrommaschine von großer Einfachheit, die aber eine Grundforderung für den sicheren Betrieb großer Hochspannungsmaschinen ist, die nicht nur den elektrostatischen Wirkungen der hohen Spannungen, sondern auch den enormen mechanischen Beanspruchungen besonders der Stirnverbindungen bei gelegentlichen Kurzschlüssen standhalten müssen. Die nur bei Trommelmaschinen mögliche Verteilung der Erregerwicklung in mehrere Nuten pro Pol bringt den weiteren Vorteil, daß die Feldverteilung über dem Polbogen sich automatisch der erwünschten Sinusform nähert, die bei Maschinen der früheren Bauart mit ausgeprägten Polen wesentlich schwieriger zu erreichen ist. Die oben erwähnten Verschlusskeile dienen gleichzeitig als Leiterstäbe eines Dämpferkäfigs für Oberfelder jeder Art (s. „Ankerrückwirkung bei Wechselstrommaschinen“!).

Die im Ausland nicht seltenen Zweiphasenmaschinen sowie die für den Vollbahnbetrieb wichtigen Einphasengeneratoren unterscheiden sich in keiner Weise wesentlich von der beschriebenen dreiphasigen Ausführung.

Als Erregermaschine dient in der Regel ein unmittelbar gekuppelter, selbsterregender kleiner Gleichstromgenerator, bei dessen Entwurf nur die hohe Umdrehungszahl zu berücksichtigen ist. Die übliche Erregerspannung beträgt höchstens einige 100 Volt.

E. Rother.

Näheres s. Pichelmayer, Wechselstromerzeuger.

Wechselstrom-Gleichstrom-Effekt. Ph. Lenard fand (1890), daß einige Metalle für Wechselstrom von höherer Frequenz einen kleineren Widerstand zeigen als für Gleichstrom. Der Effekt ließ sich am Wismut und in schwächerem Maße auch am Antimon und Tellur nachweisen. Ein dem Strom paralleles magnetisches Feld verstärkte (bei Wismut) diesen Unterschied, während ein dazu senkrechtes ihn schwächte.

Die genauere Analyse der Vorgänge beim Wechselstrom zeigt, daß bei Wismut der Widerstand bei zunehmendem Strom kleiner, bei abnehmendem größer ist als bei konstantem Strom. Das Metall scheint also in der ersten Phase des Wechselstromes elektrische Energie aufzunehmen, die es in der zweiten Phase wieder abgibt. Völlig geklärt ist jedoch der Vorgang noch nicht.

Hoffmann.

Näheres s. K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Braunschweig 1911.

Wechselstromgrößen. Zwischen der Klemmenspannung v , dem Strome i und der Selbstinduktion L einer Spule vom Widerstande R besteht die Beziehung

$$v = Ri + L \frac{di}{dt}.$$

Für eine einwellige Spannung erhält man durch Integration

$$v = R J_m \sin \omega t + \omega L J_m \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \\ = V_m \sin (\omega t + \varphi).$$

Die Klemmenspannung v setzt sich aus 2 Komponenten zusammen, die erste in Phase mit dem Strom i , die zweite senkrecht dazu, um 90° vordringend.

Die Amplitude der Spannung ergibt sich zu $V_m = J_m \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$, und die Effektivwerte

$$V = J \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}.$$

Die Komponenten der Spannung $JR = V \cos \varphi$ und $J\omega L = V \sin \varphi$ heißen Wirkspannung bzw. Blindspannung (Reaktanzspannung) s. Fig. 1.

Die Phasenverschiebung φ zwischen Spannung und Strom ist gegeben durch $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$.

$\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$ heißt Scheinwiderstand (Impedanz), R ist der Wirkwiderstand, ωL der induktive Blindwiderstand (Reaktanz).

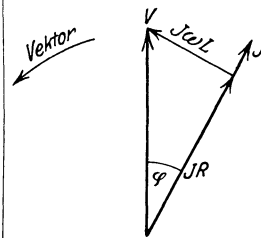


Fig. 1.

$JR =$ Wirkspannung,
 $J\omega L =$ Blindspannung.

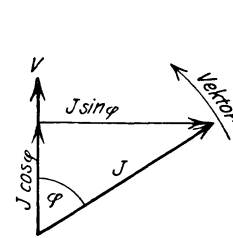


Fig. 2.

$J \cos \varphi =$ Wirkstrom,
 $J \sin \varphi =$ Blindstrom.

Sind die Spannung V und der Wirk- und Blindwiderstand gegeben, so erhält man den Strom J aus

$$J = \frac{V}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}.$$

Der reziproke Wert des Scheinwiderstandes heißt Scheinleitwert (Admittanz).

Ähnlich wie die Spannung oben kann nunmehr der Strom nach Fig. 2 in zwei Komponenten zerlegt werden:

$$J \cos \varphi = \frac{V \cos \varphi}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

heißt der Wirkstrom,

$$J \sin \varphi = \frac{V \sin \varphi}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

der Blindstrom.

$$\frac{1}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \cos \varphi$$

bezeichnet man als Wirkleitwert (Konduktanz).

$$\frac{1}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin \varphi$$

als Blindleitwert (Suszeptanz).

Die Leistung ist $N = V J \cos \varphi$.

Man nennt:

- V J die Scheinleistung,
- V J cos φ die Wirkleistung,
- V J sin φ die Blindleistung.

Bei Einschaltung einer Kapazität an Stelle der Induktivität gelten analoge Bezeichnungen, z. B. kapazitiver Blindwiderstand für den Ausdruck $\frac{1}{\omega C}$.

R. Schmidt.

Näheres s. A. Fraenkel, Theorie der Wechselströme. Berlin 1921.

Wechselstrominduktionsmotor s. Elektromotoren.

Wechselstrominstrumente. Die zur Messung von Wechselstrom dienenden Instrumente können in solche eingeteilt werden, die auch für Gleichstrom benutzbar sind und daher auch im allgemeinen mit Gleichstrom geeicht werden können, wie die Elektrodynamometer, Wattmeter, die kalorischen Instrumente und andererseits solche, die nur auf Wechselstrom ansprechen, wie die Ferraris- und Induktionsinstrumente. Die Eichung der letzteren erfolgt in der Regel durch Instrumente der ersterwähnten Art. Näheres s. bei den einzelnen Artikeln.

W. Jaeger.

Wechselstromkommutatormotor s. Elektromotoren u. mehrphasige Wechselstromkommutatormotoren.

Wechselstromlichtbogen. Die elektrischen Verhältnisse im Wechselstromlichtbogen sind viel verwickelter als im Gleichstrombogen. Temperatur und Ionisierung bleiben bei schnell wechselnder Stromstärke hinter den momentanen Werten des Stromes zurück und bedingen eine Lichtbogenhysterese, d. h. es gehören zu steigenden Stromwerten andere Spannungswerte als zu gleichen abnehmenden. Die Verhältnisse werden am besten durch die dynamische Charakteristik des Bogens dargestellt. Es ergibt sich dann folgendes. Wenn die Betriebsspannung von Null aus ansteigt, fließt anfangs nur ein äußerst geringer Reststrom, bis die sog. Zündspannung erreicht wird, bei welcher plötzlich die Bogenentladung einsetzt und die Spannung fällt, so daß in der Kurve eine Zündspitze entsteht. Bald nachdem die Spannung den Scheitelwert überschritten hat, steigt die Spannung im Bogen wieder, so daß ein zweites Spannungsmaximum entsteht, wenn der Bogen erlischt. Bei Wechselstrombogen haben beide Elektroden gleiche Helligkeit, so daß die Lichtverteilung eine wesentlich andere ist als beim Gleichstrombogen, bei dem der positive Krater den größten Teil des Lichtes liefert. Außerdem schwankt das Licht im Takte des Wechselstromes, so daß man einen Wechselstromlichtbogen bei schneller Bewegung eines Gegenstandes (Hand, Stock) im Bogenlicht ohne weiteres erkennt. Der schnell bewegte Gegenstand scheint sich in eine Reihe getrennter einzelner Bilder aufzulösen.

Güntherschulze.

Wechselstromlokomotive s. Lokomotive, elektrische.

Wechselstromröhre (Verstärkung elektr. Ströme) s. Indirekt geheizte Glühkathode und Kurzfadentöhre.

Wechselstromsirene. Diese Vorrichtung dient zur Erzeugung nahezu sinusförmigen Wechselstroms von einstellbarer Frequenz zu Meßzwecken. Sie besteht aus einer in Lagern drehbaren, durch einen Motor angetriebenen Scheibe, welche am Rande parallel zur Achse Eisenstücke in gleichen Abständen trägt, die bei der Drehung des Rades an den Polen eines

Elektromagneten vorbeigeführt werden. Durch den hierbei periodisch veränderten Kraftlinienfluß im Eisen wird ein Wechselstrom in der Wicklung des Elektromagneten erzeugt. Nach diesem Prinzip werden jetzt auch große Maschinen (Hochfrequenzmaschinen) gebaut bis zu einer Frequenz von 1000/Sek. Wenn die Achse der Scheibe mit einem Zählwerk oder einem Kontaktmacher verbunden wird, kann man ihre Umdrehungsgeschwindigkeit — im letzteren Falle z. B. mit einem Chronographen — bestimmen und damit die Frequenz ermitteln.

W. Jaeger.

Näheres s. Dolezalek, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 23, 240; 1903.

Wechselstromwiderstände. Zu Meßwiderständen bei Wechselstrom werden in der Regel auch wie bei Gleichstrommessungen Manganinwiderstände (s. d.) verwendet, die aber noch die besondere Bedingung erfüllen müssen, daß der Phasenwinkel klein ist. Bei hohen Frequenzen muß auch der den Ohmschen Widerstand vergrößernde Skineffekt vermieden werden, was im allgemeinen durch Anwendung von Litzendrähten erreicht werden kann. In erster Linie muß die Induktivität und die Kapazität des Widerstandes soweit als möglich herabgedrückt werden. Die bei Gleichstrommessungen benutzten bifilar gewickelten Widerstände haben zwar eine kleine Induktivität, aber ihre Kapazität ist erheblich. Daher werden andere Wicklungsmethoden für Wechselstromwiderstände benutzt. Bei kleinem Widerstandsbetrag ist besonders die Induktivität, bei großem die Kapazität wirksam. Die Kapazität wird durch die von Chaperon angegebene Wicklungsmethode erheblich herabgedrückt; dieses Verfahren besteht darin, daß eine gerade Anzahl unifilarer Lagen gewickelt wird, wobei der Wicklungssinn nach jeder Lage geändert wird. Um die Kapazität noch weiter herabzudrücken, wird die Wicklung aus kurzen Abteilungen zusammengesetzt (Wagner und Wertheimer). Eine andere Wicklungsart, bei der man den Abstand der Drahtstücke so wählen kann, daß Induktivität und Kapazität eine bestimmte Größe annehmen, ist von Orlich angegeben worden.

W. Jaeger.

Näheres s. z. B. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Wechselstromzähler s. Elektrizitätszähler.

Wechselersetzung s. Doppelte Umsetzung.

Weglänge, mittlere freie s. Kinetische Theorie der Materie; Molekeln.

Weglänge, molekulare s. Molekeln.

Weglänge, optische s. Optische Abbildung.

Weglängengradient. Nach Gehlhoff die auf eine mittlere freie Weglänge bei einer Gasentladung entfallende Spannung. Sie ist die für die Gasentladung maßgebende Spannungsgröße, da es bei den Gasentladungen darauf ankommt, wie viel Energie die Ionen zwischen zwei Zusammenstößen, d. h. auf einer freien Weglänge aufnehmen. Diese Energie hängt nur von der Größe des Weglängengradienten, nicht dagegen von Druck oder Stromstärke ab. Der Weglängengradient hängt von der Gasart und von den Abmessungen des Entladungsgefäßes ab. Er ist um so größer, je kleiner der Durchmesser eines Entladungsrohres, gemessen in freien Weglängen, ist. Wird der Einfluß der Gefäßwände durch Verwendung sehr großer Gefäße beseitigt, so ist er sehr klein. Güntherschulze.

Wehneltkathode s. Glühkathode.

Wehneltkala. Härtemesser für Röntgenstrahlen, welcher auf dem gleichen Prinzip beruht wie die Benoistskala (s. d.). Doch brachte Wehnelt insofern eine Verbesserung an, als er von der kreisförmigen Anordnung, die zu Täuschungen infolge von Kontrastwirkungen Veranlassung gibt, abging und zum Vergleich mit einem 0,01 cm dicken Silberblech einen kontinuierlich dicker werdenden Aluminiumkeil von 20 cm Länge anwandte, dessen Dicke von 0,01—1,6 cm ansteigt. *Behnken.*

Wehneltunterbrecher. Der Wehneltunterbrecher gehört zur Klasse der elektrolytischen Unterbrecher wie der Simonunterbrecher. Er besteht aus einem Glasgefäß, in das als positive Elektrode ein dünner Platindraht eingeführt ist, der, wie in Fig. 1 schematisch dargestellt ist, einige Millimeter aus einem Isolator, meist einem Porzellanrohr, herausragt. Als negative Elektrode dient eine Bleiplatte.

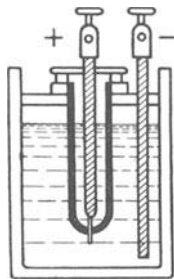


Fig. 1. Wehneltunterbrecher.

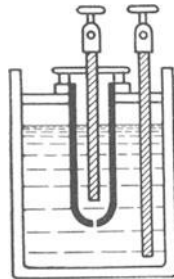


Fig. 2. Lochunterbrecher (Simonunterbrecher).

Infolge der hohen Stromdichte an der Spitze bildet sich durch elektrolytische Zersetzung und Verdampfung eine isolierende Gas- oder Dampfblase, die den Strom unterbricht. Die Unterbrechung gibt aber in dem Stromkreis eine Induktionsspannung, die die Blase als Funke durchschlägt, wobei ein Teil der Blase, der aus Knallgas besteht, explodiert und den übrigen Teil mit sich fortschleudert. Durch die nun folgende Berührung zwischen Platinstift und Elektrolyten kann das Spiel von vorne beginnen. Eine gewisse Regulierung der Unterbrechungszahl, die bis zu einigen Tausenden pro Sek. reichen kann, läßt sich durch verschiedenes tiefes Eintauchen des Stiftes in den Elektrolyten erzielen. Ein Löschkondensator ist beim Wehneltunterbrecher unnötig. Das Anwendungsgebiet des beschriebenen Unterbrechers besteht hauptsächlich in der Verwendung bei dem Induktorbetrieb. An die Stelle des Stiftes kann auch ein Loch treten (Lochunterbrecher, Simonunterbrecher) s. Fig. 2.

Wehr s. Überfall, auch Streichwehr.

Weicheiseninstrumente. Die Wirkung dieser meist zu Wechselstrommessungen benutzten Strommesser beruht darauf, daß ein Kern aus weichem Eisen in eine Spule, welche von dem zu messenden Strom durchflossen wird, hineingezogen wird. Die Gegenkraft wird durch ein Gewicht oder eine Feder gebildet; mit dem Kern ist direkt oder mit Übertragung ein Zeiger verbunden, welcher an einer geeichten Skala die Stromstärke anzeigt. Da bei einem Richtungswechsel des Stromes auch die Polarität des Eisens sich ändert, so bleibt die Krafterrichtung beim Stromwechsel ungeändert. Wegen der Hysterese des Eisens ist die Einstellung aber von der Periodenzahl und auch von der Form der Stromkurve ab-

hängig, so daß die Instrumente für genauere Messungen kaum benutzt werden. Gewöhnliche Nadelgalvanometer für Gleichstrom können in ähnlicher Weise Verwendung finden, wenn die Nadel unter 45° zur Windungsebene der Spule gestellt wird. *W. Jaeger.*

Weigert-Effekt. Läßt man eine Auskopierschicht im Licht (dunkel) anlaufen und bestrahlt darauf einen Fleck mit geradlinig polarisiertem Licht, so erscheint der Fleck rot. Durch einen Nikol betrachtet erscheint er dichroitisch und zwar dann am hellsten, wenn die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors beim beleuchtenden Licht gleich ist der Richtung, unter der man den Fleck betrachtet. *Meidinger.*

Weißvalenzen der homogenen Lichter s. Adaptation des Auges.

Weitwinkelobjektive. Bei Aufnahmen, die einen sehr großen Bildwinkel erfordern, z. B. bei Innenaufnahmen, hat man sich der Weitwinkel-Objektive zu bedienen. Da die Größe des Bildwinkels und der Lichtstärke in einer gewissen gegensätzlichen Abhängigkeit stehen, besitzen diese Objektive meist eine geringere Lichtstärke. Als Vertreter seien hier genannt das Protar (C. Zeiß) mit der relativen Öffnung 1:18, das über einen Gesichtswinkel von über 100 Grad verfügt; ferner der Doppel-Anastigmat Hypergon (C. P. Goerz) mit der relativen Öffnung 1:22, der aus zwei halbkugelförmigen, sehr dünnen einfachen Linsen symmetrisch zusammengesetzt ist und in fast idealer Weise frei von Astigmatismus und Bildfeldkrümmung für den sehr großen Bildwinkel von etwa 140 Grad ist; dagegen ist eine Hebung der sphärischen und chromatischen Bildfehler nicht herbeigeführt. *W. Merté.*

Wellen. Unter dem Stichwort: Oberflächenwellen findet man Kapillar- und Schwerwellen, auch Gerstnersche Wellen behandelt, unter: Schiffswellen findet man Bug-, Heck-, Diagonal- und Querwellen, unter: Ebbe und Flut die Ebbe- und Flutwellen; wegen Kanalwellen, Wanderwellen, Hebungs- und Senkungswellen sowie wegen Einzelwelle s. d. *Eisner.*

Wellenbewegung. Allgemein wird jede räumlich fortschreitende Zustandsänderung innerhalb eines Mittels eine Wellenbewegung genannt, d. h. die Welle ist ein sich fortpflanzender Bewegungszustand der Teilchen eines Mittels. Die Teilchen denkt man sich mit gleichen Kräften der Anziehung und Abstoßung aufeinander wirkend und derart miteinander verbunden, daß eine Zustandsänderung des einen Teilchens eine etwas spätere des Benachbarten, und so fort, bewirkt. Der Verband der Teilchen untereinander kann dabei entweder durch äußere Ursachen erzeugt sein, oder als ein innerer molekularer bestehen.

Ebene Wellen.

Betrachtet man die Zustände, die längs einer von einem Punkte O aus gezogenen Geraden zu einer Zeit t_0 gleichzeitig herrschen, so findet man in einer bestimmten Entfernung, die v Längeneinheiten beträgt, einen Zustand, der demjenigen entspricht, der eine Zeiteinheit vor der Zeit t_0 im Punkte O bestand. Oder, allgemein entspricht der Zustand, der zur Zeit t_0 in einer Entfernung x vom Punkte O herrscht, einem Zustande, der im Punkte O zur Zeit

$$t = \left(t_0 - \frac{x}{v} \right) \dots \dots 1)$$

bestanden hat. Die Ausbreitung einer derartigen Zustandsänderung nennt man eine fortschreitende ebene Welle, wobei die Größe v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle darstellt; diese ist also gleich dem Weg, den die Wellenbewegung in der Zeiteinheit zurücklegt.

Die einfachste Form einer Wellenbewegung ist die ebene fortschreitende Sinus-Welle (harmonische Welle), doch kann, nach einem Satz von Fourier, jede beliebige Wellenform durch Superposition einer Reihe von Sinus-Wellen dargestellt werden. Bei dieser Wellenform wird die Zustandsänderung des Teilchens durch eine harmonische Schwingung bewirkt, was voraussetzt, daß das Teilchen in der Zeit T (Periode) eine vollständige Schwingung (s. d.) ausführt und dabei, während der Zeit T , zweimal die größte Entfernung von der Gleichgewichtslage (Amplitude) erreicht. Den Zustand, in dem sich das Teilchen zu einer beliebigen Zeit t befindet, nennt man Phase und die dabei erreichte Schwingungsweite Elongation. In 1 Sekunde vollführt das Teilchen eine bestimmte Anzahl von Schwingungen, die man mit Frequenz ν bezeichnet; sie ist gleich dem reziproken Wert der Periode T .

$$\nu = \frac{1}{T} \quad \dots \quad 2)$$

Sind die Schwingungen gedämpft, so nehmen die Amplituden ab; das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden heißt Dämpfungsverhältnis und die Differenz ihrer Logarithmen das logarithmische Dekrement (s. d.). Der Abstand λ zwischen zwei unmittelbar aufeinander folgenden Punkten gleicher Schwingungsphase wird die Wellenlänge genannt. Sie kann auch als der Weg betrachtet werden, um den die Wellenbewegung in der Zeitdauer T einer Schwingung vorrückt. Zwischen λ , ν , T und v bestehen die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= v \cdot T \\ \nu &= \frac{\lambda}{T} \\ v &= \nu \cdot \lambda \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad 3)$$

Man unterscheidet transversale und longitudinale Wellenbewegungen. Das Teilchen schwingt bei der Ersteren senkrecht oder transversal zur Fortpflanzungsrichtung, bei der letzteren aber parallel zur Fortpflanzungsrichtung. Die longitudinale Wellenbewegung bewirkt Dichtenänderungen des Trägers der Bewegung und zwar bewegen sich bei einer Verdichtung die Teilchen in der Richtung der Fortpflanzung, hingegen bei Verdünnungen dieser entgegengesetzt. Transversale Wellenbewegungen rufen Form oder Gestaltsänderungen des Trägers der Bewegung hervor; sie allein können in einem festen, inkompressiblen Körper (Äther) auftreten, da ein solcher Volumdilataionen nicht zuläßt.

Analytische Darstellung. Der Verlauf der Zustandsänderung im Punkte O sei dargestellt durch die stetige und differentierbare Funktion der Zeit

$$S = \varphi(t) \quad \dots \quad 4)$$

Nach Gl. 1 wird dann der allgemeine Ausdruck für eine ebene, absorptionsfreie Welle in einem beliebigen Punkte P in der Entfernung x von O dargestellt sein durch die Gl.

$$S = \varphi\left(t \mp \frac{x}{v}\right) \quad \dots \quad 5)$$

wobei das negative Zeichen gilt, wenn die Welle von dem Bezugspunkt O fortschreitet, das positive, wenn diese auf O zuschreitet, und wobei vorausge-

setzt ist, daß der Zustand im Punkte P zur Zeit

$\left(t_0 \mp \frac{x}{v}\right)$ gleich dem Zustande in O zur Zeit t_0 ist.

Letzteres braucht jedoch nicht immer der Fall zu sein, so daß der allgemeine Ausdruck für eine Welle ausgedrückt ist durch

$$S = \psi(x) \cdot \varphi\left(t \mp \frac{x}{v}\right) \quad \dots \quad 6)$$

Findet eine Absorption der ebenen Welle statt, so ist

$$\psi(x) = e^{-\alpha x} \quad \dots \quad 7)$$

wobei α eine Konstante.

Im folgenden soll jedoch die ebene absorptionsfreie Sinus-Welle betrachtet werden. Ihre Zustandsänderung ist dargestellt durch:

$$\left. \begin{aligned} S &= A \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t \mp \frac{x}{v} \right) + \varepsilon \right] \\ &= A \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} \mp \frac{x}{\lambda} \right) + \varepsilon \right] \\ &= A \sin \left[2\pi \nu \left(t \mp \frac{x}{v} \right) + \varepsilon \right] \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad 8)$$

Hierbei ist ε eine Phasenkonstante, die aber durch geeignete Wahl des Nullpunktes eliminiert werden kann, weshalb im allgemeinen gilt:

$$S = A \sin 2\pi \nu \left(t \mp \frac{x}{v} \right).$$

Interferenz. Wellen lassen sich zusammensetzen und zerlegen. Treffen zwei Wellenzüge aufeinander, so beeinflussen sie sich im allgemeinen in ihrer geometrischen Ausbreitung nicht, und jedes Teilchen vollführt eine aus den Einzelbewegungen resultierende Bewegung. Es seien O_1 und O_2 die Ausgangspunkte zweier Wellen und x_1 bzw. x_2 die Entfernungen bis zu einem betrachteten Punkt P , in dem sie interferieren. Die Wellen werden hierbei im allgemeinen, selbst wenn sie gleiche Phasenkonstanten hatten, im Punkte P verschiedene Phasen haben, und zwar ist der Phasenunterschied δ , bei vorher gleichen Phasenkonstanten, gegeben durch

$$\delta = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \quad \dots \quad 9)$$

Wird die Differenz $x_2 - x_1$, die man den Gangunterschied nennt, gleich einem ganzen Vielfachen von λ , so wird δ gleich einem ganzen Vielfachen von 2π , die Phasendifferenz verschwindet also. Daraus folgt, daß bei der Interferenz von Wellen gleicher Wellenlänge, gleicher Schwingungs- und Fortpflanzungsrichtung sich die Amplituden verstärken, wenn der Gangunterschied ein gerades

Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$, hingegen sich schwächen, wenn der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist. Eine vollständige Auslöschung der Wellenbewegung tritt ein, wenn auch die Amplituden der interferierenden Wellen gleich sind und der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ beträgt. Eine besondere Art von Wellen, sog. stehende Wellen, werden hervorgerufen, wenn zwei Wellen von gleicher Amplitude, Periode und Phase, jedoch entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung zusam-

mentreffen. Für diesen Fall ist die Gleichung der resultierenden Welle dargestellt durch

$$S = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right) \quad (10)$$

oder umgeformt

$$S = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (11)$$

Hieraus ist ersichtlich, daß für $t = 0, \frac{T}{2}, \frac{3T}{2}$ usw.

S überall verschwindet und ebenso an den Stellen, an denen x ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{4}$ ist,

oder dann, wenn

$$\cos \frac{2\pi x}{\lambda} = 0.$$

Diese Stellen, an denen jede Schwingung aussetzt, heißen Schwingungsknoten, während man die Stellen, an denen die Schwingung dem absoluten Betrage nach am größten wird, mit Schwingungsbäuche bezeichnet. Letztere bestehen, wenn

$x = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}$ usw., d. h. wenn x gleich einem

ganzen Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$, oder, wenn

$$\cos \frac{2\pi x}{\lambda} = 1.$$

Auch andere Schwingungsformen können durch interferierende Wellen entstehen. Haben z. B. zwei zusammentreffende Wellen gleiche Periode und Amplituden, während die Richtungen ihrer linearen Schwingungen senkrecht aufeinanderstehen, so erfolgt, wie sich leicht zeigen läßt, die resultierende Schwingung in Form eines Kreises, wenn der Gangunterschied $\frac{\lambda}{4}$, oder die Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ beträgt.

Reflexion (vgl. d. A.). Trifft eine Welle in einem Mittel auf eine Trennungfläche zu einem anderen Mittel, so kann hierbei die Welle reflektiert werden, und zwar erfolgt die Reflexion transversaler Wellen beim Auftreffen auf ein dünneres Mittel ohne Phasenänderung, jedoch beim Auftreffen auf ein dichteres Mittel mit einem Übergang in die entgegengesetzte Phase. Longitudinale Wellen werden reflektiert, indem am dünneren Mittel aus einer Verdichtung eine Verdünnung wird, während beim dichteren Mittel eine Verdichtung als Verdünnung zurückgeht. Im Falle der Reflexion in sich selbst, d. h. wenn eine fortschreitende Welle mit entgegengesetzter Phase zurückgeworfen wird, entsteht eine stehende Welle (s. o.).

Differentialgleichung der ebenen Welle. Es ist:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = - \frac{4\pi^2}{T} \cdot S \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = - \frac{4\pi^2}{\lambda} \cdot S \quad (13)$$

Kombiniert man die beiden Gleichungen und setzt dabei $\frac{\lambda}{T} = \kappa$, so ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial T^2} = \kappa^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \quad (14)$$

Die allgemeine Lösung dieser partiellen Differentialgleichung, die man auch mit „Differentialgleichung

der schwingenden Saite“ bezeichnet, ist gegeben durch

$$S = C_1 \cdot \varphi_1 \left(t - \frac{x}{\kappa} \right) + C_2 \cdot \varphi_2 \left(t + \frac{x}{\kappa} \right) \quad (15)$$

wobei φ_1 und φ_2 ganz beliebige Funktionen darstellen und C_1 und C_2 willkürliche Konstanten sind. Jede partielle Differentialgleichung von der Form der Gl. 14 hat jedoch eine paritkulare Lösung

$$S = A \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t \mp \frac{x}{\kappa} \right) + \varepsilon \right] \quad (16)$$

die in Gl. 8 übergeht, wenn man $\kappa = \frac{\lambda}{T} = v$ setzt.

Wellenbewegung im Raume.

Findet eine Zustandsänderung in einem Punkte O statt, der von einem schwingungsfähigen Raum umgeben ist, so pflanzt sich die Änderung des Zustandes nach allen möglichen Richtungen des Raumes fort.

In einem isotropen Mittel wird dann die Fortpflanzung einer Wellenbewegung in allen Richtungen in gleicher Weise erfolgen (Kugelwelle), wobei alle Punkte, die sich auf einer um das Wellenzentrum O beschriebenen Kugelfläche befinden, die gleiche Phase haben müssen. Eine solche Fläche wird Wellenfläche genannt und die dazugehörigen Radien Wellenstrahlen. Die Stärke der Zustandsänderung ist, abgesehen von Bewegungshindernissen, dem Quadrate der Entfernung vom Wellenzentrum umgekehrt proportional, da ja die Bewegungsenergie der Teilchen mit wachsendem Radius an eine immer größer werdende Anzahl von Nachbartheilchen abgegeben werden muß, denn die Größe der Wellenfläche wächst proportional dem Quadrate des Radius. In großer Entfernung vom Wellenzentrum kann ein nicht zu großes Stück einer Kugelfläche als eben angesehen werden, oder überhaupt dann, wenn die linearen Dimensionen eines Flächenstückes klein sind gegenüber den Dimensionen der zugehörigen Radien. Ein so definiertes Stück der Kugelwelle wird Wellenebene oder Planwelle genannt; diese stehen stets senkrecht auf dem zugehörigen Strahlenbündel.

In einem allseitig das Wellenzentrum umgebenden Mittel kann man jeden von der Wellenbewegung getroffenen Punkt als Mittelpunkt einer neuen Kugelwelle ansehen. Alle diese neuen Wellen (Elementarwellen) breiten sich mit derselben Geschwindigkeit aus wie die Hauptwelle, und diese ist mit der aus den Elementarwellen resultierenden Welle identisch. (Prinzip von Huygens s. d.)

Reflexion (vgl. d. A.). Eine Kugelwelle wird an einer ebenen Grenzfläche so reflektiert, als ob die zurückgeworfene Wellenbewegung ihr Erregungszentrum in einem Punkte O' hätte, der ebensoweit hinter der Grenzfläche liegt, wie das ursprüngliche Wellenzentrum O vor dieser; dabei hat man sich die Gerade OO' senkrecht zur Grenzfläche stehend zu denken.

Differentialgleichung der Räumlichen Welle. Es sei

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = \kappa^2 \Delta S \quad (17)$$

die partielle Differentialgleichung einer räumlichen Wellenbewegung, wobei

$$\Delta S = \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \quad (18)$$

außerdem sei

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (19)$$

wobei r die Entfernung eines beliebigen Punktes vom Wellenzentrum O bedeute. Dann läßt sich Gl. 17 durch Umformungen auf die Form bringen:

$$\frac{\partial^2(rS)}{\partial t^2} = \kappa^2 \frac{\partial^2 S(r)}{\partial r^2} \quad (20)$$

Diese Gleichung hat dieselbe Form wie Gl. 14 und hat wie diese auch eine partikuläre Lösung von der Gestalt

$$r \cdot S = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{\kappa} \right) \quad (21)$$

oder

$$S = \frac{A}{r} \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{\kappa} \right) \quad (22)$$

Diese Gleichung stellt die räumliche Ausbreitung einer harmonischen Schwingung im Punkte O dar, wobei, wie man sieht, die jeweilige Amplitude vom Orte abhängig ist. Da auf einer mit dem Radius r um O beschriebenen Kugelfläche zu einer bestimmten Zeit t alle Werte von S gleich sind, wird also durch Gl. 22 eine Kugelwelle beschrieben.

Bei einer Planwelle ist

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

und die Gl. 17 nimmt die Form an:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = \kappa^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \quad (24)$$

Diese Gl. ist aber identisch Gl. 14, ist also die einer ebenen Welle, womit es ersichtlich wird, daß die ebenen Wellen nur ein Spezialfall der Kugelwellen sind. (Vgl. a. Akustik, Ausbreitung der Wellen längs Drähten, Ausbreitung der Wellen längs der Erde, Beugung, Dopplersches Prinzip, Eigenschwingung, Elastizität, Fermatsches Prinzip, Interferenz, Kapillarwellen, Lichtbrechung, Maxwell'sche Theorie, Oberflächenwellen, Phasenhelle, Plattenschwingungen, Polarisierung, Saitenschwingungen, Schall, Stabschwingungen, Stehende Lichtwellen, Wasserwellen, Wellen, elektrische Wellenmechanik.) *v. Staal.*

Wellen, elektrische, längs Drähten. Elektrische Wellen längs Drähten stellen nicht quasistationäre Vorgänge dar, da der Strom im Leiter zu einer gegebenen Zeit nicht an allen Stellen des Drahtes gleich stark ist. Kapazität und Selbstinduktion sind längs des Leitersystems verteilt. Die wichtigsten Anordnungen sind: der einzelne, gerade ausgespannte Draht (Antenne), zwei parallele Drähte (Lecher-System s. d.) und der von einem zylindrischen, koaxialen, leitenden Mantel umgebene Draht (Kabel). Die Theorie der in diesen Systemen auftretenden elektrischen Schwingungen führt, abgesehen von einigen speziellen Fällen (s. weiter unten) zu der Gleichung

$$\frac{\partial^2 J}{\partial t^2} + \frac{\bar{R}}{L} \frac{\partial J}{\partial t} - \frac{1}{LC} \frac{\partial^2 J}{\partial x^2} = 0,$$

die die Telegraphengleichung genannt wird. Hierin bedeutet \bar{L} , \bar{C} , \bar{R} Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand pro Längeneinheit, J den Strom im Draht. Die allgemeine Lösung der Gleichung lautet:

$$J = f(\chi + vt) + \varphi(\chi - vt)$$

und führt, je nach den Grenzbedingungen, zu fort-

schreitenden oder zu stehenden Wellen. Eine entsprechende Gleichung gilt für die Spannung. Der Lösung entsprechen zwei Spannungs- und zwei Stromwellen, die längs der Leitung in entgegengesetzter Richtung laufen. Ist der Strom im Punkte $x = 0$ eine Sinusfunktion der Zeit $I = 2 I_0 \sin(\omega t)$, so breiten sich von der Stelle $x = 0$ nach beiden Seiten Sinuswellen mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ aus. Erleidet

das Leitersystem an irgendeiner Stelle in Richtung seiner Länge eine Veränderung z. B. in einem freien oder geerdeten Ende, beim Übergang zu einem anderen Dielektrikum oder durch Überbrückung der Drähte, so treten an diesen Stellen Reflexionen auf. Über die ankommende Welle lagert sich eine zurücklaufende Welle, die in der Phase gegen jene verschoben ist. Es ergeben sich jetzt im allgemeinen stehende Wellen, die man stets dann erhält, wenn zwei fortschreitende Wellen gleicher Wellenlänge und Amplitude aber entgegengesetzter Richtung sich überlagern. Der Strom hat an allen Stellen des Drahtes dieselbe Phase, aber seine Amplitude ändert sich längs des Drahtes. Trägt man über den einzelnen Punkten des Leitersystems die Stromamplitude als Ordinate auf, so erhält man als Kurve der Stromverteilung Sinuskurven. Bei einem einfachen geraden Draht z. B. erhält man für Strom und Spannung bei der Grundwelle eine halbe Sinusschwingung. In der Mitte liegt der Strombauch bzw. Spannungsknoten, an den Enden Stromknoten und Spannungsbäuche. Außer der Grundschiwingung können auch beliebige Oberschwingungen auftreten.

Während die einfachen Ableitungen aus der Telegraphengleichung für das Kabel und das System paralleler Drähte streng gültig sind, treffen sie für den geraden Einzeldraht nicht mehr streng zu, wenn das Leitungsvermögen des Drahtes gering ist, insbesondere also für nichtmetallische Drähte. Die Theorie dieser Fälle ist von Sommerfeld, Hondros und Debye aufgestellt. Die hauptsächlichsten Folgerungen sind, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der am Draht entlang laufenden Wellen von der Lichtgeschwindigkeit abweicht und daß die Wellen in Richtung der Drahtachse stark gedämpft sind.

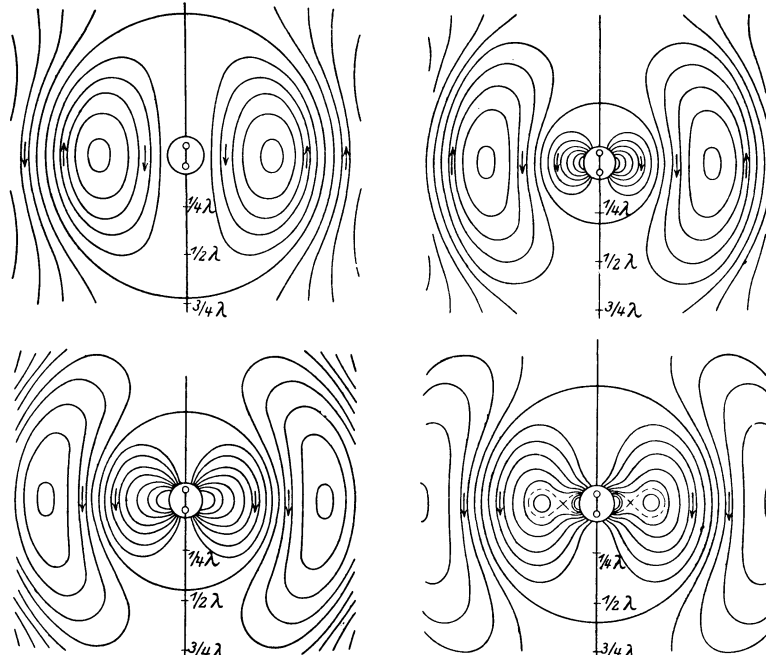
Siehe auch: Lechersches System. *E. Alberti.*
Näheres s. *Drude*, Physik des Äthers.

Wellen, elektrische, in Luft. Von einem schwingenden elektrischen Dipol werden in dem umgebenden Raum elektrische und magnetische Wechselfelder gleicher Frequenz erzeugt. Diese Felder schreiten in Luft als Medium mit Lichtgeschwindigkeit fort und zwar in größerer Entfernung vom Dipol angenähert auf einer vom Dipol sich ausbreitenden Kugelschale. Das magnetische Wechselfeld verläuft längs der Breitenkreise zirkular um den Dipol, während die elektrischen Feldkomponenten radial und tangential in Richtung der Längenkreise verlaufen. Die radiale Komponente verschwindet in größerer Entfernung. Elektrische und magnetische Feldstärken stehen also senkrecht aufeinander und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung, die Wellen sind Transversalwellen. In Richtung ihrer Ausbreitung findet ein Energiefluß statt. Der Betrag der ausgestrahlten Energie ist:

$$S = \frac{1}{4\pi c} \mathcal{E}^2,$$

also dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportional, c ist die Lichtgeschwindigkeit. Näheres über die ausgestrahlte Energie siehe unter Ausbreitung der elektrischen Wellen längs der Erde. Das elektrische Feld in der näheren Umgebung des schwingenden Dipols ist in der Figur in den verschiedenen Phasen in der Hertzschen Darstellung wiedergegeben. Die aus den Polen hervorgehenden Kraftlinien schnüren sich allmählich ab und wandern als freie Wirbel in den Raum. Beim Vorhandensein von elektrischen Leitern deformiert sich das Feld und zwar so, daß die

man bei kurzen elektrischen Wellen eine ausgeprägte Richtwirkung erzielen kann. Aber auch an anderen leitenden Flächen, wie z. B. der Heaviside-Schicht beobachtet man Reflexionen. Eine Beugung der Wellen findet bei der Ausbreitung um die Erde statt, doch ist man hier über die Vorgänge und die Ursachen noch nicht ganz im klaren. Stehende Wellen in Luft sind von Lindman nachgewiesen worden. Er ließ dazu die von einem Hertzschen Oszillator ausgehenden Wellen an einem ebenen metallischen Schirm reflektieren und bestimmte mit einem stabförmigen Resonator die



Elektrisches Feld um einen schwingenden Dipol.

elektrische Feldstärke stets senkrecht auf dem Leiter steht. Da nun andererseits bei einem frei schwingenden Dipol auf der Äquatorebene die elektrischen Kraftlinien ebenfalls senkrecht stehen, so würde sich an seinem Kraftlinienverlauf nichts ändern, wenn die Äquatorebene durch eine ebene metallische Fläche ersetzt würde. Daraus folgt unter anderem, daß sich bei einem auf der Erdoberfläche senkrecht stehenden Antennendrahte der Feldlinienverlauf ergibt, wenn man die Antenne durch ihr Spiegelbild unter der Erde zu einem Dipol ergänzt. Bei einem beliebigen Strahlungsgebilde erhält man den Kraftlinienverlauf, wenn man sich das Strahlungsgebilde aus einzelnen Hertzschen Dipolen zusammengesetzt denkt, deren Felder sich einfach überlagern. Man erhält dann im allgemeinen keine nach allen Richtungen gleichmäßige Strahlung mehr, sondern in einigen Richtungen Maxima, in anderen Minima.

Wie bei Lichtwellen, so erhält man auch bei elektrischen Wellen die Erscheinungen der Brechung, Reflexion, Beugung und der stehenden Wellen. Die Brechung hat man mit Prismen aus isolierendem Material, wie Pech, Paraffin oder dgl. nachgewiesen, Reflexion ergibt sich an allen leitenden Flächen. Sie tritt besonders in Erscheinung bei der Verwendung zylindrischer Parabolspiegel, mit denen

Intensität des Feldes längs des vom Mittelpunkt des Oszillators auf den Spiegel gefällten Lotes. Aus der Lage der Maxima und Minima ergibt sich die Länge der stehenden Wellen. S. a. unter Hertzsche Wellen.

E. Alberti.

Näheres s. Rüdtenberg, Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. 1926.

Wellenfläche s. Beugung und Optische Abbildung.

Wellenlänge (λ). In der Fortschrittrichtung von Wellen der doppelte Abstand zweier aufeinander folgender, im Ruhestand befindlicher Punkte oder die kürzeste Entfernung zwischen zwei Punkten gleicher Phase. Die Wellenlänge ist gleich der Geschwindigkeit der Wellenausbreitung durch die Frequenz $= \frac{c}{n}$.

A. Meißner.

Wellenmechanik, von Schrödinger 1926 angegebene quantentheoretische Erweiterung der klassischen Mechanik. Der Weg, auf dem man hierzu gelangt, ist etwa der folgende. Bedeuten q_k, \dot{q}_k, p_k Koordinaten, Geschwindigkeiten und Impulse eines konservativen mechanischen Systems von beliebig vielen Freiheitsgraden k,

$$T(q_k, p_k) = \bar{T}(q_k, \dot{q}_k)$$

seine kinetische Energie, eine quadratische Form der \dot{q}_k und $V(q_k)$ seine potentielle Energie, so lautet seine Hamiltonsche partielle Differentialgleichung

$$\frac{\partial W}{\partial t} + T\left(q_k, \frac{\partial W}{\partial q_k}\right) + V(q_k) = 0$$

mit der Lösung

$$W = -Et + S(q_k),$$

in welcher

$$E = T + V$$

die Systemenergie darstellt. Im vieldimensionalen Koordinatenraum der q_k mit dem durch

$$ds^2 = 2\bar{T}(q_k, \dot{q}_k) \cdot dt^2$$

bestimmten Linienelement ds der dq_k gedeutet, liefert dies

$$2T\left(q_k, \frac{\partial W}{\partial q_k}\right) \equiv (\text{grad } W)^2 = 2(E - V),$$

oder bei alleiniger Betrachtung der zeitlichen Abhängigkeit

$$ds = \frac{E \cdot dt}{\sqrt{2 \cdot (E - V)}} = u \cdot dt.$$

Die Flächen $W = \text{const.}$ können daher aufgefaßt werden als ein System von Wellenflächen einer im q_k -Raum fortschreitenden, aber stationären Wellenbewegung mit der Phasengeschwindigkeit u , und man überzeugt sich leicht, daß das Fermatsche Prinzip, auf diese Wellenausbreitung angewendet, mit dem gewöhnlichen Hamiltonschen Prinzip der Mechanik in der Maupertuisschen Form gleichbedeutend ist. Der Bildpunkt des mechanischen Systems im q_k -Raum bewegt sich dagegen bei konstanter Energie E mit der direkt aus dem Linienelement ds zu entnehmenden Geschwindigkeit

$$v = \frac{ds}{dt} = \sqrt{2T} = \sqrt{2 \cdot (E - V)};$$

die Verschiedenheit dieser Größe von u erklärt sich daraus, daß der Punkt während seiner Bewegung niemals auf derselben Wellenfläche $W = \text{const.}$ von konstanter Phase verbleibt.

Die vorstehend angedeutete Analogie der Mechanik mit einem Wellenvorgang im Koordinatenraum geht im wesentlichen bereits auf Hamilton zurück. Sie bildet ein Analogon zur geometrischen Optik, weil in ihr wie in jener, von der bis auf einen Maßfaktor gekennzeichneten Phase W abgesehen, nur Wellenstrahlen eine Rolle spielen, dagegen weder Begriffe, wie Wellenform, Amplitude, Wellenlänge, Frequenz, welche erst für die eigentliche Wellen- oder Interferenzoptik unerlässlich sind. Die Schrödingersche Vertiefung der geometrischen Mechanik zu einer undulatorischen Mechanik beruht darum wesentlich auf einer Annahme über die Form der W -Wellen, welche wie in der gewöhnlichen Wellenoptik Sinuswellen sein sollen. Da W von der Dimension einer Wirkungsgröße ist, die im Sinusargument auftretende Phase aber notwendig eine reine Zahl darstellt, muß W mit einem Maßfaktor von der Dimension einer reziproken Wirkungsgröße multipliziert werden. Damit das Gebiet der Materiewellen-Interferenzen in die Größenordnung der Atomdimensionen fällt, muß jener Maßfaktor von der Größenordnung $1/h$ sein, genauer $2\pi/h$, wo h das Plancksche Wirkungsquantum (s. d.) bedeutet. Diese fundamentale Entdeckung beinhaltet den einzigen Punkt, in welchem die Grundlagen der Wellenmechanik zu der früheren Quantentheorie in Beziehung treten. Wenn E den Absolutwert der Energie des mechanischen Systems bedeutet, gibt

$$\sin\left(\frac{2\pi W}{h} + \text{const.}\right) = \sin\left(\frac{2\pi Et}{h} + \frac{2\pi S(q_k)}{h} + \text{const.}\right)$$

mit $\nu = E/h$ die Frequenz der q_k -Raumwellen, mit

$$\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot (E - V)}}$$

ihre von diesem Absolutwert unabhängige Wellenlänge. u und v erweisen sich ganz allgemein als Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit der Materiewellen, ähnlich wie bei der schon früher von L. de Broglie auf (entbehrlicher) relativistischer Grundlage betrachteten Phasewelle (s. d.) eines Massenpunktes. Die weitere An-

nahme, daß die partielle Differentialgleichung der Schrödingerschen Wellen im q_k -Raum von der zweiten Ordnung ist, gibt für die „Wellenfunktion“ ψ

$$\text{div grad } \psi - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0,$$

oder wegen der vorausgesetzten Wellenform hinsichtlich eines zeitlichen Faktors $e^{2\pi i \nu t}$ die weitere Form der Wellengleichung

$$\text{div grad } \psi + \frac{8\pi^2}{h^2} (E - V) \psi = 0,$$

wobei die Operation div grad natürlich mit Beziehung auf das Linienelement ds des q_k -Raumes zu bilden ist.

Die scheinbar unübersehbare Mannigfaltigkeit von Lösungen ψ der Wellengleichung wird durch die physikalisch notwendige Forderung eingeschränkt, daß ψ im ganzen q_k -Raum eindeutig, endlich und stetig sein muß. Damit wird die physikalische Lösung der Wellengleichung zu jener eines bestimmten Randwertproblems, das nur für bestimmte, je nach den Umständen diskrete oder kontinuierlich verteilte Eigenwerte des Energieparameters E lösbar ist. Will man diese Eigenwerte für ein beliebiges mechanisches System, z. B. ein Bohrsches Atommodell, berechnen, so muß man dem klassisch-mechanischen Ausdruck seiner kinetischen Energie T die Kenntnis des q_k -Raum-Linienelementes entnehmen und die klassisch-mechanische Form seiner potentiellen Energie V in die Wellengleichung einsetzen. In allen bisher daraufhin durchgerechneten Fällen hat sich gezeigt, daß die Eigenwerte des Randwertproblems mit empirisch bekannten Energiewerten übereinstimmen, wobei die diskreten Eigenwerte den quantenhaften Energiestufen des abgeschlossenen Atomsystems, die kontinuierlich verteilten Eigenwerte den kontinuierlichen Energiewerten des zugehörigen, etwa im Ionisationszustand befindlichen un abgeschlossenen Atomsystems (z. B. Hyperbelbahnen im ehemaligen Wasserstoffatommodell) entsprechen. Als Spektralfrequenzen des Atomsystems ergeben sich einfach die Differenzschwingungen der zu verschiedenen Energie-Eigenwerten gehörigen Materiewellen; wegen $E_n = h\nu_n$, $E_m = h\nu_m$, wird die beim „Übergang“ $m \rightarrow n$ auftretende Spektralfrequenz ν_{mn} bestimmt durch

$$E_m - E_n = h(\nu_m - \nu_n) = h\nu_{mn},$$

was mit der Bohrschen Frequenzbedingung (s. d.) der älteren Quantentheorie (s. Bohrsche Theorie der Spektrallinien) gleichbedeutend ist.

Außer den Eigenwerten des Energieparameters liefert die Lösung des Randwertproblems der Wellengleichung noch die Amplituden der einzelnen Partialschwingungen von ψ , aus welchen sich ein mit dem elektrischen Moment des Atomsystems zusammenhängender Ausdruck und damit ein Maß für die „Übergangswahrscheinlichkeiten“ seiner Quantenprozesse bzw. für die Intensität seiner Spektrallinien gewinnen läßt. Für den Fall der relativistischen Mechanik oder einer expliziten Abhängigkeit der potentiellen Energie V von der Zeit, wie z. B. beim Dispersionsproblem (s. Quantenoptik), bedarf es noch einer gewissen Verallgemeinerung der obigen einfachen Form der Wellengleichung.

Wie Schrödinger nachträglich gefunden hat, stimmen nicht nur alle Ergebnisse seiner Theorie mit jener der Heisenbergschen Quantenmechanik (s. d.) überein, sondern die beiden Theorien sind mathematisch überhaupt einander völlig äquivalent. Die Aufzählung der bisherigen, ausnahmslos erfolgreichen Leistungen der Quantenmechanik (s. d.) gilt daher auch für die Schrödingersche Theorie, welche den Vorzug der bequemeren mathematischen Hilfsmittel für sich in Anspruch nehmen kann. — Schrödinger hat versucht, seine Auffassung zu einer rein kontinuierlich-feldmäßigen Deutung aller Quantenvorgänge auszugestalten, wogegen die Quantenmechanik von Heisenberg gerade im entgegengesetzten Sinne einer wahren Diskontinuumstheorie dargestellt worden ist. Vgl. dazu Art. Quantentheorie.

Näheres s. Schrödinger, Abhandlungen über Wellenmechanik, Leipzig 1926.

Wellenmesser. Diese hauptsächlich bei Messungen auf dem Gebiete der Hochfrequenz benutzten Apparate bestehen im wesentlichen aus einem Resonanzkreis, der durch eine Induktivität und Kapazität (Kondensator) gebildet wird. Von diesen ist die eine, meist der Kondensator, stetig variabel (Drehkondensator), während die andere stufenweise gestaffelt ist und zur Erzielung mehrerer Meßbereiche ausgewechselt wird; der Drehkondensator besitzt meist eine gleichmäßige Teilung und außerdem Teilungen direkt in Wellenlängen für die verschiedenen Meßbereiche, welche sich durch die auswechselbaren Induktionsspulen ergeben. Induktivität und Kapazität bilden einen Schwingungskreis von bestimmter Eigenfrequenz bzw. Wellenlänge, die sich nach der Formel $\lambda = 2\pi c \sqrt{LC} = 1,885 \times 10^9 \sqrt{LC}$ berechnet, worin λ die Wellenlänge in m, c die Lichtgeschwindigkeit in m, L und C die Induktivität und Kapazität in Henry und Farad bedeuten. Bei Einstellung des Schwingungskreises auf die zu messende Welle (Resonanz) ist die Amplitude der Schwingungen am größten; das Eintreten der Resonanz wird mit Hilfe eines Detektorkreises, der mit Telephon oder Galvanometer verbunden ist, oder durch einen Baretter bzw. eine Neonröhre usw. erkannt (vgl. drahtlose Telegraphie). Die käuflichen Wellenmesser sind meist auch mit einem Summierer ausgestattet, durch den man den Schwingungskreis erregen kann, so daß man mit Hilfe des Wellenmessers auch imstande ist, bei anderen Schwingungskreisen eine gewünschte Wellenlänge einzustellen. Die Apparate werden in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht.

W. Jaeger.

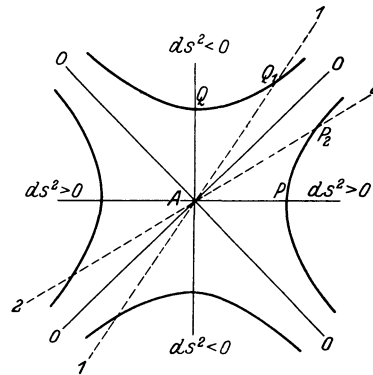
Wellenwiderstand s. Schiffswiderstand; Wanderwelle.

Welligkeit (Wandwelligkeit) s. Wandrauhigkeit und turbulente Bewegung der Flüssigkeiten.

Weltgeometrie. Die Relativitätstheorie (Minkowski) hat gezeigt, daß man Raum und Zeit zu einer einzigen vierdimensionalen Mannigfaltigkeit, der Welt, zusammenfassen muß, deren Geometrie sich in natürlicher Weise konstruieren läßt. Wir entwickeln den Gedanken zunächst für gravitationsfreie Räume, also für die spezielle Relativitätstheorie.

In der Figur geben wir die graphische Darstellung Minkowskis unter Beschränkung auf zwei Dimensionen, eine Raum- und eine Zeit-

koordinate. Die Zeitachse AQ steigt nach oben, die Raumachse AP läuft horizontal. Element der Welt ist das Punktereignis, der Weltpunkt, auch Koinzidenz (s. d.) genannt; ein Massenpunkt ist durch eine aufsteigende Linie dargestellt, seine Weltlinie, deren einzelne Weltpunkte dem Zustand des Massenpunkts zu verschiedenen Zeiten entsprechen. Ein im Anfangspunkt des Ausgangssystems ruhender Massenpunkt ist durch die Linie AQ dargestellt, ein gegen dieses System bewegter Massenpunkt durch die Linie AQ_1 .



Die Weltgeometrie Minkowskis.

Stärkere Neigung der Weltlinie entspricht größerer Geschwindigkeit des Massenpunktes. Eine derartige Weltlinie heißt zeitartig; daneben gibt es auch raumartige Weltlinien, wie sie z. B. durch die Lage aller Punkte eines starren Stabes zu einer gegebenen Zeit realisiert sind (Linie AP_2 und AP). Die Trennung beider Linien vollziehen die Weltlinien des Lichtes (Linien $0-0$). Da raumartige Weltlinien einer Überlichtgeschwindigkeit entsprechen würden, können sie nicht durch kausale Ausbreitungsvorgänge realisiert werden; hierin liegt eine fundamentale Voraussetzung der Relativitätstheorie. Ihre Weltpunkte können deshalb auf Gleichzeitigkeit (s. d.) transformiert werden.

Minkowski hat gezeigt, daß diese Verhältnisse durch eine Geometrie dargestellt werden, in der das Linienelement

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2$$

indefiniten Typus besitzt; d. h. die vierte Koordinate, die Zeit, geht mit negativem Vorzeichen ein. Dabei ist $x_4 = c \cdot t$ gesetzt, also die Zeiteinheit so gewählt, daß die Lichtgeschwindigkeit $c = 1$ wird. ds heißt das Intervall; es ist eine vierdimensionale Größe und durch zwei Punktereignisse in ähnlicher Weise bestimmt wie im Dreidimensionalen die räumliche Entfernung durch zwei Raumpunkte bestimmt ist. Im Gegensatz zur gewöhnlichen (definiten) Metrik tritt hier jedoch neben positivem auch negatives ds^2 auf, und dieser Unterschied liefert gerade die Einteilung in raumartige und zeitartige Intervalle. Denn die Trennungslinien $ds^2 = 0$ werden durch die Weltlinien $0-0$ des Lichtes gegeben (die Asymptoten der Hyperbeln).

Das Entscheidende besteht nun darin, daß für die Metrik der Intervalle eine einfache Realisierung durch natürliche Meßkörper existiert, ähnlich wie im Dreidimensionalen die räumliche Entfernung durch starre Stäbe realisiert wird; hieraus ent-

springt die Berechtigung für die Bezeichnung Weltgeometrie. $ds^2 = -1$ bedeutet geometrisch die Hyperbel oben und unten, die also als Ort aller Weltpunkte des Intervallabstandes -1 von A anzusehen ist. Physikalisch ist nun die Strecke AQ durch die Einheit einer Uhr realisiert, die im Anfangspunkt des Ausgangssystems ruht; versetzt man die Uhr in einen Bewegungszustand, z. B. längs der Weltlinie $1-1$, so würde AQ_1 der Uhr einheit entsprechen. Das Intervall -1 wird also in jeder Lage durch eine Uhr entsprechenden Bewegungszustandes realisiert. Entsprechend wird $ds^2 = +1$ durch starre Stäbe realisiert; der Ort für Weltpunkte des Intervallabstandes $+1$ von A ist die Hyperbel rechts und links, und AP und AP_2 entspricht der Länge eines starren Stabes, dessen einzelne Punkte Weltlinien parallel AQ bzw. $1-1$ beschreiben. Es läßt sich zeigen, daß derart zusammengehörige Weltgeraden wie $1-1$ und $2-2$ konjugierte Durchmesser der Hyperbeln sind; die Lorentztransformation (s. d.) stellt sich dann dar als Übergang von einem Paar konjugierter Durchmesser als Achsen zu einem anderen Paar.

Von Einstein ist die Weltgeometrie im Zusammenhang der allgemeinen Relativitätstheorie (s. d.) auf gravitationserfüllte Räume ausgedehnt worden. Dabei gelten im Infinitesimalen dieselben Verhältnisse wie in der Figur; für ausgedehnte Räume aber tritt eine Krümmung ein, die Weltlinien des Lichts und frei bewegter Massenpunkte sind gekrümmt. Die Zerspaltung in raumartige und zeitartige Richtungen bleibt jedoch bestehen, so daß Raum und Zeit auch hier getrennt bleiben. Die geometrischen Verhältnisse lassen sich hier nur noch durch eine Riemannsche Geometrie charakterisieren (s. nichteuklidische Geometrie). Der entscheidende Gedanke Einsteins besteht nun darin, daß die metrischen Koeffizienten $g_{\mu\nu}$ des Riemannschen Raumes zugleich die Gravitation charakterisieren; hierdurch hat die Bezeichnung Weltgeometrie einen noch wesentlich vertieften Inhalt erfahren, denn mit der Geometrie der Welt ist zugleich ihr Gravitationszustand bestimmt. *Reichenbach.*

Weltlinie s. Weltgeometrie.

Wendepolmaschinen s. Kommutierung; Elektromotoren.

Wendespannung s. Kommutierung.

Wendigkeit heißt die Fähigkeit eines Flugzeuges, rasche Flugrichtungsänderungen durchzuführen. Im allgemeinen kann man sagen, daß für große Wendigkeit eines Flugzeuges ein gedrungener Bau vorteilhaft ist, also kleine Spannweite (Doppeldecker günstiger als Eindecker) und kurzer Rumpf für wendige Flugzeuge zu wählen sind. Das Problem, wovon die Wendigkeit abhängt, ist theoretisch noch wenig bearbeitet; man muß sich meistens auf unsystematische Erfahrungen verlassen.

L. Hopf.

Wertigkeit s. Konstante, Multiple Proportionen.

Westonelement. Das von Weston in Newark angegebene, analog dem Clarkelement zusammengesetzte Kadmiumelement ist dasjenige Normalelement (s. d.), das jetzt fast ausschließlich als Spannungsnormalelement bei elektrischen Messungen gebraucht wird. Zusammen mit den Normalwiderständen aus Manganin bildet es die praktische Grundlage, auf welche die meisten elektrischen Messungen zurückgeführt werden. Über seine Zusammensetzung siehe unter „Normalelement“. Es

sind zwei verschiedene Arten von Elementen im Gebrauch: das in seiner Zusammensetzung von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt angegebene, international als Spannungsnormalelement angenommene, eigentliche Normalelement mit gesättigter Lösung von Kadmiumsulfat und einem Überschuß von Kristallen des Hydrats dieses Salzes und die von der Weston-Co. als Gebrauchselement ausgegebene Form mit einer bei etwa 4°C gesättigten Lösung ohne feste Kristalle. Dieses Element ist nicht reproduzierbar; seine EMK wird durch Vergleich mit den Normalelementen festgestellt; es hat aber den Vorteil, daß seine EMK fast völlig unabhängig von der Temperatur ist, während beim Normalelement eine, wenn auch kleine Temperaturabhängigkeit vorhanden ist. Für das Normalelement ist international der Wert 1,0183 int. Volt bei 20°C seit dem 1. Januar 1911 angenommen worden; die Änderung der Spannung beträgt bei 20° für 1° Temperaturzunahme $-0,0000406$ Volt. Das Element mit ungesättigter Lösung hat etwa den Wert 1,0187 int. Volt. Die Elemente werden in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht.

W. Jaeger.

Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik, 3. Aufl. Leipzig 1928.

Westonzeiger s. Drehspulgalvanometer.

Wetter. Unter Wetter versteht man die Gesamtheit aller meteorologischen Elemente zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Ort, die nur selten längere Zeit hindurch konstant bleibt, vielmehr meist einem starken zeitlichen Wechsel unterworfen ist.

Zum Verständnis der Witterungsvorgänge bedient man sich synoptischer Kartendarstellungen, der sog. Wetterkarten, auf denen für eine bestimmte Tagesstunde (in Deutschland meist 7a) die Werte der wichtigsten meteorologischen Elemente durch Zahlen oder Zeichen (s. Meteorologie) für eine genügende Anzahl von Stationen eingetragen sind. Durch Konstruktion von Isobaren (s. d.) gelingt es, die Beziehungen der anderen meteorologischen Elemente (s. Meteorologie) zur Luftdruckverteilung zu ermitteln. Als Ergänzung der eigentlichen Wetterkarten entwirft man auch mitunter Karten der Luftdruckverteilung in höheren Niveaus, die einen genaueren Einblick in die Dynamik der Luftbewegungen ermöglichen. Die Änderung des Wetters ist in der Regel die Folge einer Verschiebung der Luftdruckverteilung und hängt daher mit der Ortsveränderung der Zyklonen (s. d.) eng zusammen. Besonders kräftig ausgeprägte und beständige Tiefdruck- und Hochdruckgebiete, die mit der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre (s. Wind) in näherer Beziehung stehen und daher Aktionszentren der Atmosphäre genannt werden, sind für den Charakter der Witterung von hervorragender Bedeutung. Für Europa kommen in diesem Sinne in Betracht: 1. das ständige Hochdruckgebiet bei den Azoren und Madeira (Azoren-Maximum), 2. das große beständige Tiefdruckgebiet über dem Nordatlantischen Ozean (Isländisches Minimum), 3. das umfangreiche winterliche Hochdruckgebiet Innerasiens, das einen Ausläufer nach Mitteleuropa verschiebt und mitunter über die Iberische Halbinsel hinweg mit dem Azoren-Maximum in Verbindung tritt; im Sommer wird es durch das südasiatische Minimum abgelöst, das seinen Einfluß ebenfalls bis nach Osteuropa ausdehnt. Die Energie zur Unterhaltung der Aktionszentra liefert die in den tropi-

schen Gegenden in erhöhtem Maße zugeführt und durch Zirkulation in der Atmosphäre und den Meeren verbreitete Sonnenwirkung gegenüber der Vereisung der polaren Gegenden, insbesondere der höher gelegenen Landflächen Grönlands. Je nach dem Übergewicht, das eines dieser Haupt-Aktionszentren über Europa gewinnt, und nach dem davon abhängigen Charakter des Wetters über große Teile Europas unterscheidet man verschiedene Wettertypen. Die Hochdruckgebiete, die in der Regel ihre Lage langsam ändern und daher das stabilere Element unter den Wetterfaktoren sind, lassen die für die Wettervorhersage so wichtige Tendenz zur Erhaltung des jeweiligen Witterungscharakters stärker hervortreten, als die Zyklogen, die das variable Element in der Luftdruckverteilung bilden.

Eine der wichtigsten Aufgaben der Wetterprognose ist es deshalb im voraus den Weg zu ermitteln, auf dem das, die jeweilige Wetterlage beherrschende Minimum wahrscheinlich fortschreiten wird. Die Erfahrung hat nun gezeigt, daß die Zyklogen besonders häufig gewisse Hauptbahnen, die Zugstraßen der Minima bevorzugen. Nur eine langjährige praktische Erfahrung ermöglicht es dem Meteorologen, aus den Wetterkarten, lokalen Beobachtungen, Vergleichung mit früheren ähnlichen Wetterlagen, bestimmten empirischen Regeln usw. eine wissenschaftlich begründete Wetterprognose aufzustellen. Als wichtige Hilfsmittel für dieselbe kommen neuerdings aerologische Beobachtungen, Konstruktionen von Stromlinien, die den augenblicklichen Zustand der Luftbewegung darstellen, sowie der von diesen verschiedenen wirklichen Luftbahnen oder Strömungslinien (Trajektorien) der Luft, ferner Karten der Isallobaren (Linien gleicher Luftdruckänderung innerhalb eines bestimmten Zeitintervalles) und manche andere Methoden in Betracht, die zum Teil gegenwärtig noch in der Entwicklung begriffen sind.

Die Vorhersage des Wetters gründet sich im allgemeinen auf die Vorausbestimmung der Luftdruckverteilung für den folgenden Tag, doch ist es in besonderen Fällen möglich, auch für spätere Termine, sowie für längere Zeiträume Prognosen aufzustellen.

Die Wettervorhersage ist bei allen Kulturvölkern in dem Wetterdienst staatlich organisiert. Die Einzelbeobachtungen werden telegraphisch, unter Benutzung eines internationalen Telegraphenschlüssels, einer Zentralstelle übermittelt, welche mit denen der Nachbarländer in Austauschverkehr steht und durch Sammeltelegramme das Material an die einzelnen Wetterdienststellen weitergibt, die unter Zuhilfenahme lokaler Beobachtungen für ihren Bezirk die Prognose aufstellen und verbreiten. Fernsprecher und Funkentelegraphie werden in ständig steigendem Maße für Zwecke des Wetterdienstes nutzbar gemacht.

Die Prognosen werden nach sorgfältig ausgearbeiteten Methoden einer Kritik unterworfen, die bei gut geleiteten Wetterdienststellen im Mittel 80 bis 85% Treffer ergeben hat.

Bei der großen Bedeutung des Wetters für zahlreiche Zweige des praktischen Lebens hat es nicht an Versuchen gefehlt, es künstlich zu beeinflussen. Hauptsächlich handelt es sich dabei um die willkürliche Erzeugung von Regen durch verschiedene Methoden und um die Verhinderung von Hagel durch Emporschießen von Luft-Wirbelringen aus Böllern in die Hagelwolken (Hagelschießen). Ein-

wandfreie Resultate sind dabei bisher nicht erzielt worden.

O. Baschin.

Näheres s. A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. 2. Aufl. 1926.

Wettersicherheit s. Schlagwetter.

Wheatstonesche Brücke. Diese Brücke findet mannigfache Anwendung in der elektrischen Meßtechnik, sowohl bei Gleichstrom-, wie bei Wechselstrommessungen (s. Wechselstrombrücke). Sie besteht aus vier hintereinander verbundenen Widerständen R_1, R_2, R_3, R_4 der Zweige 1, 2, 3, 4 (Fig. 1). Bei A und B wird der Meßstrom zugeleitet, g bedeutet das Galvanometer. Das Meßinstrument im Brückenarm wird stromlos, wenn für die Widerstände das Verhältnis besteht $R_1:R_2 = R_3:R_4$. Die Empfindlichkeit der Brücke ist proportional

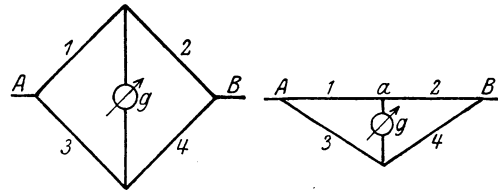


Fig. 1 u. 2. Schaltungsschemata der Wheatstoneschen Brücke.

der Strombelastung des zu messenden Widerstandes und hängt außerdem ab von den Widerstandsverhältnissen der Zweige 1, 2 und 3, 4, sowie von dem Widerstandsverhältnis des Brückenarmes zu dem zu messenden Widerstand. Für jede Brückenordnung gibt es eine günstigste Schaltungsweise des Galvanometers. Für die Technik sind im Handel Brückenordnungen zu beziehen, die eine bequeme Messung gestatten. In einfachster Weise können zwei Zweige, z. B. 1 und 2 in Fig. 2, als Schleifdraht AB ausgebildet sein (s. auch Walzenbrücke), auf dem ein Kontakt a verschiebbar ist; der Draht muß dann mit Hilfe bekannter Widerstände kalibriert werden; die Stellung des Kontakts wird an einer Skala abgelesen, die entweder gleichmäßig geteilt ist oder derart, daß man direkt das Widerstandsverhältnis ablesen kann. Für das Galvanometer bildet die Brückkombination einen äußeren Widerstand, durch den es geschlossen wird; dieser Widerstand hat den Wert $r_0 = \frac{(R_1 + R_3)(R_2 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4}$. Wird

nun zur Messung ein Nadelgalvanometer benutzt, so erhält man die größte Meßempfindlichkeit, wenn dessen Klemmenwiderstand gleich r_0 ist; bei Benutzung eines Drehspulgalvanometers ist es am günstigsten, wenn das schwingende System gerade durch den Widerstand r_0 kritisch gedämpft wird. Bei der Wechselstrombrücke müssen noch besondere Vorsichtsmaßregeln beachtet werden. W. Jaeger. Näheres s. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. 3. Aufl. Leipzig 1928.

Wheatstone-Schnelltelegraphie. Eine von Wheatstone 1858 angegebene Vorrichtung zur Betätigung der Telegraphentaste auf maschinellem Wege, mittels deren die Telegraphiergeschwindigkeit weit über das mit Handbetätigung erreichbare Tempo bis zu vielen Hunderten von Worten in der Minute gesteigert werden kann.

Die zu übermittelnden Telegramme werden zunächst mit Hilfe eines Lochapparates auf einen Papierstreifen nach einem bestimmten System übertragen. Es befinden sich dann drei Reihen

Löcher auf dem Streifen, von denen die mittlere Reihe gleichmäßig ist und nur zur Führung des Streifens dient, während jedes Loch der einen Außenreihe beim Abläufen des Streifens über den Maschinensender einen positiven, jedes Loch der anderen Außenreihe einen negativen Stromstoß über die Leitung schickt. Die Elementarzeichen, Punkt und Strich, aus denen sich das Alphabet zusammensetzt, bestehen aus einem positiven und einem negativen Stromstoß, deren zeitlicher Abstand die Länge des Zeichens bestimmt. Der Maschinensender besteht im wesentlichen aus einem durch den Lochstreifen gesteuerten Hebel-schalter und legt bald den positiven bald den negativen Pol einer Batterie an die Fernleitung. Der Empfänger ist ein polarisierter Farbschreiber von großer Empfindlichkeit.

Außer der erzielbaren großen Geschwindigkeit bietet dieses Verfahren noch den Vorteil großer Genauigkeit in der Zeichengebung. *E. Alberti.* Näheres s. K. Strecker, Die Telegraphentechnik.

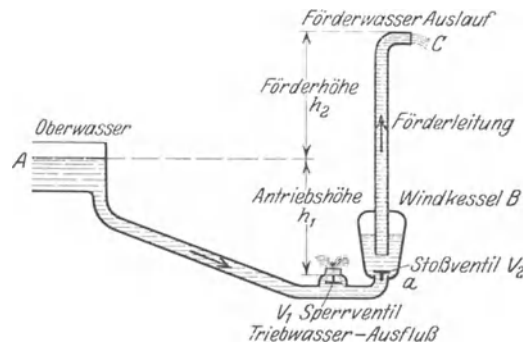
Wicklung von elektrischen Widerständen. Zur Herstellung eines elektrischen Widerstandes kann man Widerstandsdraht wie Garn auf eine Rolle aus Isoliermaterial aufspulen. Eine solche Widerstandsrolle hat aber eine beträchtliche Selbstinduktion, eine Eigenkapazität und auch je nach der Größe des hindurchfließenden Stromes ein mehr oder weniger starkes Magnetfeld. Für Wechselstrom sind sowohl Selbstinduktion wie Kapazität des Widerstandes von Einfluß. Die Selbstinduktion läßt sich wesentlich durch die bifilare Wicklung des Drahtes vermeiden. Dabei wird entweder der ganze Draht in der Mitte geknickt, so daß man beide Hälften miteinander aufwickeln kann. Oder aber man wickelt zwei Drähte miteinander auf und lötet beide Enden zusammen. Auf diese Weise wird erreicht, daß der Strom benachbarte Windungen entgegengesetzt durchfließt.

Soll auch die Kapazität gleichzeitig möglichst herabgedrückt werden, so verwendet man die Chaperon-Wicklung. Dabei wickelt man kurze Lagen, und kehrt nach jeder Lage den Wicklungssinn um. Dann durchfließt der Strom in der fertigen Widerstandsrolle gleichviel Windungen in der einen wie in der anderen Richtung. In guten Rheostaten sollen Rollen von 500 Ohm aufwärts Chaperonwicklung besitzen. Bei Metallkernen ist noch auf die Kapazität gegen den Kern zu achten. Praktische induktions- und kapazitätsfreie Widerstände lassen sich in der Weise herstellen, daß man das Widerstandsmaterial in Form von dünnen schmalen Bändern auf Glimmerblättchen von 5×10 cm Größe aufwickelt. *R. Jaeger.*

Näheres s. Orlich, Kapazität u. Induktivität, S. 192.

Widder (hydraulischer), auch Stoßheber genannt, dient dazu, Flüssigkeit ohne Zufuhr äußerer Arbeit auf ein höheres Niveau zu heben. Um die nötige Hebearbeit zu leisten, muß ein Teil der am Anfangsniveau zur Verfügung stehenden Flüssigkeitsmenge Energie abgeben, indem er Niveauhöhe verliert. Diese Energie kommt der geförderten restlichen Menge zugute. Der Heber arbeitet, wie der Name sagt, stoßweise; das Abströmen der die Energie liefernden Flüssigkeitsmenge nach unten wechselt dauernd mit einem Emporstoßen von geförderter Flüssigkeit zum oberen Niveau. Das Schema der Maschine, die sich im ländlichen Wasserbau bewährt hat, ist in der Figur gegeben. Das Wasser soll von A nach C befördert werden. Beim

Anlaufen ist das Ventil V_1 durch sein Eigengewicht (u. U. auch durch Federkraft) geöffnet, das Wasser strömt ins Freie ab. Ist eine bestimmte Ausströmgeschwindigkeit erreicht, so wird das Ventil durch dynamische Druck- bzw. Saugwirkungen gegen seinen Sitz gepreßt und sperrt den Wasseraustritt. Die vorher in Bewegung befindliche Wassermasse



Hydraulischer Widder (Stoßheber) von Montgolfier.

wird dadurch rasch abgebremst. Dies bedingt während der Abbremsungszeit eine entsprechende Drucksteigerung im Rohr: $p(t) = -\gamma/g l \cdot \frac{dv}{dt}$;

l ist die Leitungslänge von A bis a, und $\frac{dv}{dt}$ die jeweilige Geschwindigkeitsabnahme. Ist dieser dynamische Druck stärker als der statische Überdruck auf das Ventil V_2 , so öffnet sich dieses, eine bestimmte Menge Wasser wird in den Windkessel B hineingestoßen (über Windkessel s. d.) und von dort weiter geleitet. Nach Ende des Abbremsungsvorganges, der von der bei V_2 vor sich gehenden Wasserbewegung beeinflusst wird, ist auch der Druck im Rohr heruntergegangen und es schließt sich V_2 . V_1 öffnet sich wieder und das Spiel beginnt von neuem. — Bei guten Apparaten können Steighöhen h_2 erzielt werden, die mehr als das 20fache der Fallhöhe h_1 sind, jedoch geht dabei der größte Teil des Wassers verloren; denn nach einer einfachen Energieüberlegung könnte selbst bei verlustfreiem Arbeiten nur ein Zwanzigstel der Gesamtmenge auf die 20fache Höhe gebracht werden s. auch Hydropulsor. *Eisner.*

Widerstoß s. Druckrohr.

Widerstand heißt die Kraftkomponente, die von der Flüssigkeit auf einen relativ zu ihr bewegten Körper entgegen der Bewegungsrichtung ausgeübt wird. Bei einer idealen Potentialströmung kann ein Widerstand nicht auftreten. Der in Wirklichkeit stets auftretende Widerstand besteht aus dem direkten Reibungswiderstand und dem Energieaufwand für in der reibenden Grenzschicht entstandene Wirbel, die in den Flüssigkeitsstrom abwandern (Formwiderstand). Bei auftrieberzeugenden Körpern entsteht außerdem noch der „induzierte Widerstand“, s. d.

S. a. Bewegungs-, Flächen-, Form- (unter Bewegungswiderstand), Kanten-, Oberflächen-, Rest-, Rand-, Schiffs-, Wellen- (unter Schiffswiderstand) und Wirbelwiderstand (unter Bewegungswiderstand). *L. Hopf.*

Widerstand, dielektrischer. Die Gesetze verschiedener Teile eines Gebietes sucht man aus formalen Gründen möglichst ähnlich zu gestalten.

So wird auch dem für Leiter gültigen Ohmschen Gesetz ein solches für Dielektrika gegenübergestellt. Ebenso wie der Ohmsche Widerstand eines Leiters proportional der Länge, umgekehrt proportional dem Querschnitt und einer Materialkonstante gesetzt wird, wird der dielektrische Widerstand folgendermaßen definiert: $W = 1/\epsilon S$, wo l wieder die Länge und S den Querschnitt bedeuten. Aber an Stelle des elektrischen Leitvermögens ist die Dielektrizitätskonstante ϵ getreten. Aus diesem Grunde wird sie mitunter auch dielektrisches Leitvermögen genannt.

R. Jaeger.

Widerstand, elektrischer. Ähnlich wie die Reibung als Widerstand der mechanischen Bewegung eines Körpers entgegenwirkt, stellen sich auch dem elektrischen Strom auf seinem Weg Widerstände entgegen, die seine Größe begrenzen. Jedes von dem Strom auf seinem Weg durchflossene Leitergebilde stellt einen Teil des Widerstandes des gesamten Stromkreises dar, so daß auch die Spannungsquelle selbst als Widerstand berücksichtigt werden muß. Neben dieser Bedeutung als Eigenschaft eines Leiters dem elektrischen Strom gegenüber wird der Begriff „Widerstand“ auch für die Bezeichnung des betreffenden Leiters, z. B. einer dünndrähtigen Spule selbst gebraucht, so daß man von dem Widerstand eines Widerstandes sprechen kann. Ein Stromkreis kann durch Widerstände fester, flüssiger oder gasförmiger Art geschlossen sein, wobei sich die Höhe des Stromes bei gegebener Spannung der Stromquelle nach der Höhe des Widerstandes richtet. Der Widerstand wird oft auch als Verhältnis von Spannung zu Strom direkt definiert, vor allem ist dies bei Wechselstromkreisen der Fall. Ist dieses Verhältnis unabhängig von der Spannung, so gilt das „Ohmsche Gesetz“ (s. d.). Die Einheit des Widerstandes bildet das Ohm, abgekürzt Ω (griech. Omega). Die Größe von 1000000 Ω heißt ein Megohm. Es möge zunächst der Widerstand fester Körper betrachtet werden. Am besten definiert sind unter diesen Drahtwiderstände. Der Widerstand eines Drahtes ist proportional seiner Länge l und umgekehrt proportional dem Querschnitt q . Der Proportionalitätsfaktor ist der sog. spez. Widerstand σ , so daß also ein Drahtwiderstand die Größe

$$R = \sigma \cdot \frac{l}{q} \text{ Ohm}$$

hat, wobei l in m und q in mm^2 ausgedrückt seien. Dann gilt für den spez. Widerstand einiger wichtiger Materialien bei 20° C:

Material	σ
Aluminium	0,032
Blei	0,21
Eisen	0,09—0,15
Kohle	50—100
Konstantan	0,49
Kupfer	0,018
Manganin	0,42
Messing	0,07—0,12
Nickel	0,09
Platin	0,108
Quecksilber	0,941
Silber	0,016
Tantal	0,15
Zink	0,061
Zinn	0,12

Gute Isolatoren haben ein σ von etwa $5 \cdot 10^{18}$. Zum Vergleich unbekannter Widerstände dienen Büchsen, die genau abgegliche Widerstandsgrößen von 0,1, 0,5, 1 usw. Ohm besitzen. Für diese Widerstandsbüchsen muß man Material nehmen, dessen Temperaturkoeffizient (s. d.) möglichst gering ist.

Bei sehr kleinen Widerstandsbüchsen, bei denen der Widerstand der Zuleitungen bereits eine Rolle spielen kann, sind besondere Potentialklemmen notwendig, durch die der eigentliche Widerstand erst definiert ist.

Bei einem körperlichen Leiter ist der Widerstand immer erst durch ein Paar Stromzuleitungen und ein Paar Potentialzuleitungen definiert. Dann dürfen nach einem allgemein gültigen, von Helmholtz aufgestellten Satz wohl die Stromzuleitungen zu Potentialzuleitungen gemacht werden, ohne daß sich der Widerstand dadurch ändert, doch ist eine nur einseitige Vertauschung der Zuleitungen i. a. nicht möglich.

Ein elektrischer Widerstand ist nach seinem Verwendungszweck gebaut. Bei den Meßwiderständen, die ihren Wert nicht verändern dürfen, wird die höchst zulässige Wattbelastung pro Ohm mit angegeben. Es gibt besondere Starkstromwiderstände für Meßzwecke, die mit Kühlvorrichtungen versehen sind.

Für besonders hohe Widerstände sind die Kundtschen Widerstände geeignet, die aus einer auf Porzellan eingebrannten Schicht aus Platingold bestehen. In diese Schicht sind spiralförmige Trennungslinien eingebrannt. Ähnlich sind die Krügerschen Widerstände, bei denen eine Platinschicht durch Kathodenzerstäubung auf Bernstein niedergeschlagen wird. Ferner sind Siliziumwiderstände (s. d.) und Silitwiderstände (s. d.) für sehr hohe Ohmzahlen in Gebrauch.

Diese hochohmigen Widerstände sind wegen ihrer äußerst geringen Induktivität und Kapazität auch als Wechselstromwiderstände besonders geeignet. Bei Drahtwiderständen muß man besondere Wicklungen (s. Wicklung von elektrischen Widerständen) verwenden, um die Induktivität und Kapazität möglichst herabzudrücken.

Zum Einstellen einer bestimmten Widerstandsgröße dienen für Meßzwecke hauptsächlich Widerstandsätze, Widerstandskästen oder Stöpselrheostaten. Zur Einregulierung von Stromkreisen sind Kurbelwiderstände und Schiebewiderstände gebräuchlich. Diese letztgenannten sind dann, wenn beide Widerstandsenden und der bewegliche Kontakt als Klemmen herausgeführt sind, auch als Spannungsteiler zu verwenden.

R. Jaeger.

Widerstand, magnetischer. Wie der in elektrischen Leitern fließende Strom nach dem Ohmschen Gesetz als Quotient von Spannung und elektrischem Widerstand ermittelt werden kann, so gelingt es auch angenähert, nach einem verallgemeinerten Ohmschen Gesetz den im magnetischen Kreis vorhandenen Kraftlinienfluß als Quotient der magnetomotorischen Kraft (Anzahl der Amperewindungen, „Durchflutung“) und des magnetischen Widerstands zu berechnen. Dieser ist proportional der Länge und umgekehrt proportional dem Querschnitt und der Permeabilität des Materials; die letztere muß man, da sie sich mit der Induktion ändert, einer schon vorher aufgenomme-

nen Permeabilitätskurve entnehmen. Hat man es mit magnetischen Kreisen aus verschiedenen Bestandteilen zu tun, also z. B. mit Eisenteilen verschiedener Beschaffenheit und verschiedenen Querschnitts, die gegebenenfalls auch noch durch Luftschlitze unterbrochen sein können, wie etwa bei der Dynamomaschine, so tritt an Stelle des einfachen Widerstandes die Summe der magnetischen Widerstände der einzelnen Teile. Diese Methode der Vorausberechnung des Kraftlinienflusses mit Hilfe des Widerstandes ist nicht genau, da sie die Streuung nicht berücksichtigt, gibt aber wenigstens die Möglichkeit zur überschläglichen Berechnung der elektromagnetischen Apparate und Maschinen.

Widerstandsbestimmung. Bei der Bestimmung eines elektrischen Widerstandes kann es sich um feste, flüssige oder gasförmige Leiter handeln. Abgesehen davon ist zu beachten, ob es sich um den sog. Gleichstrom- oder Wechselstromwiderstand handelt.

Hier sei zunächst der induktionsfreie Gleichstrom- oder Ohmsche Widerstand betrachtet. Die Methoden seiner Messung sind verschieden, je nachdem, ob es sich um eine rohe oder genaue Messung handelt. Bei relativen Präzisionsbestimmungen kann die Genauigkeit mehr als ein Millionstel des Wertes betragen.

Für viele praktische Zwecke genügt zur Widerstandsbestimmung ein Spannungs- und Strommeßinstrument, aus deren Angaben mittels des Ohmschen Gesetzes der Widerstand berechnet wird.

Für technische Messungen läßt sich mit Vorteil das Siemenssche Universalgalvanometer verwenden, oder auch eines der zahlreichen Ohmmeter bei denen das Anzeigeinstrument direkt in Ohm geeicht ist.

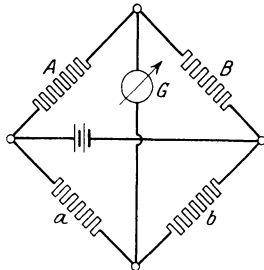


Fig. 1. Wheatstonesche Brücke.

Von den Präzisionsmethoden sind zu nennen: 1. die Kompensationsmethode (s. d.); 2. die Wheatstonesche Brückenmethode (s. Fig. 1).

Die 4 Widerstandszweige A B a b sind so abzugleichen, daß das Galvanometer G stromlos wird.

Dann verhält sich $\frac{A}{B} = \frac{a}{b}$; ist A der unbekannte

Widerstand, so ist also $A = B \cdot \frac{a}{b}$. a, b ist ein Brückendraht mit Schleifkontakt. Der Schleifdraht kann gestreckt oder aufgewickelt sein (Walzenbrücke von Kohlrausch).

Sind die zu vergleichenden Widerstände örtlich getrennt und besitzt die Verbindung einen größeren Widerstand, so muß der Verbindungswiderstand überbrückt werden. Dann tritt an Stelle der Wheatstoneschen Brücke 3. die Thomsonsche Brücke. Das Schaltschema zeigt Fig. 2. A, B sind die zu vergleichenden Widerstände, a, b die Verzweigungswiderstände, α, β die Überbrückungswiderstände. Stromlosigkeit des Galvanometers G tritt z. B. ein für den Fall

$$A : B = a : b = \alpha : \beta.$$

Eine sehr genaue, aber außer in der Phys. Techn. Reichsanstalt wenig angewandte Methode ist die

4. Differentialmethode mit übergreifendem Nebenschluß nach F. Kohlrausch. Siehe Fig. 3.

Bei dieser Methode wird das Galvanometer nicht stromlos, sondern ein mit zwei Wicklungen g_1 und g_2 versehenes Differentialgalvanometer wird

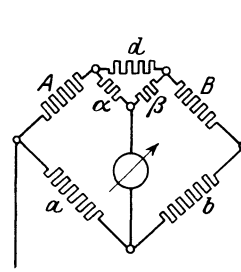


Fig. 2. Thomsonsche Brücke.

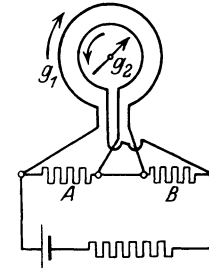


Fig. 3. Differentialmethode mit übergreifendem Nebenschluß.

auf den Ausschlag Null kompensiert. Dann sind die Widerstände A und B gleich. Die Methode ist nur für nahezu gleiche Widerstände zu verwenden.

Für die Messung von Isolationswiderständen gibt es besondere Methoden, von denen die bekannteste die der Kondensatorentladung ist. Aus der Schnelligkeit, mit der sich ein auf eine bestimmte Spannung geladener Kondensator über den Isolationswiderstand entlädt, wird auf dessen Größe geschlossen.

Widerstände von Elektrolyten müssen wegen der Polarisierung mit Wechselstrom gemessen werden. Als Nullinstrument dient dabei meist ein Telefon.

R. Jaeger.

Näheres s. bei F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik. — W. Jaeger, Elektr. Meßtechnik. — F. Kohlrausch u. H. Holborn, Leitvermögen der Elektrolyte. — H. v. Steinwehr in Handbuch der Physik von Geiger-Scheel.

Widerstandsgesetz in Rohrleitungen s. Druckabfall für Körper; Bewegungswiderstand von Körpern.

Widerstandskapazität s. Widerstand, elektrischer. **Widerstandsmanometer elektrisches.** Wie die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur (insbesondere der Metalle) dazu benutzt werden kann, Temperaturen zu messen, so ist es auch möglich, die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes vom Druck zu Druckmessungen zu verwenden. Dabei genügt es bei den meisten Metallen, für diese Abhängigkeit eine lineare Funktion anzusetzen.

Manganin hat Lisell (1898) bis 4200 kg/cm² und Lindeck (1909 ablehnend) bis 800 kg/cm² untersucht. Palmer (1897) nahm Quecksilber, das aber wegen seines großen Temperaturkoeffizienten auf sehr konstanter Temperatur gehalten werden muß. Bridgman (1908) hat in großen Untersuchungsreihen sehr viele Materialien mit Hilfe seiner Druckwaage bis zu hohen Drucken (12000 kg/cm²) untersucht. Zum Bau seines neuen Drucknormals nimmt er wegen der geringen Temperaturabhängigkeit Manganin. Der Draht wird zu einer Spule von 1 cm Durchmesser und 5 mm Dicke bifilar aufgewickelt. Das Ganze ist mit Seidenband umgeben. Der Widerstand der Spule beträgt 100 Ohm. Der Druckkoeffizient

$$\beta = \frac{\Delta R}{p \cdot R_0} = 0,0000023, \text{ wo } \Delta R \text{ die durch Ein-}$$

wirkung des Druckes p erzeugte Änderung des Widerstandes R_0 (für $p=0$) bedeutet. Die Spule muß vor der Eichung bei sehr hohen Drucken gealtert werden.

Auch Quecksilber ist als Material für Widerstandsmanometer genommen. Sein Druckkoeffizient β hat den Wert $-0,0000224$ (genommen zwischen 0 und 6300 kg/cm^2). Bei 0° und 7500 kg/cm^2 wird Quecksilber fest, dann ist β , genommen zwischen 7500 und $12000 \text{ kg/cm}^2 = 0,0000236$.

Geeicht können diese Druckmeßinstrumente ohne eine Druckwaage durch Zuhilfenahme von Fixpunkten, die Bridgman festlegte. Als solche nahm er Übergänge der verschiedenen Modifikationen des Eises. Diese Reaktionen verlaufen sehr schnell und sind mit großen Volumenänderungen verbunden, so daß sie leicht beobachtet werden können. Bridgman gibt an, daß Eis I in Eis III bei -23° und einem Druck von 2120 kg/cm^2 übergeht und ferner bei 0° und 6370 kg/cm^2 gewöhnliches Eis in Eis IV.

Auf Grund seiner Untersuchungen an anderen Materialien hat Bridgman folgende allgemeine Regeln aufgestellt. Normale einfache Körper (Legierungen nehmen eine Sonderstellung ein) haben einen negativen Druckkoeffizient und sind dadurch gekennzeichnet, daß 1. β wenig von der Temperatur abhängig ist, 2. der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes nur wenig vom Druck abhängt und 3. der differentiale Druckkoeffizient mit wachsendem Druck fällt.

Normale feste Körper sind u. a. Na, K, Mg, Hg, Ga, Ti, Zr, As, W, Nd, Si und schwarzer P. Anormal dagegen Bi, Sb, Li, Ca und Sr, dessen Druckkoeffizient mit dem Druck erst ansteigt, durch ein Maximum geht und dann abfällt. Bei sehr hohen Drucken (über 20000 kg/cm^2) scheint dieses Verhalten allgemein zu werden.

Normale Flüssigkeiten sind Hg, Na, K, Ga und Bi, während festes Bi anormal ist! Bisher ist als anormale Flüssigkeit nur das flüssige Li bekannt.

H. Ebert.

Näheres s. P. W. Bridgman, Journ. Frankl. Inst. **200**, 147, 1925.

Widerstandsmoment s. Balken und Stäbe.

Widerstandsöfen. Für die elektrische Widerstandsheizung in Öfen mittels Joulescher Wärme kommen im wesentlichen drei Grundformen in Frage: a) Öfen mit Heizwicklung, b) Kurzschlußöfen (s. d.), c) Kohlengriß-(Kryptol)-Öfen (s. d.). Der Heizkörper der ersten Art, die bezüglich der Stromart und Spannung den weitesten Spielraum läßt, besteht aus einem mit temperaturbeständigem Draht oder Band bewickelten Rohr aus isolierendem Material (Marquardscher Masse, Porzellan, Magnesia, Alundum, Metallröhren mit Asbestpapierumkleidung), das von außen von wärmeisolierenden Schichten und Packungen umhüllt ist. Als stromleitendes Material finden meist Platin, Nichrom Verwendung; bei dichter Einbettung der Heizwicklung oder Schutzspülung mit indifferenten Gasen sind auch unedle Metalle wie Eisen, Nickel, Molybdän verwendbar. Widerstandswicklungsöfen werden in mannigfachen Formen fabrikmäßig gebaut; sie können aber auch leicht improvisiert werden, indem man nach Pirani zunächst den für die Heizfläche bei der maximalen Temperatur erforderlichen Energiebedarf aus der nachstehenden Erfahrungstabelle der Wärmeverluste pro Quadrat-

Erforderlicher Energiebedarf W in Watt pro Quadratcentimeter beheizte Fläche bei mittelguter Wärmeisolation:

t	600°	800°	1000°	1200°	1400°	1600°	1800°	2000°	2500°
W	0,8	1,3	1,9	2,6	3,5	4,5	5,7	7,0	11,0

zentimeter beheizter Fläche berechnet. Die für den Ofen verfügbare Spannung ergibt dann Heizstrom und Widerstand der Wicklung; aus dem spezifischen Widerstand des gewählten Materials folgt dann bei der Annahme einer gewissen Wicklungsdichte (Drahtlänge) der für die Heizwicklung erforderliche Materialquerschnitt. Für Öfen zu magnetischen Messungen wird zweckmäßig bifilare Wicklung angewendet.

Bei Öfen mit Heizwicklung bleibt die Temperatur im Innenraum des Isolierrohres, zumal beim Temperaturanstieg merklich hinter der zulässigen Temperatur des Heizdrahts zurück. Günstiger verhalten sich neben Röhren mit Innenwicklung frei auf das Heizgut wirkende Heizkörper. Für Strom mittlerer Spannung (50—200 Volt) sind die Heizkörper aus selbstleitendem Material mit hohem spezifischen Widerstand wie Silit (bis 1500°) vorteilhaft, ferner die im Artikel Kryptolöfen besprochenen Widerstandsöfen der Gruppe c aus Kohlengrißschichten. Für niedrig gespannten Strom benutzt man zweckmäßig Kurzschlußöfen (s. d.).

C. Müller.

Widerstandsoperator s. Symbolische Darstellung von Wechselstromgrößen.

Widerstandssätze s. Stöpsel- und Kurbelrheostat.

Widerstandsschweißung s. Schweißen.

Widerstandsthermometer. Das Widerstandsthermometer beruht auf der Erscheinung, daß der elektrische Widerstand eines Metalldrahtes mit der Temperatur wächst. Bei den meisten reinen Metallen beträgt die Widerstandszunahme für 1°C etwa $\frac{1}{1000}$ des Widerstandes von 0° , so daß ein Draht bei 250° etwa den doppelten Widerstand besitzt wie bei 0° . Kennt man umgekehrt das Verhältnis des Widerstandes eines Drahtes zu seinem Widerstand bei 0° , so kann man hieraus die Temperatur des Drahtes errechnen.

Man könnte also grundsätzlich jeden beliebigen Draht zur Herstellung eines Widerstandsthermometers benutzen. Am besten eignet sich indessen für diesen Zweck das Platin, weil es sich an der Luft nicht verändert und einen sehr hohen Schmelzpunkt hat. Ein besonderer Vorteil des Platins ist es, daß sein Widerstand oberhalb -40° sich streng durch eine quadratische Formel darstellen läßt. Man erzielt also eine praktisch vollkommene Übereinstimmung verschiedener Platinthermometer untereinander und mit dem Gasthermometer, bzw. der thermodynamischen Skale (s. den Artikel Temperaturskalen), wenn man die Platinthermometer an drei Punkten eicht. Zwei dieser Eichpunkte sind wie bei Quecksilberthermometern der Eisschmelzpunkt (R_0) und der Wassersiedepunkt (R_{100}); irgend einem gemessenen Widerstande R entspricht dann analog wie beim Quecksilber- und Gasthermometer die Platintemperatur

$$t_p = 100 \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0}$$

während sich die Temperatur t selbst als

$$t = t_p + \delta \left[\left(\frac{t}{100} \right)^2 - \left(\frac{t_p}{100} \right)^2 \right]$$

berechnet. Diese von Callendar aufgestellte Beziehung heißt die Callendarsche Gleichung. Die Konstante δ wird durch Beobachtung des Widerstandes beim dritten Eichpunkt, meist dem Schwefelsiedepunkt, oder auch dem Siedepunkt des Naphthalins oder Benzophenons oder endlich dem Schmelzpunkte von Zinn oder Cadmium oder Zink ermittelt (vgl. den Artikel Temperaturskalen).

Vor dem Gebrauch müssen die Widerstände ebenso wie Quecksilberthermometer gealtert werden (s. den Artikel Glas für thermometrische Zwecke), um spätere störende Änderungen zu ver-

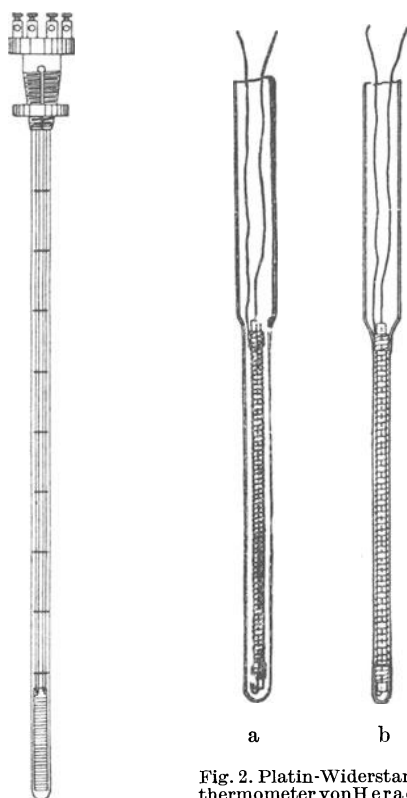


Fig. 1. Platin-Widerstandsthermometer.

Fig. 2. Platin-Widerstandsthermometer von Heraeus aus Quarzglas. a während der Herstellung, b im fertigen Zustande.

meiden. Bei der hierfür notwendigen Erwärmung geht man zweckmäßigerweise bis etwa 1000° . Ebenso wie von der Anlaßtemperatur hängt der Wert $\alpha = (R_{100} - R_0) / 100 R_0$ von der chemischen Reinheit des Platins ab; als Maximum ist bisher $\alpha = 0,00392$ für das ausgeglühte Metall beobachtet, dem etwa 1,49 für δ entspricht. Mit zunehmender Unreinheit und Härte des Metalls fällt der Wert von α , während δ zunimmt. Sinkt der Wert von α unter 0,00388 oder wächst δ über 1,52, so ist der betreffende Platindraht für die Zwecke der Normalthermometrie unbrauchbar.

Eine für wissenschaftliche Zwecke geeignete Form des Platinthermometers ist in Fig. 1 dargestellt. Ein dünner Platindraht (etwa 0,1 mm Durchmesser) von etwa 10 Ohm Widerstand ist ohne mechanische Spannung auf ein gezahntes Glimmer- oder Porzellankreuz aufgewickelt; über das Ganze ist ein

passend langes Schutzrohr aus Glas, für höhere Temperaturen aus Porzellan geschoben, das auch die durch übergesteckte Glimmerscheiben voneinander isolierten Stromzuführungsdrähte aufnimmt. Die Zuführungsdrähte endigen im Kopf des Thermometers in Anschlußklemmen. Ein solches Platinthermometer hat, wie man erkennt, äußerlich eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Quecksilberthermometer und läßt sich ebenso wie dieses handhaben. Ein Unterschied besteht nur insofern, als man am Quecksilberthermometer die Temperatur unmittelbar ablesen kann, während das Widerstandsthermometer die Verwendung besonderer Meßinstrumente (Galvanometer, Widerstandskästen u. a. m.) und zur Erzielung größerer Genauigkeit einige Berechnungen erforderlich macht.

Ähnlich wie beim Quecksilberthermometer der herausragende Faden (s. d.) würde bei dem Platinthermometer der mit der Umgebungstemperatur veränderliche Widerstand der Zuleitungsdrähte, der sich zu dem Meßwiderstand addiert, eine Quelle der Unsicherheit für die Temperaturmessung bedeuten. Man kann diese Fehlerquelle dadurch vermeiden, daß man statt zweier Zuführungsdrähte deren vier verwendet und dann ein besonderes Verfahren der Widerstandsmessung die Kompensationsmethode (s. den Artikel Kompensator) benutzt; nach dieser Methode fallen die Widerstände der Zuführungsdrähte ganz heraus und nur noch der Widerstand der Platindrahtspule tritt bei der Messung in die Erscheinung. Diese völlige Vermeidung der Fehlerquelle des herausragenden Fadens macht das Widerstandsthermometer dem Quecksilberthermometer überlegen.

Für technische Zwecke dient ein Platin-Widerstandsthermometer, das in folgender Weise hergestellt wird. Auf ein etwa 6 cm langes und 4 mm dickes Stäbchen aus Quarzglas wird ein Draht aus reinem Platin in Spiralwindungen aufgewickelt. Dann wird das Stäbchen in ein dünnwandiges Quarzglasröhrchen eingeschoben (Fig. 2a) und endlich dieses auf das Stäbchen aufgeschmolzen (Fig. 2b), so daß der Widerstandsdraht in das Quarzglas eingebettet nahe der Oberfläche zu liegen kommt. Solche Thermometer nehmen die Temperatur der Umgebung sehr schnell an und vertragen dank der bekannten Eigenschaften des Quarzglases scharfe Temperaturwechsel. Als Normalthermometer ist ein solches Instrument nicht brauchbar, weil der Platindraht durch das Einschmelzen in Quarzglas mechanisch und chemisch verändert wird. Für technische Messungen ist es indessen nach Eichung mit einem Thermometer in der Art der Fig. 1 bis 900° brauchbar. — Zum Gebrauch in technischen Betrieben wird dem Thermometer eine Meßanordnung beigegeben welche in einfacher Weise statt des Widerstandes unmittelbar die Temperatur abzulesen gestattet. An die Meßvorrichtungen können mehrere Thermometer gleichzeitig angeschlossen werden und durch Betätigung eines Umschalters schnell hintereinander abgelesen werden.

In tiefer Temperatur, und zwar von etwa -40° an abwärts, verliert die quadratische Beziehung zwischen Temperatur und Widerstand für das Platinthermometer ihre Gültigkeit und ist durch eine solche vierten Grades

$$R/R_0 = 1 + at + bt^2 - 5 \cdot 10^{-12} t^4$$

zu ersetzen.

Außer Platin benutzt man in tiefer Temperatur auch Blei und Gold als Material für Widerstandsthermometer. Für reines Blei ist zwischen 0° und 100° $\alpha = 0,00422$; sein spezifischer Widerstand ist etwa doppelt so groß wie derjenige des Platins. Es läßt sich aber nicht in sehr dünne Drähte ausziehen: man verwendet solche von 1 mm Durchmesser und erhält dann für 50 cm Länge einen Widerstand von 0,15 Ohm bei 0°. Die größere Dicke des Drahtes gestattet aber auch eine stärkere Strombelastung, so daß die Messung genau genug durchgeführt werden kann. Einige Messungen Hennings, die sich von -253° bis hinauf zu +100° erstreckten, zeigten, daß das Bleithermometer zwar an Zuverlässigkeit dem Platinthermometer deutlich nachsteht, daß es aber, wenn man von der ersten Erwärmung bzw. Abkühlung auf die extremste Temperatur absieht, auf einige hundertstel Grade sicher ist. *Scheel.*

Näheres s. Henning, Temperaturmessung. Braunschweig 1915.

Wiedemann-Franz'sches Gesetz. Auf Grund eingehender Untersuchungen wurde im Jahre 1853 von G. Wiedemann und R. Franz der Satz aufgestellt, daß das Verhältnis der thermischen Leitfähigkeit λ zur elektrischen Leitfähigkeit κ konstant ist. Die zahlreichen Messungen, die zur Prüfung des Gesetzes angestellt wurden, zeigten, daß es nur in sehr beschränktem Maße gilt. L. Lorenz stellte besondere Untersuchungen bei verschiedenen Temperaturen an und erweiterte das Gesetz von Wiedemann und Franz auf die Form $\frac{\lambda}{\kappa} \cdot T =$

konst., d. h. das Verhältnis $\frac{\lambda}{\kappa}$ soll proportional der absoluten Temperatur T (Wiedemann-Franz-Lorenz'sches Gesetz) wachsen. Aber weder dieser Zusatz von Lorenz noch die anderweitig aufgestellte Annahme einer Konstanz von λ haben bei tiefen Temperaturen auch nur angenäherte Gültigkeit, natürlich erst recht nicht, wenn der Zustand der Überleitfähigkeit eintritt.

Für das Bereich von 0—100° ist von W. Jaeger und H. Diesselhorst sowie von Ch. H. Leco das erweiterte Gesetz für eine Reihe von Metallen bis auf wenige Abweichungen bestätigt worden.

Als Wert von $\frac{\lambda}{\kappa}$ für Silber bei 18° ergab sich $\frac{\lambda}{\kappa} = 0,760 \cdot 10^{-10}$, eine Zahl, die etwa dem Mittelwert aller an verschiedenen Metallen beobachteten Werten entspricht.

Nach den vorliegenden experimentellen Ergebnissen kann man die Metalle und Halbmetalle in zwei Gruppen einteilen. Bei der einen liegt $\frac{\lambda}{\kappa}$ zwischen $6,3 \cdot 10^{10}$ und $7,3 \cdot 10^{10}$ 1) und steigt etwa proportional mit der absoluten Temperatur, bei der zweiten Gruppe ist $\frac{\lambda}{\kappa}$ erheblich größer und wächst mit der abs. Temperatur wenig oder nimmt sogar ab. Bei Legierungen sind die Ergebnisse noch verwickelter.

Verschiedene Theorien versuchten den experimentellen Befunden auf elektronen-theoretischer Grundlage gerecht zu werden. Nach der Elektronentheorie sind nämlich sowohl die Wärmeleitung wie die Elektrizitätsleitung auf die Elektronen zurück-

zuführen, die innerhalb der Metalle die gleiche Beweglichkeit haben wie die Gasmolekel. Die Wärmeleitung beruht auf Energieübertragung durch Elektronenzusammenstöße. Dieser ungeordneten Bewegung überlagert sich bei Anlegen eines elektrischen Feldes eine einseitig gerichtete Bewegung, die dem elektrischen Strom entspricht. Drude gelangte zu dem Ausdruck

$$\frac{\lambda}{\kappa} = \frac{4}{3} \left(\frac{a}{e} \right)^2 \cdot T,$$

wobei a eine universelle molekulare Konstante und e die Elektronenladung ist. H. A. Lorenz fand mit einer strengeren Rechnung den gleichen Ausdruck, aber mit dem Zahlenfaktor $\frac{8}{9}$. Die unbefriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zeigt, daß die oben skizzierten theoretischen Anschauungen noch nicht zur Erklärung ausreichen. *R. Jaeger.*

Wiederholende Instrumente s. Optische Instrumente.

Wiederkehrwand, Wiederkehrzeit s. Umkehrwand.

Wiedervereinigung von Ionen, Wiedervereinigungskoeffizient. Sind in der Luft n Ionenpaare pro ccm vorhanden, und werden pro Sekunde im ccm q Ionenpaare frisch erzeugt (q heißt dann „Ionisationsstärke“), so würde die Zahl der Ionen ins Ungemessene wachsen, wenn nicht die Tendenz jedes Ions, mit einem Ion des entgegengesetzten Vorzeichens sich zu einem elektrisch neutralen Komplex zu vereinigen, die Zahl der Ionen vermindern würde. Die Wahrscheinlichkeit dieser „Wiedervereinigung“ für jedes einzelne Ion wächst proportional mit der Zahl der vorhandenen, entgegengesetzt geladenen Ionen. Sind n Ionen jedes Vorzeichens vorhanden, so muß die Zahl der durch Wiedervereinigung pro Sekunde verschwindenden Ionen somit proportional n^2 sein. Der Proportionalitätsfaktor a heißt „Wiedervereinigungskoeffizient“ oder „Molisierungskoeffizient“. Die Grundgleichung über die Änderung der Ionenzahl eines Gases läßt sich dann so formulieren, daß die Zunahme der Ionenzahl pro Sekunde gleich sein muß der Zahl der pro Sekunde frisch gebildeten Ionen weniger der Zahl der pro Sekunde durch Rekombination verschwindenden Ionen: $dn/dt = q - a \cdot n^2$.

Sobald der stationäre Zustand erreicht ist, gilt dann $q = a \cdot n^2$. Da man praktisch nie die Ionenzahl selbst, sondern nur die an ihr haftende Ladung $n \cdot e$ beobachten kann, gilt für die experimentelle Bestimmung des Wiedervereinigungskoeffizienten a eigentlich die Gleichung $\frac{d(n \cdot e)}{dt} =$

$q \cdot e - \frac{a}{e} \cdot (ne)^2$. Man erhält also direkt den Quotienten a/e und so sieht man, daß bei Angabe des Wiedervereinigungskoeffizienten ein bestimmter Wert des Elementarquantums zugrunde gelegt werden muß. Bei den weiter unten folgenden numerischen Werten ist $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten angenommen (Millikans Wert). Die Versuche im Laboratorium werden gewöhnlich in der Weise ausgeführt, daß man in einem Zylinderkondensator Luft durchsaugt, die außerhalb z. B. in einem Vorsteckrohre künstlich ionisiert wurde und den Ionengehalt bei Variation der Entfernung

1) λ in erg cm. sec, κ in abs. EM.

vom Präparat mißt. Im Kondensator ist dann q praktisch gleich Null zu setzen und es gilt $dn/dt = -\alpha \cdot n^2$. Nach dieser und ähnlichen Methoden ergaben sich für trockene, reine (staubfreie) Luft Werte des Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen $1,5$ und $2,0 \cdot 10^{-6}$. Für freie atmosphärische Luft wurden mehrfach höhere Werte erhalten. So fand A. Schuster $\alpha = 3$ bis $4 \cdot 10^{-6}$, Mache und Rimmer $2,9 \cdot 10^{-6}$. Nur Kohlrausch fand auch in Freiluft Werte von etwa $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-6}$.

Diese Erhöhung der Wiedervereinigung ist der Anwesenheit von größeren Zahlen von schwerbeweglichen („Langevin“-) Ionen und Staubkernen, Kondensationsprodukten u. dgl. zuzuschreiben: sind solche neben den gewöhnlichen Molionen in der Luft anwesend, so muß zwischen diesen und den schwerbeweglichen Ionen sowie zwischen Molionen und ungeladenen Kernen ebenfalls eine Wiedervereinigung stattfinden. Nennt man die Zahl der im ccm anwesenden Langevin-Ionen samt sonstigen Kernen N , so kann man unter Einführung eines Rekombinationskoeffizienten zwischen diesen und den Molionen die Grundgleichung exakter in der erweiterten Form $dn/dt = q - \alpha \cdot n^2 - \gamma \cdot n \cdot N$

anschreiben. Für den stationären Zustand ist dann $q = (\alpha \cdot n + \gamma \cdot N)n = \beta \cdot n$ (Schweidler), d. h. man kann in mit Adsorptionskernen erfüllter Luft die Zahl der pro Zeiteinheit verschwindenden Ionen mit genügender Genauigkeit der Ionenzahl selbst (nicht wie gewöhnlich dem Quadrat) proportional ansetzen. Schweidler nennt β die „Verschwindungskonstante“. Bei sehr kleiner Ionisationsstärke q , wie sie bei der natürlichen Ionisation in geschlossenen Gefäßen realisiert ist, kann nämlich $\alpha \cdot n$ immer als sehr klein gegen $\gamma \cdot N$, somit β als nahezu konstant angesehen werden. Die Bezeichnung „Verschwindungskonstante“ erfolgte ganz in Analogie zur „Zerfallskonstante“ radioaktiver Elemente. So wie diese den Bruchteil der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome angibt, so bedeutet β den pro sec durch Wiedervereinigung aller Arten von Ionen und Adsorption von Ionen an Aitkensche Kerne verschwindenden Bruchteil der vorhandenen leichten Ionen. β hat die Dimension (sec^{-1}). Schweidler findet nach einer speziell ausgearbeiteten Methode in normaler Freiluft für β Werte von 16 bis $22 \cdot 10^{-3}$. Der „scheinbare“ Wiedervereinigungskoeffizient α' ergibt sich entsprechend seiner Abhängigkeit von der Ionenzahl ($\alpha' = \beta/n$) ungefähr tausendfach kleiner, also von der Größenordnung $2 \cdot 10^{-5}$. Dieser Wert ist um eine Zehnerpotenz höher als die bisher angenommenen, oben angegebenen Werte des Wiedervereinigungskoeffizienten. Durch die Schweidlerschen Messungen ist auch das bisher bestehende Mißverhältnis zwischen den in Freiluft beobachteten Größen der Ionisationsstärke und des Ionengehalts im Prinzip aufgeklärt (s. auch Elektrizitätsleitung in Gasen).

Spätere Messungen von Power und von W. Schlenck (letztere nach einer zweiten, von Schweidler angegebenen Methode) ergaben für β Werte zwischen 6 und $80 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$. Schlenck findet deutliches Anwachsen von β mit dem Staubkerngehalt der Luft in Innsbruck. In Irland wurden analoge Untersuchungen von J. J. Nolan mit mehreren Mitarbeitern durchgeführt, wobei es

gelang, die Koeffizienten der Wiedervereinigung zwischen kleinen und großen Ionen und zwischen kleinen Ionen und ungeladenen Kernen („Anlagerungskoeffizient“) getrennt zu ermitteln. In neuester Zeit wurden eingehende Untersuchungen über die Ionenverschwindungskonstante in reiner Meerluft (Helgoland) und in Landluft (Tirol) von V. F. Hess (1927—1929) ausgeführt. Aus allen diesen Untersuchungen läßt sich ersehen, daß das Schweidlersche „lineare“ Wiedervereinigungsgesetz

$$dn/dt = q - \beta n = 0$$

in staubkernhaltiger Luft den tatsächlichen Verhältnissen sich am besten anschmiegt.

V. F. Hess.

Näheres s. V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Braunschweig 1926 (Sammlung Vieweg, Bd. 84).

Wiensches Strahlungsgesetz s. Strahlungsgesetze.

Wiensches Verschiebungsgesetz. Das Produkt aus der absoluten Temperatur T eines schwarzen Körpers und der Wellenlänge maximaler Emission λ_{max} ist konstant. Der Wert der Konstanten ist $0,287 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$. Näheres s. Strahlungsgesetze. Für die Strahlung von blankem Platin gilt das Gesetz ebenfalls mit dem Wert der Konstanten $0,258 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$. Das Gesetz dient zur Messung hoher Temperaturen (s. Strahlungstemperatur). Gerlach.

Wildbach s. Staukurve.

Willemit dient zur Herstellung von Fluoreszenz- oder Phosphoreszenzschirmen, die zum Nachweis von Kathoden-, Kanal- und Röntgenstrahlen verwendet werden können.

v. Staal.

Wimshurstmaschine s. Influenzmaschine.

Wind. Wind nennt man bewegte Luft, wenn ihre Bewegung im wesentlichen parallel zur Erdoberfläche erfolgt.

Richtung und Geschwindigkeit. Die Luftbewegung unterscheidet sich von anderen meteorologischen Elementen dadurch, daß sie nach skalaren und Vektorgrößen gemessen werden muß. Die Richtung wird in der Regel nach der Himmelsgegend benannt, aus welcher der Wind herkommt. Sie variiert mit der Höhe zum Teil beträchtlich. Zu ihrer Bestimmung dienen Windfahnen, Wimpel, Rauch, Wolken, Pilotballons usw. Die Windgeschwindigkeit (v) wird nach empirischen Skalen geschätzt, meist nach der 12teiligen Beaufort-Skala, oder mit Anemometern (s. d.) gemessen und in m pro sec oder km pro Stunde angegeben (1 m pro sec = $3,6 \text{ km pro Stunde}$).

Umrechnung der Beaufort-Skala in Geschwindigkeiten für Deutschland:

Beaufort-Skala	1	2	3	4	5	6
v in m p sec	1,7	3,1	4,8	6,7	8,6	10,7
Beaufort-Skala	7	8	9	10	11	12
v in m p sec	12,9	15,4	18,0	21,0	26,0	35

und darüber.

Der Winddruck p in kg pro qm läßt sich für kleinere Flächen nach der empirischen Formel $p = 0,8 v^2$ berechnen. In heftigen Orkanen können die einzelnen Windstöße bis zu 90 m pro sec erreichen. Die „Struktur“ des Windes ist nämlich keine gleichmäßige, sondern gerade die heftigen Winde zeigen große Unstetigkeiten in ihrer Stärke. Im allgemeinen nimmt die Geschwindigkeit mit der Höhe zu, und sie ist über Wasser größer als über dem Lande, wo sie eine ausgesprochene tägliche Periode mit einem Maximum kurz nach Mittag

aufweist. Auch die Windrichtung dreht sich während des Tages mit dem Laufe der Sonne.

Ursache. Die Entstehung des Windes zu erforschen ist die Aufgabe der dynamischen Meteorologie, welche erst durch die Untersuchung der höheren Luftschichten zu einem besonderen Zweige der Meteorologie ausgebaut werden konnte (s. Aerologie). Durch thermische Vorgänge wird die Gleichgewichtslage der Isobarenfläche gestört, wodurch Luftdruckgradienten (s. d.) entstehen, welche die Luft zum Abströmen von kälteren nach wärmeren Gebieten veranlassen (Konvektionsströmungen). Die ablenkende Kraft der Erdrotation bewirkt auf der nördlichen Halbkugel eine Abweichung der Bewegungsrichtung nach rechts, auf der südlichen eine solche nach links von der Richtung des Gradienten.

Geographische Verteilung. In den Tropen wehen mit großer Beständigkeit die Passate (s. d.) auf der nördlichen Halbkugel aus NE, auf der südlichen aus SE. Die beiden Passatzonen werden getrennt durch einen schmalen Streifen schwacher Winde, den Kalmengürtel oder Doldrum. An jeder Polargrenze der Passatzonen folgt ein Windstillengebiet, der Gürtel der Roßbreiten genannt. Jenseits derselben herrschen in Richtung wie Stärke veränderliche Winde, die jedoch auf der Nordhalbkugel vorwiegend aus SW und SSW, auf der Südhalbkugel aus NW und WNW wehen. In höheren Breiten der südlichen gemäßigten Zone wehen starke, die sog. „braven“ Westwinde mit großer Beständigkeit und umkreisen in einem geschlossenen Ring das Südpolargebiet.

Die Windzonen an der Erdoberfläche und die in engem Zusammenhange mit ihnen stehenden Luftdruckgürtel lassen sich durch folgendes Schema darstellen, das am reinsten über den Ozeanen ausgeprägt ist:

Breite	N 60°	30°	10°			
Windrichtung		WSW		NE		
Luftdruck in mm Hg	758		762,5		758	
	0°	10°	30°		60° S	
ENE	ESE	SE	WNW			
758	759	763,5	743			

Diese Windverteilung ist das Resultat des großen Kreislaufes der Atmosphäre, bei dessen Betrachtung man die Unregelmäßigkeiten, welche durch die Verteilung von Wasser und Land hervorgerufen werden, vernachlässigen und nur eine schematische zonale Anordnung zugrunde legen muß. Die analytische Behandlung dieser atmosphärischen Zirkulation ist nur möglich unter Hinzuziehung der Luftbewegungen in den höheren Schichten und daher eine Aufgabe der Aerologie. Eingeleitet wird die Bewegung durch Konvektionsströmungen zwischen den wärmsten und den kältesten Parallelkreisen. Durch die Erdrotation werden diese Luftbewegungen in der Weise modifiziert, daß auf jeder Halbkugel ein großer atmosphärischer Wirbel entsteht, in dessen innerem Gebiete die Rotation der Luftteilchen auf der südlichen Halbkugel im Sinne des Uhrzeigers, auf der nördlichen dagegen in umgekehrter Richtung erfolgt. Jeder Wirbel besitzt noch ein äußeres ringförmiges Gebiet mit entgegengesetzter Rotation. An der Grenze des äußeren und inneren Gebietes erfolgt durch die Zentrifugalkräfte eine Anhäufung

von Luft und eine entsprechende Vergrößerung des Luftdruckes.

Lokale Winde. Während die Passate (s. d.) einen beständigen Teil der allgemeinen Luftzirkulation auf der Erde darstellen, werden die Monsune (s. d.) durch die ungleiche Erwärmung von Wasser und Land im Sommer und Winter hervorgerufen, sind also Konvektionsströmungen. Der gleichen Ursache verdankt der tägliche Wechsel zwischen Land- und Seewind seine Entstehung, und in ähnlicher Weise kommt auch in Gebirgsländern am Tage der an den Berghängen aufsteigende Talwind zustande, der bei Nacht von dem talabwärts wehenden Bergwinde abgelöst wird. Lokale Winde von örtlich beschränkter Bedeutung sind die in Gebirgsländern aus größeren Höhen herabwehenden trockenen Fallwinde, von deren warmem Typus Föhn und Chinook (s. Föhn) die bekanntesten sind, während Bora (s. d.) und Mistral (s. d.) den kalten Typus repräsentieren. Den Wüstengebieten eigentümliche, heiße und trockene Lokalwinde sind der Khamsin in Ägypten, der Harmattan in Oberguinea und der Samum in Arabien. Die Bezeichnung Scirocco wird in den Mittelmeerländern für Winde verschiedener Art angewendet, nämlich einmal für den wahren Scirocco, den normalen warmen und feuchten SE-Wind an der rechten Vorderseite von Luftdruckdepressionen, ferner aber auch für echte Föhnwinde, und in Süditalien, Sizilien und Griechenland sogar für einen aus Afrika herüberwehenden südlichen Wüstenwind.

Etesien nannten schon die alten Hellenen jene sommerlichen trockenen Schönwetter-Nordwinde des östlichen Mittelmeeres, die heute der Türkei als Meltem bezeichnet.

In geographischer Hinsicht sind die Winde als erodierendes Agens (s. Winderosion) sowie als Erzeuger der Meeresströmungen (s. d.) von größter Bedeutung.

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Wind, elektrischer. Je dichter die elektrischen Ladungen auf einem Leiter liegen, um so stärker ist ihre gegenseitige Abstoßung. Besonders groß ist infolge der hohen elektrischen Dichte dieser Effekt auf einer Spitze. Überschreitet die Dichte der elektrischen Ladung eine bestimmte Höhe, so kann der Widerstand des an die Metallspitze angrenzenden Isolators überwunden werden, so daß ein „Ausströmen“ der Elektrizität erfolgt. Dasselbe ist der Fall an dünnen Drähten (Koronaverluste, Sprühverluste). Ist das an den Leiter angrenzende Dielektrikum Luft, so werden die Luftteilchen ebenfalls durch Influenz geladen und werden von der geladenen Spitze abgestoßen. Die darauf beruhende Wirkung der Spitzenkämme oder Saugkämme äußert sich bei hohen Spannungen in einer Luftströmung, dem „elektrischen Wind“, den man schon mit kleinen Elektrisiermaschinen an einer kleinen Flamme oder dem elektrischen Flugrad demonstrieren kann. Auch zur Messung hoher Spannungen ist dieser Effekt bereits verwendet worden.

R. Jaeger.

Winderosion. Die Winderosion unterscheidet sich von der Flußerosion (s. d.) und der Gletschererosion (s. d.) dadurch, daß sie nicht nur nach abwärts transportiert, sondern auch aufwärts wirkt. Sie ist daher in gewissem Grade unabhängig von der Schwerkraft und den Formen des Geländes. Bei der Winderosion überwiegt im allgemeinen die

Deflation (s. d.) über die Korrasion (s. d.). Bei heftigen Winden aber werden die Gesteinspartikelchen wie Geschosse gegen das Hindernis geschleudert, so daß die Korrasion in stärke ist, die seltsamsten Höhlungen in Felswänden zu schaffen und Felsformen die abenteuerlichsten Gestalten zu verleihen. Die Winderosion ist sogar in stärke, ganze Gesteinsschichten, namentlich solche von geringer Festigkeit, im Laufe der Zeit völlig wegzublasen. Die Korrasion des Windes wirkt auf anstehendes Gestein wie auf lose Blöcke und Steine glättend und polierend (Windschliff). Sie schleift den am Boden liegenden Geröllen Facetten an, die bei uns meist eine Dreizahl aufweisen (Dreikanter) und deren Lage zueinander von den vorherrschenden Windrichtungen abhängig ist.

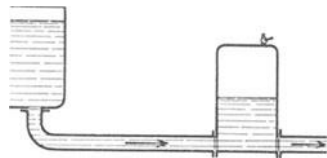
Eine ähnliche Wirkung, wie sie der sandbeladene Wind ausübt, ist übrigens auch in Polargegenden beobachtet worden, wo die, bei tiefer Temperatur sehr harten Schneekristalle, von heftigen Stürmen fortgepeitscht, eine starke Korrasion ausüben.

O. Baschin.

Windfahnenbewegung nennt man in der Dynamik des Flugzeuges eine typische Bewegung, bei welcher das Flugzeug unter Wirkung eines Seitenwindes unter gedämpften Schwingungen sich mit der Achse in die Flugrichtung relativ zum Wind einstellt. Diese Bewegung tritt bei jeder Seitenbewegung auf, koppelt sich aber mit einer Rollbewegung und einer Spiralsturzbewegung (s. d.).

L. Hopf.

Windkessel dienen zum Ausgleich der Förderung bei stoßweis arbeitenden Flüssigkeitspumpen (s. Fig.). Sie heißen Druck- oder Saugwindkessel, je nachdem ob sie hinter oder vor der Pumpe liegen. Im Druckwindkessel (beim Saugwindkessel gilt eine



Windkessel.

entsprechende Überlegung) wird das in einzelnen Stößen von der Pumpe gelieferte Wasser unter Verdichtung der leicht kompressiblen Luft fast völlig aufgespeichert. Bei genügend großem Luftvolumen sind die Druckschwankungen im Kessel viel geringer als die Schwankungen in der Anlieferungsmenge. Dementsprechend wird auch die Förderung hinter dem Kessel stark gleichmäßig. Wenn der Luftinhalt des Windkessels z. B. gleich dem zehnfachen Pumpeninhalte ist, so wird der Druck des Luftraums während einer Arbeitsperiode um nicht mehr als etwa 15% und die Liefergeschwindigkeit hinter dem Kessel um nicht mehr als etwa 7% schwanken.

Eisner — O. Schrenk.

Windmühlen (Windräder, Windturbinen) entziehen dem Winde Energie, um sie in eine nutzbare Form überzuführen. Die Arbeitsweise der Windmühlen ist in neuerer Zeit der erklärenden theoretischen Betrachtungsweise zugänglich geworden, doch hat sich dabei herausgestellt, daß die alten, durch lange Erfahrung gefundenen Windräder schon einen Grad von Vollkommenheit besitzen, der keine wesentlichen weiteren Verbesserungen mehr erwarten läßt.

Bei der theoretischen Behandlung der Windmühlenfrage (genau wie bei der Schiffs- und Luftschraubenforschung) werden zwei Wege eingeschlagen, von denen jeder einen Teil der wirklichen Verhältnisse einigermaßen richtig darzustellen vermag.

Man betrachtet erstens den von der Windradkreisfläche erfaßten Luftstrahl vor und hinter dem Rad (Strahltheorie).

Diese Luft gibt beim Durchtritt durch das Windrad Energie ab und erfährt dadurch eine Verzögerung; der Strahl verbreitert sich dabei, wie aus der Figur ersichtlich ist; unmittelbar vor und hinter der Radfläche selbst äußert sich der Energieverlust in einem Drucksprung; vor dem Rade ist ein größerer, hinter dem Rade ein kleinerer Druck als in der ungestörten Außenluft. Eine Nachrechnung der dabei vorhandenen Energie- und Impulsverhältnisse ergibt folgendes:

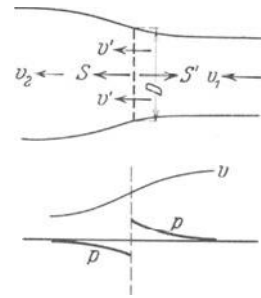


Fig. 1. Oben Strömung durch ein idealisiertes Windrad (die gestrichelte Linie soll das Windrad andeuten). Unten Verlauf der Geschwindigkeit (v) und des Druckes (p) vor und hinter dem Windrad. (Nach Betz.)

1. Die Geschwindigkeit v_1 beim Durchtritt durch das Rad ist das arithmetische Mittel aus der Geschwindigkeit v weit vor und v_2 weit hinter dem Rade:

$$v_1 = \frac{1}{2} (v + v_2).$$

2. Die maximale, überhaupt mit einem Windrade zu gewinnende Leistung ist

$$L_{\max} = \frac{16}{27} \frac{\rho}{2} v^3 F,$$

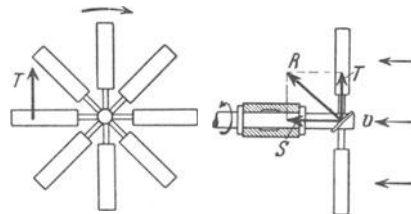


Fig. 2. Kräfte am Windrad. (Nach Betz.)

wenn ρ die Luftdichte, v die Windgeschwindigkeit und F die Radkreisfläche bedeutet. Die tatsächlich erzielten Leistungen sind stets etwas geringer.

3. Diese günstigste Leistung wird erzielt, wenn $v_2 = \frac{1}{3} v$ ist.

Die zweite Betrachtung ergänzt die bisherige, indem sie auf die Kräfte und Strömungsverhältnisse an den einzelnen Flügeln des Rades eingeht (Flügelblattheorie), und den Einfluß der hier maßgeblichen Größen untersucht, nämlich Zahl, Abmessungen, Widerstand und Auftrieb der einzelnen Flügel, sowie die Umfangsgeschwindigkeit des Rades.

O. Schrenk.

Winkelbeschleunigung s. Beschleunigung.

Winkelgeschwindigkeit s. Geschwindigkeit.

Winkelgleichung s. Netzausgleichung.

Winkelvergrößerung s. Gaußsche Abbildung.
Wintzischer Automat. Selbsttätig arbeitende Osmoregenerierung (s. d.).

Wippe, elektrische. Eine Vorrichtung, die das schnelle Kommutieren eines Stromkreises ermöglicht. Am bekanntesten ist die Pohlische Wippe, welche aus 6 in zwei Reihen angeordneten Quecksilbernapfen besteht. Die äußeren Napfe sind über das Kreuz leitend miteinander verbunden, während an den mittleren die Stromquelle angeschlossen ist. Die Richtung des Stromes wird durch Umlegen des Kupferbügels umgekehrt. *K. Pohlhausen.*
 Näheres s. F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Leipzig, Teubner.

Wirbelablösung s. Ablösung, Grenzschicht, Trennschicht und Bewegungswiderstand umströmter Körper.

Wirbelbewegung. Unter Wirbelbewegung im engeren Sinne versteht man in der Strömungslehre eine drehende Bewegung (Rotation) der kleinsten Flüssigkeitsteile (s. Dilatation); im weiteren Sinn häufig gewisse Bewegungen endlicher Strömungsgebiete auf geschlossenen Bahnen, die insofern mit den ersteren verwandt sind, als drehende Flüssigkeitsteilchen dabei beteiligt sind.

Für Flüssigkeitsteilchen oder -gebiete in einem Strömungsfelde (u, v, w), die mit Drehung behaftet sind, ist die „Zirkulation“

$$\Gamma = \oint v \, ds \neq 0,$$

berechnet längs irgendwelcher sie umschließender Kurven, deren Linienelement ds darstellt. Die Drehgeschwindigkeit ω an einem Punkte des Strömungsfeldes ist nach Größe und Richtung gegeben durch

$$\omega = \frac{1}{2} \text{rot } v = i \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + j \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + k \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right);$$

$\text{rot } v$ nennt man die Wirbelstärke oder Rotorintensität. Die Komponenten von $\text{rot } v$ (englisch vorticity oder curl v) heißen Wirbel- oder Rotor-komponenten (englisch vortex component auch guire). Für Potentialströmungsfelder ist, von sin-

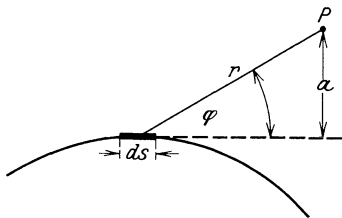


Fig. 1. Biot-Savartsches Gesetz.

gulären Stellen abgesehen, $\text{rot } v = 0$. Aus dem Vektorfeld $\text{rot } v$ lassen sich Wirbellinien (Wirbelfäden) bilden, wie aus dem Geschwindigkeitsfeld v Stromlinien; ihr Verlauf gibt die Richtung der Drehachse und ihre Dichte die Wirbelstärke. Aus Wirbellinien gebildete Flächen heißen Wirbelschichten. Wirbellinien können im Innern von Flüssigkeiten weder beginnen noch endigen, wie aus der Identität $\text{div } \text{rot } v = 0$ folgt; sie bilden darum geschlossene Kurven oder endigen an den Grenzen der Flüssigkeit. Für ein beliebiges von einer Kurve eingefasstes räumliches Flächenstück ist der Wirbelfluß, gemessen etwa durch die Zahl

der durchtretenden Wirbellinien gleich dem Zirkulationsintegral, also

$$\int \text{rot } v \, d\sigma = \oint v \, ds = \Gamma,$$

worin $d\sigma$ ein Flächenelement ist. Man nennt diesen Satz den Stokesschen Satz. Von Helmholtz stammen einige weitere Wirbelsätze, die das folgende besagen: Bildet man aus lauter längslaufenden Wirbelfäden eine Röhre in der Flüssigkeit (Wirbelröhre), so ist im reibungslosen Medium die Zirkulation längs einer Röhre an allen Stellen gleich und zeitlich konstant. Ferner besteht eine solche Röhre, wie sie auch im übrigen ihre Gestalt ändern mag, dauernd aus denselben Flüssigkeitsteilchen. Teilchen, die zu Anfang drehungsfrei waren, bleiben dies auch im Verlauf der weiteren Bewegung; für kompressible Medien gelten analoge Sätze bei eindeutiger Zuordnung von Druck und Dichte (z. B. adiabatisch). Das durch eine Wirbellinie im umgebenden Felde erzeugte Geschwindigkeitsfeld wird beschrieben durch das Biot-Savartsche Gesetz, das genau dem der magnetischen Induktion entspricht: Der Beitrag eines Wirbelfadens von der Länge ds zur Geschwindigkeit an einem Punkte P ist

$$d v = \Gamma \frac{ds}{4\pi r^2} \sin \varphi = \Gamma \frac{ds}{4\pi a^2} \sin^3 \varphi.$$

Die Bedeutung der Bezeichnungen geht aus der Fig. 1 hervor. dv steht senkrecht auf der durch ds und r festgelegten Ebene.

Die mit Drehung behafteten Flüssigkeitsbewegungen sind im einzelnen:

1. Räumliche Wirbelgebiete. Von etwaigen singulären Stellen abgesehen sind die Drehgeschwindigkeiten der Teilchen endlich. Hierher gehört vor allem die laminare Bewegung zäher Flüssigkeiten, wie sie unter gewissen Bedingungen in Wandnähe oder in durchströmten Röhren und in ähnlichen Fällen auftritt (s. Poiseuillesche Strömung und Grenzschicht). Es ist zu beachten, daß in diesen Fällen eine oberflächliche Anschauung keine Drehung vermuten läßt. Den räumlichen Wirbelgebieten bei dreidimensionalen Bewegungen entsprechen im zweidimensionalen Fall mit Drehung behaftete Teile der Strömungsebene.

2. Wirbelschichten. Sie bilden praktisch fast stets die Grenze zwischen Gebieten verschiedener Geschwindigkeit (daher Wirbelschichten = Diskontinuitätsflächen (s. dort), in zweidimensionaler Strömung: Diskontinuitätslinien). Den Zusammenhang zwischen der Wirbelstärke und dem Geschwindigkeitsunterschied zu beiden Seiten der Schicht gibt die Bildung des Zirkulationsintegrals auf einem kleinen Weg nach Fig. 2. Es ist

$$d\Gamma = (v_1 - v_2) \, ds$$

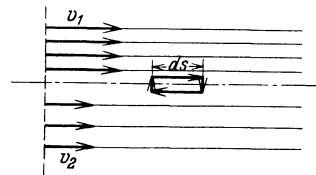


Fig. 2. Diskontinuitäts = Wirbelschicht.

Die Zirkulation um ein endliches Stück der Wirbelschicht gibt einen endlichen Zirkulationswert. In der Wirklichkeit halten sich solche Wirbelschichten wegen der Flüssigkeitsreibung und aus Stabilitäts-

gründen nicht lange aufrecht; in ganz reiner Form kommen sie überhaupt nie vor (s. Diskontinuitätsflächen). Für die Erfassung gewisser Probleme der Potentialströmungstheorie ist es von Vorteil, feste Oberflächen durch Wirbelverteilungen auf diesen Oberflächen zu ersetzen. Die Überlagerung der „induzierten“ Bewegung, die alle diese Wirbel im Strömungsgebiet erzeugen, gibt die tatsächlich vorhandene Bewegung (Berechnung nach dem Biot-Savartschen Gesetz, s. oben). Wirbelflächen werden ferner z. B. in der Theorie des Tragflächenauftriebs verwendet (Birnbäum, ZAMM 1923, S. 290). Um jede Auftrieb erzeugende Fläche ist eine Zirkulation vorhanden, deren drehendes Kerngebiet von den wandnahen reibungsgestörten Schichten gebildet wird (in der idealen Flüssigkeit von der Unstetigkeit in den Geschwindigkeiten an der Oberfläche selbst). Dieses Gebiet mitsamt dem Flügel wird als unendlich dünn betrachtet (Profilmittellinie) und durch Wirbelfäden ersetzt, die in Richtung der Flügelbreite verlaufen. Die Dichte der Wirbellinie an jeder Stelle bestimmt sich aus dem verlangten Geschwindigkeitsunterschied ($v_2 - v_1$) zwischen Saug- und Druckseite gemäß

$$\frac{d\Gamma}{ds} = v_2 - v_1.$$

Durch Annahme einfacher Verteilungen von $\frac{d\Gamma}{ds}$ ist es wenigstens für den zweidimensionalen Strömungsfall gelungen, die wirklichen Strömungen entlang mäßig dicken und gewölbten Profilen und die Flügelkräfte zu berechnen. Daraus abgeleitete zahlenmäßige Angaben über den Angriffspunkt der Flügelkraft und die Nullauftriebsrichtung sind für die verschiedensten Profilformen angegeben in der Hütte I, S. 383.

3. Der einzelne Wirbelfaden, „Potentialwirbel“ oder englisch: vortex (in zweidimensionaler Strömung Wirbelpunkt): Der Einzelwirbel, eine in wirklicher Strömung gleichfalls nie ganz ausgebildete Strömungsform, ist eine gute Annäherung für manche in der Wirklichkeit auftretende Bewegungen. Für jede ihn umschlingende Linie ist der Zirkulationswert konstant, für jede nicht umschlingende gleich null. Die Zirkulation ist auf einen unendlich dünnen Kernfaden konzentriert, alle übrigen Teilchen sind drehungsfrei, obwohl sie sich auf geschlossenen Strombahnen bewegen. Das Geschwindigkeitsfeld wird nach dem Biot-Savartschen Gesetz berechnet (s. oben). Für den geraden unendlich langen Wirbelfaden ist die Geschwindigkeit v in einem Punkt nur eine Funktion des senkrechten Abstandes r vom Faden:

$$v = \frac{\Gamma}{2r\pi}.$$

Das zugehörige Potential ist

$$\Phi = \frac{\Gamma}{2\pi} (\varphi + 2\pi n);$$

φ ist darin (in einer Ebene senkrecht zum Faden) der Winkel zwischen einer willkürlich gewählten Anfangsrichtung und dem Strahl r nach dem betrachteten Punkt, n eine beliebige ganze Zahl (vieldeutiges Potential). Die komplexe Strömungsfunktion lautet:

$$\Phi + i\Psi = i\frac{\Gamma}{2\pi} \ln z$$

(vgl. das ähnliche Potential der Quelle, s. d.). Bei der Strömung um einen unendlich dünnen Wirbel-

faden geht, wie man an diesem Beispiel sieht, die Geschwindigkeit in unmittelbarer Nähe des Kernfadens gegen unendlich. Aus diesem Grunde ist eine solche Strömung in reiner Form nicht möglich. Der Wirbelfaden mit seinem Felde hat besondere Bedeutung gewonnen in der Theorie des tragenden Fadens: für viele Überlegungen läßt sich ein Auftrieb erzeugender Körper durch einen einzelnen Wirbelfaden, nach Prandtl einen „gebundenen Wirbel“, ersetzen.

Lit.: Prandtl, Tragflügeltheorie I, Selbstverlag des KWI. für Strömungsforschung Göttingen und Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen Math.-Phys. Klasse 1918, S. 451.

4. Was sonst noch vielfach unter Wirbelbewegung verstanden wird, gehört nicht zu diesen einfachen idealisierten Bewegungen drehender Flüssigkeitsteilchen, läßt sich aber in vielen Fällen angenähert durch die Bewegung einzelner Wirbelfäden und ihrer Umgebung ersetzen. Drehende Flüssigkeitsteilchen sind stets mitbeteiligt.

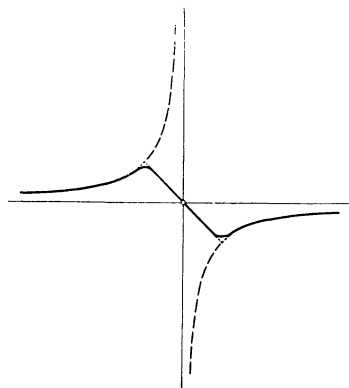
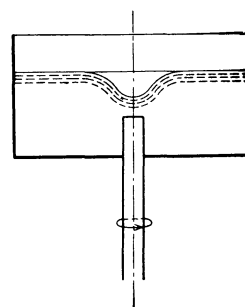


Fig. 3a. Geschwindigkeitverteilung im Rankineschen Wirbel (ausgezogene Linie).

a) Der „Wirbel“ im landläufigen Sinn. Wie beim isolierten Wirbelfaden in reiner Potentialströmung bewegen sich auch hier sämtliche Teilchen auf geschlossenen Bahnen. Die Geschwindigkeit ist aber in der Nähe des Mittelpunkts klein und im Mittelpunkt selbst 0 (ausgezogene Kurve der Fig. 3a = wirkliche Strömung; gestrichelt = Bewegung um einen idealen Wirbelfaden). In dem Gebiet der Abweichung von der Potentialbewegung ist Drehung vorhanden (rot $v \neq 0$).

Das drehungsbehaftete Innengebiet, das übrigens nicht ganz scharf begrenzt ist, heißt „Kern“, der äußere Potentialteil wird in der praktischen Hydromechanik häufig „Strudel“ genannt. Diese Bezeichnung rührt her von den Beobachtungen am



offenen Flüssigkeitsspiegel. Hier erzeugt nämlich eine kreisende Bewegung häufig die bekannten Trichterformen. Fig. 3b gibt eine experimentelle Möglichkeit an, solche Wirbel zu erzeugen; die sich drehende Achswelle ruft im geschlossenen Gefäß die gezeichnete Bewegung hervor. Für viele Zwecke kann man sich die Bewegung auch in

zwei scharf getrennte Teile zerlegt denken, den Potentialteil und einen wie ein starrer Körper rotierenden Kern (Rankinescher Doppelwirbel).

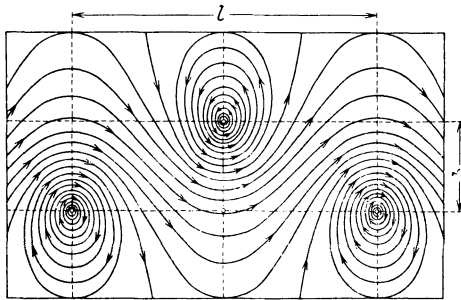
b) Walze = Bewegung auf (im Mittel) geschlossenen Bahnen mit wesentlichem Impulsaustausch quer zu den Bahnen; starke Dissipationswirkung.

c) Turbulente Bewegung, mitunter in etwas mißverständlicher Weise mit „wirbliger“ oder durchwirbelter Strömung bezeichnet s. Turbulente Bewegung der Flüssigkeiten. Englisch: eddy.

Eisner — O. Schrenk.

Wirbelgewitter s. Gewitter.

Wirbelstraße. Die Vorgänge in der Strömung hinter einem festen Körper lassen sich nach v. Kármán erfassen als Bewegungen von Einzelwirbeln, die sich systematisch zu einer stationär vorwärts schreitenden Straße zusammenordnen. Da der Wirbel am Flüssigkeitsteilchen haftet, ist die Geschwindigkeit jedes Wirbels innerhalb einer solchen Straße durch die von den anderen Wirbeln an der betreffenden Stelle erzeugte Geschwindigkeit gegeben. Von allen Anordnungen, bei welchen die ganze Straße unveränderlich vorwärts schreitet, erweist sich bei Untersuchung mit der Methode der kleinen Schwingungen nur eine als nicht instabil, sondern indifferent, nämlich die Anordnung auf Lücke in zwei Straßen (s. Fig.); wenn $h/l = 0,281$. Man kann auch für diesen Fall aus dem Impulsatz den Widerstand W des



Kármánsche Wirbelstraße.

die Wirbel erzeugenden Körpers berechnen, wenn man nur die Geschwindigkeit u der Wirbelstraße, die von der Geschwindigkeit U des Körpers verschieden ist und die Entfernung l bzw. h (verschieden von den Längenabmessungen des Körpers) mißt. Es ergibt sich (ρ Dichte)

$$W = \rho l U^2 \left\{ 0,799 \frac{u}{U} - 0,323 \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right\}$$

in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. Es findet sich z. B. bei einem Zylinder vom Durchmesser D : $\frac{u}{U} = 0,14$ und $\frac{l}{D} = 4,3$ also $\frac{h}{D} = 1,2$.

Wirbelstraßen treten nur hinter Körpern mit laminarer Grenzschicht (s. d.) auf. Ist die Grenzschicht turbulent, so ist eine bestimmte Anordnung im Wirbelraum nicht zu bemerken.

Hopf.

Wirbelströme. Jede zeitliche Änderung des einen Leiter durchsetzenden magnetischen Induktionsflusses bewirkt den Fluß elektrischer Ströme, welche innerhalb des Leiters in sich zurücklaufen und daher Wirbelströme genannt werden.

Grundgesetze: Streicht man den (hypothetischen) Verschiebungsstrom in leitenden Körpern, so liefern die beiden Maxwellschen Sätze die universellen Grundgleichungen der Wirbelströmung ($\mathfrak{E} \rightarrow$ elektr. Feldstärke, $\mathfrak{H} \rightarrow$ magn. Feldstärke, $i \rightarrow$ Stromdichte, $\mathfrak{B} \rightarrow$ magn. Induktion, in technischen Einheiten).

$$i = \text{rot } \mathfrak{H} \\ - \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} 10^{-8} = \text{rot } \mathfrak{E}.$$

Hierzu kommen Aussagen über elektrischen und magnetischen Materialaufbau.

$$i = \kappa \cdot \mathfrak{E} \quad \kappa \rightarrow \text{Leitfähigkeit} \\ \mathfrak{B} = \mu \cdot \mathfrak{H} \quad \mu \rightarrow \text{Permeabilität, für Luft und Nichteisenmetalle } 0,4 \pi.$$

Durch Elimination von \mathfrak{B} und i folgt

$$\kappa \cdot \mathfrak{E} = \text{rot } \mathfrak{H} \\ - \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} \cdot \mu \cdot 10^{-8} = \text{rot } \mathfrak{E}.$$

Hieraus ergibt sich die Differentialgleichung des elektrischen Wirbelfeldes

$$\nabla^2 \mathfrak{E} = \kappa \mu \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}.$$

Dieselbe Gleichung gilt für das magnetische Feld. Sie ist mit der Differentialgleichung der Wärmeleitung identisch.

Spezielle Formen: Im Falle eines exponentiell verklingenden Feldes

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 e^{-\lambda t} \quad e = 2,718 \dots$$

erhält man die Gleichung der „freien“ Wirbelströmung

$$\nabla^2 \mathfrak{E}_0 = -\kappa \mu \cdot 10^{-8} \cdot \lambda \cdot \mathfrak{E}_0,$$

für den Fall eines zeitlich periodischen Feldes

$$\mathfrak{E} = \text{Re} (\mathfrak{E}_0 e^{j \omega t}) \quad \text{Re} \rightarrow \text{Realteil; } j = \sqrt{-1}$$

das Gesetz der „erzwungenen“ Wirbelströmung

$$\nabla^2 \mathfrak{E}_0 = \kappa \mu \cdot 10^{-8} j \omega \mathfrak{E}_0.$$

Mit den Abkürzungen

$$-\kappa \mu \cdot 10^{-8} \lambda = k^2 \text{ bzw. } \kappa \mu \cdot 10^{-8} j \omega = k^2$$

gehen beide Gleichungen in die Wellengleichung über

$$\nabla^2 \mathfrak{E}_0 = k^2 \mathfrak{E}_0.$$

Bringt man das Gesetz der erzwungenen Wirbelströmung auf die Form

$$\frac{\nabla^2 \mathfrak{E}_0}{\left(\frac{\sqrt{\kappa \mu \cdot 10^{-8} \omega}}{2} \right)^2} = (1-j)^2 \mathfrak{E}_0$$

so erkennt man, daß alle Materialien unter sonst gleichen Umständen gleiche Wirbelströmung besitzen, wenn sie in den im Verhältnis

$$\sqrt{\frac{\kappa \mu \cdot 10^{-8} \omega}{2}} : 1$$

reduzierten Abmessungen übereinstimmen. Läßt man für μ komplexe Werte zu, so gilt dies auch mit Einschluß der Hystereseerscheinung. Daher ist dieses Ähnlichkeitsgesetz der Wirbelströmung ein wichtiges Hilfsmittel der experimentellen Wirbelstromforschung.

Anwendungen. Beim Übergang zu stationären Feldern ($\omega = 0$) verschwindet die Wirbelströmung. In den Leitern besteht dann entweder eine stationäre Gleichströmung oder ein magnetostatisches Feld. Im ersten Falle verdrängt die Wirbelströmung daher nur die resultierenden Stromlinien aus ihrer früheren Bahn: Stromverdrängung (Haut-

wirkung, Skineffekt). Im anderen Falle dagegen werden beim Übergang zum Wechselfeld zunächst stromfreie Gebiete von den Wirbellinien erfaßt: Wirbelströmung im engeren Sinne. Beide Erscheinungen werden nicht nur durch dieselbe Differentialgleichung beherrscht, sondern man erhält nach Lösung eines Wirbelstromproblems durch Vertauschung der \mathcal{E} - und \mathcal{H} -Vektoren sogleich die Lösung der entsprechenden Stromverdrängungsaufgabe und umgekehrt.

Durch Stromverdrängung wird der wirksame Widerstand wechselstromdurchflossener Leiter gegenüber ihrem Gleichstromwiderstand erhöht. Man berechnet diese wichtige Größe nach Lösung der obengenannten Feldgleichungen mittels des Poyntingschen Satzes aus dem vektoriellen Produkt der Feldstärken \mathcal{E} und \mathcal{H} , integriert über die Gesamtoberfläche des Leiters. Die Aufgabe ist streng durchgeführt für Platten, Nutenwicklungen elektr. Maschinen, kreisrunde Massivdrähte, Litzen, Spulen und geschichtete Drähte; angenäherte Darstellungen besitzt man für den unendlichen Halbraum, für Drähte von rechteckigem Querschnitt, sowie für Eisenbänder beliebiger Querschnittsform. In den meisten Fällen wird gefordert, bei gegebener Frequenz und Leitfähigkeit (Gleichstromwiderstand) den Zusatzwiderstand möglichst klein zu halten. Hierzu müssen alle vom Fluß durchsetzten Flächen weitgehend unterteilt (Litzen, Seile, Kunststäbe) und etwaige Eisendrähte von der Stromführung abgeschirmt werden (Galvanisierung, Ummantelung mit Kupfer oder Aluminium). Gelegentlich erstrebt man wohl auch absichtlich hohe Stromverdrängungsverluste (Wirbelstromanlauf von Drehstrommotoren mit Käfiganker (s. d.); hier sind sinngemäß die umgekehrten Maßnahmen anzuwenden.

Weit größere Bedeutung kommt den Wirbelströmen im engeren Sinne zu. Man kennt die strenge Lösung der Gleichungen für Platten (Bleche), kreisrunde Drähte und Bolzen, massive Anker elektrischer Maschinen und für dünne Scheiben; die Wirbelströmung in Platten bildet die Grundlage für die Berechnung der sog. Ummagnetisierungsverluste im Eisen elektr. Maschinen: Die Forderung kleiner Verluste führt auf Unterteilung des Eisenquerschnittes (Papier- oder Lackisolation zwischen den Blechen) und Herabsetzung der Leitfähigkeit (legierte Bleche). Umgekehrt verfährt man bei der Konstruktion großer Wirbelstrombremsen, wie sie für Abnahmeprüfungen von Großmaschinen gern benutzt werden. Endlich baut sich auf der Wirbelströmung in Scheiben der Entwurf mittlerer und kleinster Wirbelstrommaschinen auf, welche als Trieb- oder Bremsscheiben das wichtigste Organ zahlreicher Elektrizitätszähler bilden. Über andere meßtechnische Anwendungen vgl. Wirbelstromtachometer, Drehfeldinstrumente und Wirbelstromwaagen.

F. Ollendorff.

Näheres s. R. Rüdberg, Energie der Wirbelströme, Voitsche Sammlung elektrotechn. Vorträge. Stuttgart, Enke 1906.

Wirbelstrom, Wirbelstromverluste s. Eisenverluste.

Wirbelstrombremse s. Dynamometer.

Wirbelsturm. Die heftigen Orkane, deren Hauptentstehungsgebiet in den Tropen liegt, sind ihrem Wesen nach Wirbelstürme, die sich von den Zyklonen der höheren Breiten vor allem durch ihre größere Intensität bei sehr viel geringerem

Durchmesser, ihr seltenes Auftreten und ihre Bevorzugung bestimmter Gebiete, namentlich der Meere unterscheiden. Sie bewegen sich verhältnismäßig langsam vorwärts, und zwar innerhalb der Tropen hauptsächlich von Osten nach Westen, also entgegengesetzt der vorherrschenden Richtung außertropischer Stürme. Dabei zeigen sie jedoch eine „Polartendenz“, biegen nach dem Überschreiten der Wendekreise nach Osten um und folgen nun den mittleren Bahnrichtungen der außertropischen Stürme, so daß ihre Bahnen Parabeln darstellen, deren Scheitel in der Nähe der Wendekreise liegen und nach Westen gekehrt sind. Im Zentrum pflegt Windstille und blauer Himmel (Auge des Sturmes) zu herrschen, bis nach längerer Pause der Orkan aus der entgegengesetzten Richtung wie vorher, mit voller Gewalt wieder einsetzt.

Am häufigsten kommen die tropischen Wirbelstürme im Sommer bei Westindien, im Indischen Ozean, in den Ostasiatischen Randmeeren und im südlichen Pazifischen Ozean vor, und zwar entstehen sie meist in der Nähe der Doldrumzone zwischen den beiden Passatgürteln (s. Winde). Sie sind auf die unteren Schichten der Atmosphäre beschränkt. In Amerika nennt man diese Wirbelstürme Hurrikane, in Ostasien Taifune, während man bei uns oft von dem Zyklon im Gegensatz zu der normalen Zyklone (s. d.) spricht.

O. Baschin.

Wirbelwiderstand s. Bewegungswiderstand in Flüssigkeiten.

Wirksamer Querschnitt. Zur Messung insbesondere hoher Drucke werden Kolbenmanometer oder Druckwaagen benutzt, bei denen der Druck auf einen in einen Zylinder eingeschlifenen, gedichteten oder ungedichteten Kolben von bestimmtem Querschnitt wirkt. Der Kolben selbst wird mit Gewichten belastet. Es ist zur Bestimmung des Druckes außer den Korrekturen dieser Gewichte die Kenntnis des während des Versuches wirklich belasteten Querschnittes nötig. Diesen tatsächlich in Rechnung zu setzenden Querschnitt nennt man den „wirksamen“ oder „funktionellen“. Er ist im Falle des ungedichteten, nur eingeschlifenen Kolbens gleich dem arithmetischen Mittel aus Zylinder und Kolbenquerschnitt, im Falle des am Kolben gedichteten gleich dem Querschnitt des Zylinders und endlich im Falle des zylindergedichteten gleich dem Querschnitt des Kolbens. Die durch den Druck bewirkten Aufweitungen und Kompressionen müssen sehr beachtet werden.

H. Ebert.

Wirkspannung, -strom, -leitwert, -leistung, -widerstand s. Wechselstromgrößen.

Wirkungsfunktion s. Impulsätze.

Wirkungsgrad η einer Maschine (d. h. einer Vorrichtung zur Übertragung oder zur Umwandlung von Energie) nennt man den echten Bruch, dessen Nenner die in die Maschine hineingeleitete Energie E_e , und dessen Zähler die ihr nutzbar wieder entnommene Energie E_n sind; diese ist gegenüber jener um den Betrag der in der Maschine vergeudeten (d. h. in unbrauchbare Form umgewandelten, zumeist Wärme-) Energie E_w kleiner:

$$\eta = \frac{E_n}{E_e} = \frac{E_e - E_w}{E_e} = 1 - \frac{E_w}{E_e}.$$

Sind n Maschinen mit den Wirkungsgraden η_1

$\eta_2 \dots \eta_n$ unmittelbar hintereinander geschaltet, so ist der Gesamtwirkungsgrad

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \dots \eta_n. \quad R. Grammel.$$

Wirkungsgrad (Nutzfaktor) einer Innenbeleuchtung ist nach Högnner das Verhältnis des auf die Bodenfläche auffallenden Lichtstroms (Nettolichtstrom) zum gesamten in den Raum ausgestrahlten Lichtstrom (Bruttolichtstrom); s. Beleuchtungsanlagen, III. *Liebethal.*

Wirkungsgrad einer betriebsmäßigen Lampenausrüstung (Armatur) ist das Verhältnis der Lichtströme der Lampe mit und ohne Ausrüstung. Zur Vergleichung des Wirkungsgrades verschiedener Ausrüstungen sind zusätzliche Angaben über die Art der Ausrüstung und die mit ihr erzeugte Lichtverteilung und Flächenhelle zu machen. (Nach den „Regeln und Normen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft für Licht, Lampen und Beleuchtung“, Licht und Lampe 1924, S. 395.) *Liebethal.*

Wirkungsgrad einer Luftschraube. 1. Effektiver Wirkungsgrad einer Schraube ist das Verhältnis Nutzleistung. Die Nutzleistung ist dabei gegeben durch das Produkt aus Schraubendruck und Fluggeschwindigkeit. Er beträgt etwa 60 bis maximal ungefähr 80%.

2. Idealer Wirkungsgrad einer Luftschraube (s. d.). Effektiver und idealer Wirkungsgrad sind durch den Gütegrad verbunden (s. d.). *L. Hopf.*

Wirkungsgrad, maximaler. Maximaler Wirkungsgrad heißt im Sinne der Thermodynamik der Maximalwert, den das Verhältnis zwischen der aufgewendeten und der in nutzbare Arbeit verwandelten Energie annehmen kann. —

Leistet eine thermodynamische Maschine (Dampfmaschine), welche zwischen den absoluten Temperaturen T_1 (Dampfkessel) und T_2 (Kondensator) arbeitet, die mechanische Arbeit A und entnimmt sie gleichzeitig dem Wärmebehälter der Temperatur T_1 die Wärmemenge Q_1 , so heißt der

Quotient $n = \frac{A}{Q_1}$ der Wirkungsgrad des Prozesses.

Erfolgt der Prozeß unter den theoretisch günstigsten Bedingungen, wie sie im Carnotschen Kreisprozeß (s. d.) vorausgesetzt werden, so erreicht A den Maximalwert, nämlich $A = \frac{T_1 - T_2}{T_1} Q_1$, und der

maximale Wirkungsgrad ergibt sich zu $n = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$.

Dieser ist also um so größer, je größer die Temperaturdifferenz der Wärmebehälter und je tiefer die Temperatur des wärmeren der beiden Behälter ist. Ist z. B. die Temperatur des Dampfes $t_1 = 200^\circ$ oder $T_1 = 473^\circ$ und die Temperatur des Kühlers $t_2 = 0^\circ$ oder $T_2 = 273$, so ist ganz unabhängig von der Substanz, mit der die Maschine arbeitet (Wasser, Alkohol usw.) ihr maximaler

$$\text{Wirkungsgrad } n = \frac{200}{473} = 0,423.$$

Die Größe n wird auch ökonomischer Koeffizient des Carnotschen Prozesses genannt.

Der wirkliche Wirkungsgrad einer Maschine ist wegen der stets vorhandenen Verluste an nutzbarer Arbeit meist sehr erheblich kleiner als der maximale.

Von dem maximalen Wirkungsgrad unterscheidet man den thermodynamischen Wirkungsgrad. Es ist dies das Verhältnis der von einer Maschine wirklich

geleisteten Arbeit zu derjenigen Arbeit, die im idealen Grenzfall unter den gleichen Bedingungen bei Ausschluß von Wärmeleitung und Reibung geleistet werden könnte. *Henning.*

Wirkungsgrad, Verluste und Erwärmung elektrischer Maschinen. Die rasche Entwicklung der elektrotechnischen Meßtechnik und die relative Leichtigkeit ihrer Anwendung haben bewirkt, daß man nahezu von Beginn des modernen Elektromaschinenbaues an über die Größe wie die Bedeutung der einzelnen Verlustquellen in elektrischen Maschinen ganz unvergleichlich besser orientiert war als über äquivalente Vorgänge in den zum Teil der Entwicklung nach bedeutend älteren Wärme- wie Wasserkraftmaschinen. Dieser Zustand hat erstens die wirtschaftlich sehr wichtige Folge gehabt, daß seit langer Zeit in allen wichtigen Industriestaaten Regeln und Vorschriften bezüglich des Gütegrades der kleinsten wie der größten dynamoelektrischen Maschinen (in Deutschland z. B. verfaßt vom Verband deutscher Elektrotechniker!) bestehen, die, von allen Instanzen der öffentlichen wie der privaten Wirtschaft anerkannt, Käufer wie Verkäufer eine sichere Basis für einen Geschäftsabschluß gewähren bzw. jede unberechtigte Willkür ausschließen, und zweitens bewirkt, daß falsche Anschauungen, tatsächlich nicht haltbare Patentansprüche und ähnliche, den Fortschritt hemmende Umstände in der Praxis stets sehr bald erkannt und beseitigt werden können.

Als „Wirkungsgrad“ schlechtweg wird das Verhältnis

$$\frac{\text{Abgabe}}{\text{Abgabe} + \text{meßbare Verluste}} = \frac{\text{Abgabe}}{\text{Aufnahme}}$$

bezeichnet, das auch entsprechend einer Änderung der Meßmethode ersetzt werden kann durch das Verhältnis

$$\frac{\text{Aufnahme} - \text{meßbare Verluste}}{\text{Aufnahme}} = \frac{\text{Abgabe}}{\text{Aufnahme}}$$

Hierbei ist es prinzipiell völlig gleichgültig, ob mechanische oder elektrische Energieaufnahmen oder -abgaben oder auch beide gemessen werden, doch wählt die Praxis mit Vorliebe solche Methoden, die mechanische Leistungsmessungen mit Rücksicht auf ihre relative Ungenauigkeit, bzw. Umständlichkeit vermeiden und mit ausschließlich elektrischen Messungen auskommen.

Die obige Definition des Wirkungsgrades deckt sich in Geldwert umgerechnet, wie ersichtlich, mit dem des „wirtschaftlichen Wirkungsgrades“ des Wärmekraftmaschinenbaues und läßt hierdurch besonders die ungeheure Überlegenheit des elektrischen Energietransportes gegenüber dem direkten Brennstofftransport erkennen. Ein moderner selbst kleiner Elektromotor beliebiger Stromart führt die Energietransformation zwischen Zähler und Riemenscheibe mit mehr als 80% Wirkungsgrad aus (große Maschinen erreichen unschwer 95% und mehr!), während auch die hochwertigste Wärmekraftmaschine gleicher Leistung nur ca. 30 bis 35% des Wärmehalts, z. B. des Treiböles im Faß, auszunützen gestattet. Trotzdem wäre es aber falsch, aus diesen Verhältnissen einen Schluß auf die Leistungen des Elektromaschinenbaues einerseits, des Wärmekraftmaschinenbaues andererseits zu ziehen, denn bei dem heutigen Stande der Technik ist die elektrische Energieform stets die sekundäre, deren Vorzüge nur für die

Verteilung zur Geltung kommen können. Das Streben der modernen Energiewirtschaft geht demnach folgerichtig auch dahin, die primäre Energieerzeugung in gewaltigen Zentralen mit infolge der zur Verfügung stehenden technischen Mittel und Möglichkeiten höchstem wirtschaftlichem Wirkungsgrad von mindestens 30—40% und mehr vorzunehmen, und die gewonnene Arbeit in der heute als hochwertigst erkannten elektrischen Form den Verbrauchern zuzuführen. Der Vollständigkeit wegen sei bemerkt, daß moderne Wasserkraftmaschinen 75—85% der hydraulischen Energie auszunützen gestatten. Die Wärme ist eben eine heute noch relativ schwer rationell ausnützbare Energieform.

Sämtliche Verluste elektrischer Maschinen erscheinen mittelbar in Form von Wärme; unmittelbare Verluste am Energieträger selbst (z. B. Ruß- und Ölteilchen in den Abgasen von Kesselanlagen und Verbrennungskraftmaschinen!) kommen praktisch nicht in Betracht. Dadurch ist zu einem sehr hohen Prozentsatz der richtige Entwurf von Dynamomaschinen jeder Art schon frühzeitig ein wärmetechnisches Problem geworden, dem gegenüber z. B. die Frage der dielektrischen Festigkeit, von ausgesprochenen Hochspannungsmaschinen abgesehen, eine relativ leicht zu beherrschende ist. Nach einiger Zeit eintretende Wicklungsdurchschläge sind nahezu stets die Folge von Herstellungs-, verkohlte Isolation dagegen von Konstruktionsfehlern.

Da also ständig in einer Dynamomaschine Wärme erzeugt wird, muß dieselbe auch ständig abgeführt werden, um im Dauerbetrieb eine der Isolation schädliche Temperaturerhöhung zu vermeiden. Wie hoch die Grenze der zulässigen Temperaturerhöhung liegen darf, hängt völlig von der Art der Isolation und der Umgebungstemperatur ab. Als Beispiel möge dienen, daß die meisten Faserstoffe (Baumwolle!) bei mehr als 80° C anfangen, brüchig zu werden, weshalb für sie bei einer höchsten Umgebungstemperatur von 30° nur 50° Über-temperatur zulässig sind. Bei relativ so niedrigen Temperaturgefällen und -werten spielt in den meisten Fällen die Strahlung für die Abfuhr der Verlustwärme eine sekundäre, die Konvektion eine primäre Rolle. Als Kühlmittel dient vorwiegend die atmosphärische Luft, die auf vom Konstrukteur genau vorgeschriebenen Bahnen mittels eingebauter Windflügel, evtl. auch eines besonderen Flügelrades oder Ventilators, durch die Maschine geführt wird. Da bei sehr großen Dynamomaschinen trotz ihres hohen Wirkungsgrades der absolute Wert der Abwärme noch immer recht hoch ist, wird die austretende erwärmte Luft gern zu Heiz- und Trocknungszwecken verwendet. Wasser- oder Ölkühlung findet nur bei Transformatoren und Widerständen ausgedehnte Anwendung.

In der Elektrotechnik pflegt man die Gesamtverluste in drei Hauptgruppen einzuteilen:

- a) Verluste durch Joulesche Wärme in allen stromdurchflossenen Konstruktionselementen (Wicklungen, Kommutatoren, Schleifringe, Bürsten usw.), meist einfach als „Kupferverluste“ bezeichnet.
- b) Verluste durch Hysterese und Wirbelströme in allen vom magnetischen Kraftfluß durchsetzten Konstruktionselementen, also in erster Linie im Eisen des magnetischen Hauptkreises; hinzurechnet werden meist auch alle, durch Streu-

felder im Eisen wie überhaupt in Metallteilen hervorgerufene (Wirbelstrom!)- Verluste. Die ganze Verlustgruppe wird unter dem Sammelnamen „Eisenverluste“ zusammengefaßt.

- c) Verluste durch mechanische Reibung in Lagern, an Schleifringen und Kommutatoren (Bürstenreibung!), sowie durch Luftreibung und -förderung (Ventilationsverluste!).

Die Verluste unter a) sind, soweit sie in der Wicklung selbst auftreten, bei kleinen und mittelgroßen Maschinen, solange es sich nicht um ungewöhnlich niedrige Spannungen und dementsprechend hohe Stromstärken handelt (Elektrolyse!), mit guter Genauigkeit berechenbar. Die Schwierigkeit liegt hier nur in der vorher nicht genau bekannten Widerstandserhöhung durch die unvermeidliche Erwärmung. Bei den sehr großen Synchron-Turbogeneratoren der Neuzeit, die nur wenige Stäbe pro Nut haben, hat ferner die Frage der Stromverdrängung in von Wechselstrom durchflossenen Leitern zeitweise recht störende Unsicherheiten in den Entwurf hineingebracht, die aber heute praktisch überwunden sind. Nur empirisch eingeschätzt werden können dagegen die Verluste in den Kontaktflächen der Stromabnehmer; die Vorgänge sind hier noch völlig ungeklärt.

Hinsichtlich der Eisenverluste ist zu beachten, daß alle magnetischen Eigenschaften der im Dynamobau verwendeten Eisensorten zwar als Materialkonstante dem Ingenieur mit leidlicher Genauigkeit bekannt sind, und ihre Größe vor Einbau durch stete Messungen im Laboratorium kontrolliert wird, daß aber einerseits die verschiedenen Bearbeitungsprozesse während der Herstellung einer Maschine, andererseits die Feldverzerrungen im Betrieb die Eigenschaften des magnetischen Kreises der fertigen Maschine gegenüber der Berechnung so völlig ändern können, daß von einer genauen Vorausberechnung der Eisenverluste nicht die Rede sein kann, abgesehen von Transformatoren, wo die Verhältnisse sehr einfach liegen. In der Praxis begnügt man sich daher damit, die sog. „theoretischen“ Eisenverluste einer mit höchster Sorgfalt und Schonung des Materials hergestellten gewissermaßen idealen Maschine vorauszuberechnen, und zu ihnen einen Zuschlag zu machen, der durch Prüffelderfahrungen bestimmt ist. Theoretische Schwierigkeiten bereiten gelegentlich die durch die Nutzung hervorgerufenen Pulsationsverluste in den Oberflächen der Polschuhe und Zähne, da es sich hier um sehr hohe Frequenzen handelt.

Die Lager- und Kommutatorreibungs- sowie die Ventilationsverluste sind rein nach Erfahrung schätzbar, da eine mit dem Versuch gut übereinstimmende Theorie derzeit noch fehlt.

Bestimmte Regeln über die Verteilung der Gesamtverluste auf die drei genannten Verlustgruppen sind allgemein gültig nicht angebar, doch ist es z. B. klar, daß die dritte Gruppe bei kleinen, raschlaufenden Gleichstrommaschinen wichtig, bei großen, nicht allzu rasch laufenden dagegen nahezu vernachlässigbar ist. Das Streben des Konstrukteurs geht naturgemäß dahin, den Wirkungsgrad in einem möglichst großen Belastungsbereich annähernd konstant zu halten, was in größter Annäherung durch kleine Reibungs- und Ventilationsverluste und ungefähre Gleichheit der Eisen- und Kupferverluste erreichbar ist. Gute, normale

Maschinen erreichen das Maximum des Wirkungsgrades meist zwischen $\frac{3}{4}$ - und $\frac{1}{2}$ -Last.

Allgemein gültige Werte des Wirkungsgrades sind relativ schwer anzugeben, da sie erstens stark von der Umdrehungszahl und zweitens von dem Verwendungszweck der Maschine abhängen. Die ziffernmäßig höchsten Werte werden naturgemäß von Generatoren wie Motoren verlangt, die bei mäßig schwankender Last lange Zeit ununterbrochen laufen, während z. B. bei Motoren für Hebezeug- oder Straßenbahnbetrieb infolge der ständig schwankenden Leistung einige Hundertteile auf oder ab keine wesentliche Rolle spielen. Sieht man von den höchsten, heute üblichen Umlaufzahlen pro Minute ab ($> 3000!$), so hat im allgemeinen die raschlaufende Maschine einen etwas besseren Wirkungsgrad als die langsamlaufende. Die folgenden Tabellen mögen zur ungefähren Orientierung über die Größenordnung des heute Erreichbaren dienen; zwischen Generatoren und Motoren bestehen keine prinzipiellen Unterschiede:

Tabelle 1.
Gleichstrommaschinen.

Leistung in KW	Wirkungsgrad bei Vollast in % der	
	Raschläufer	Langsamläufer
5	ca. 83	ca. 80
50	„ 90	„ 88
100 u. mehr	„ > 91	„ > 90

Tabelle 2.
Synchrone Mehrphasenmaschinen;
6-polig, Frequenz 50.

Leistung in KVA	Wirkungsgrad bei Vollast in % bei	
	$\cos = 1$	$\cos = 0,8$
5	ca. 84	ca. 80
50	„ 91	„ 88
100 u. mehr	„ > 92	„ > 90

Tabelle 3.
Asynchrone Mehrphasenmaschinen,
Frequenz 50.

Leistung in KW	Wirkungsgrad bei Vollast in % der	
	Raschläufer	Langsamläufer
5	ca. 83	ca. 80
50	„ 91	„ 89
100 u. mehr	„ > 92	„ > 91

Aus den obigen Tabellen geht der sehr merkbare Einfluß hervor, den der Leistungsfaktor auf den Wirkungsgrad der Synchronmaschinen ausübt. Da 2% mehr oder weniger bei den sehr großen Leistungen moderner Zentralen im Verein mit den Kupferverlusten im Leitungsnetz durch den Blindstrom im Kohlenverbrauch des Werkes deutlich in Erscheinung treten, ist es begreiflich, daß man den Leistungsfaktor der Belastung, der heute häufig erheblich unter 0,8 liegt, da die Mehrzahl der zahllosen kleinen Asynchronmotoren, die in landwirtschaftlichen und gewerblichen Betrieben laufen, diesen Wert erst bei Dreiviertel- bis Vollast erreicht bzw. überschreitet, mit allen Mitteln, u. a. auf dem Wege der Normalisierung, zu heben bemüht ist (s. auch „Asynchronmotoren“).

A. Rother.

Näheres s. u. a. Pichelmayer, Dynamobau (Handb. d. Elektrotechnik. V. Bd.).

Wirkungsquantum s. Plancksches Wirkungsquantum.

Wirtschaftlichkeit von Lichtquellen. A. Sie wird vom photometrischen Standpunkte aus gewöhnlich durch eine der unter B. 1 bis 3 definierten, auseinander ableitbaren Größen, vom rein physikalischen Standpunkte aus durch die unter B. 4 definierten Größen bewertet. Es bedeute

P den stündlichen Effektverbrauch (in Gramm bzw. Liter für feste oder flüssige bzw. luftförmige Leuchtstoffe, in Wattstunden bei elektrischen Lampen);

V die durch Verbrennen von P g (bzw. l) des Brennstoffes — in einer Stunde (Zeiteinheit) — erzeugte Wärmemenge in kg-Kal;

Q die zur Unterhaltung des Leuchtens erforderliche Energie pro Zeiteinheit, also die zugeführte Leistung, in Watt;

J_0 die mittlere räumliche Lichtstärke, in Hefnerkerzen (HK);

Φ_0 ($= 4\pi J_0$) den in den ganzen Raum (Raumwinkel 4π) ausgestrahlten Lichtstrom, in Lumen (Lm) bzw. die in der Zeiteinheit ausgestrahlte Lichtmenge in Lumenstunden (für \mathcal{C}_3'' in B 3);

G den in den ganzen Raum innerhalb aller Wellenlänge von 0 bis ∞ ausgestrahlten Energiestrom (Gesamtenergiestrom), also die ausgestrahlte Leistung, in Watt;

G_1 den in den ganzen Raum ausgestrahlten sichtbaren Energiestrom, also das objektive, den Sehnerven reizende Licht, in Watt;

G ist um den Verlust durch Leitung und Konvektion kleiner als Q, mithin für jede Lichtquelle ein bestimmter Bruchteil von Q, welcher der Einheit möglichst nahe kommen soll.

B. Wir verstehen dann für die in der Praxis gebräuchlichen Lichtquellen:

1. unter dem *spezifischen Effektverbrauch* \mathcal{C}_1 die Verhältniszahl P/J_0 , also den stündlichen Verbrauch für 1 HK mittlere räumliche Lichtstärke (für 1 sphärische Kerze, für 1 HK₀);

2. unter der *spezifischen Lichtleistung* \mathcal{C}_2 die Verhältniszahl Q/J_0 , also die zugeführte Leistung in Watt auf 1 HK₀;

3. unter der *Lichtausbeute* die Verhältniszahl $\mathcal{C}_3 = J_0/Q$, also die mittlere räumliche Lichtstärke auf 1 Watt der zugeführten Leistung (ältere Definition, s. z. B. Energetisch-photometrische Beziehungen, Nr. 2); ferner neuerdings, wie unter dem Stichworte „Lichtausbeute“ angegeben ist, die Verhältniszahl $\mathcal{C}_3' = \Phi_0/Q$ bzw. $\mathcal{C}_3'' = \Phi_0/V$, also den Gesamtlichtstrom in Lumen auf 1 Watt der zugeführten Leistung bzw. die in einer Stunde ausgestrahlte Gesamtlichtmenge in Lumenstunden auf 1 kg-Kal;

4. unter dem optischen *Nutzeffekt* der zugeführten bzw. ausgestrahlten Leistung die Verhältniszahl $\mathcal{C}_4 = G_1/Q$ bzw. $\mathcal{C}_4' = G_1/G$, also den Bruchteil der zugeführten bzw. ausgestrahlten Leistung, der ins sichtbare Gebiet fällt.

Beispiele. Als Beispiele mögen dienen: a) eine Petroleumlampe, welche stündlich $P = 50$ g Petroleum verbraucht und $J_0 = 15$ HK, demnach $\Phi_0 = 4\pi \cdot 15 = 188,5$ Lumen besitzt; b) eine Vakuum-Metallfadenlampe mit zickzackförmig hin und her geführten Drähten, welche bei 110 Volt und 0,25 Ampere, also bei einem Verbrauch $P = 110 \times 0,25 = 27,5$ Wattstunden, $J_0 = 20$ HK besitzt.

ad 1. Es ergibt sich für die Petroleumlampe $\mathcal{C}_1 = 50/15 = 3,3$ g/HK₀; für die Metallfadenlampe $\mathcal{C}_1 = 27,5/20 =$ rund 1,4 Wattstunden/HK₀.

ad 2. Die Petroleumlampe erzeugt, da die Verbrennungswärme des Petroleums 11000 kcal/kg beträgt, durch Verbrennen von 50 g $0,050 \times 11000 = 550$ kcal = 640 Wattstunden, da 1 kcal = 1,164

Wattstunden ist; demnach wird $Q = 640$ Watt, mithin $\mathcal{C}_2 = 640/15 = 43$ Watt/HK₀. Die Metallfadenlampe ergibt $\mathcal{C}_2 = 1,4$ Watt/HK₀.

ad 3. Für die Petroleumlampe wird $\mathcal{C}_2 = 15/640 = 0,023$ HK₀/Watt bzw. $\mathcal{C}_2' = 188,5/640 = 0,29$ Lumen/Watt bzw. $\mathcal{C}_2'' = 188,5/550 = 0,34$ Lumenstunden/kg-Kal; von den Fabrikanten wird die Lichtausbeute (s. d. Stichwort) oft angegeben als $\mathcal{C}_2''' = \Phi_0/g$, demnach wird hier $\mathcal{C}_2''' = 3,77$ Lumenstunden/g, so daß numerisch $\mathcal{C}_2''' = 11 \mathcal{C}_2'$ ist. Für die Metallfadenlampe ergibt sich $\mathcal{C}_2 = 0,73$ HK₀/Watt bzw. $\mathcal{C}_2' = 9,1$ Lm/Watt.

ad 4. Bei der Flammenbogenlampe, welche, wie nachstehende Tabelle zeigt, von allen in der Praxis gebräuchlichen Lichtquellen in bezug auf Lichtausbeute an zweiter Stelle steht, wird $\mathcal{C}_2 =$ rund 0,1; d. h. von der zugeführten Leistung entfallen nur rund 10% auf das sichtbare Gebiet, während rund 90% für die Lichterzeugung verloren gehen.

C. Für den schwarzen Körper und die beiden in „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 2 definierten Lichtquellen: den „Idealstrahler“ und den „Maximalstrahler“ tritt in den Definitionen 2 bis 4 ganz allgemein an Stelle der zugeführten Leistung Q die ausgestrahlte Leistung G , da für diese Strahler vom theoretischen Standpunkte aus nicht Q , sondern G von Interesse ist. Entsprechende Zahlenwerte für die drei Strahler s. unter dem oben angeführten Stichwort.

Nachstehende Tabelle gibt die spezifische Lichtleistung und die Lichtausbeute für eine Reihe von künstlichen, in der Praxis gebräuchlichen Lichtquellen; zum Vergleich sind auch noch die entsprechenden Werte für den schwarzen Körper und den Idealstrahler bei ihrer günstigsten Lichtwirkung sowie die sich für den Maximalstrahler ergebenden Werte hinzugefügt.

Lichtquelle	Spezifische Lichtleistung \mathcal{C}_2 in Watt/HK ₀	Lichtausbeute \mathcal{C}_2' in Lm/Watt
Leuchtgas-Schnittbrenner . .	100	0,13
Petroleumlampe	43	0,29
Petroleumglühlicht	15	0,84
Hängegasglühlicht	8,9	1,4
Kohlenfadenlampe	3,4	3,7
Vakuum-Metallfadenlampe . .	1,4	9,1
Reinkohlenbogenlampe* . . .	1,0	13
Gasgefüllte Metallfadenlampe	0,7	18
Flammenbogenlampe*	0,4	31
Quarz-Hg-Lampe*	0,30	38
Schwarzer Körper bei 6500° abs.	0,14	90
Idealstrahler bei 4250° abs.	0,051	248
Maximalstrahler	0,019	662

Diese Zahlen geben einen ungefähren Überblick über den in den elektrischen Glühlampen und Bogenlampen erzielten bedeutenden Fortschritt; sie zeigen aber auch, daß selbst die am günstigsten abschneidende Quarzquecksilberlampe noch nicht die Hälfte der Ausbeute des schwarzen Körpers bei 6500° erreicht.

Die größere Lichtausbeute der Vakuum-Metallfadenlampe gegenüber der Kohlenfadenlampe rührt daher, daß der Wolframdraht sich dauernd auf eine höhere Temperatur (2335° gegen 2135° abs.) erhitzen läßt und nach Lummer einen günstigeren optischen Nutzeffekt der ausgestrahlten Leistung besitzt (s. „Energetisch-photometrische Beziehungen“, Nr. 3). Die gasgefüllte Metallfadenlampe gestattet eine noch höhere Temperatur des Wolframdrahtes (2745° abs.), da das (indifferente) Gas ein frühzeitiges Verdampfen des Metalls verhindert und der durch das Gas veranlaßte Konvektions-

* bedeutet: ohne Berücksichtigung des Vorschaltwiderstandes.

verlust durch Wickelung des Drahtes in engen Spiralen auf ein Mindestmaß zurückgeführt wird. Die Flammenbogenlampe verdankt ihre im Vergleich zur Reinkohlenbogenlampe günstige Lichtwirkung nach Lummer dem Umstände, daß sich der farbige Lichtbogen nahezu wie ein „Idealstrahler“ von 4200° (der Kratertemperatur) verhält; die verhältnismäßig hohe Lichtausbeute der Quarzquecksilberlampe wird nach Conrad vorwiegend durch Lumineszenzstrahlung veranlaßt.

Für die Eignung einer Lichtquelle zu Beleuchtungszwecken sind aber außer der Wirtschaftlichkeit noch andere Faktoren, z. B. die Kosten für Anschaffung und Erneuerung, die absolute Größe der Lichtstärke, die räumliche Lichtverteilung, die Ruhe des Lichtes, die Farbe des Lichtes zu berücksichtigen. Was die Lichtfarbe anbelangt, entspricht der Maximalstrahler wegen seiner monochromatischen Strahlung durchaus nicht den Anforderungen an eine praktische Beleuchtungslampe. In dieser Beziehung sind sämtliche Lichtquellen vorzuziehen, deren Energieverteilung im sichtbaren Gebiet der des schwarzen Körpers beliebiger Temperatur entspricht. Als günstigster Grenzwert bei 4250° abs. ergibt sich nach obigem eine Lichtausbeute von 248 Lumen/Watt (entsprechend 19,7 HK₀/Watt), womit das (wohl schwer zu verwirklichende) Ideal einer in der Energieausbeutung denkbar günstigsten, in der Lichtfarbe etwa dem Tageslicht entsprechenden künstlichen Lichtquelle gekennzeichnet ist.

Liebethal.

Witzleben-Geschosse s. Geschosse.

Wolken. Entstehung. Die ersten Kondensationsprodukte des Wasserdampfes (s. Niederschlag) in der Atmosphäre sind Tröpfchen, deren Durchmesser man zu 4 μ bis 100 μ bestimmt hat. Aus ihnen bestehen die Wolken ebenso wie der Nebel (s. d.), zwischen denen also kein materieller Unterschied besteht. Die Wolkenbildung kommt in der Regel durch dynamische Abkühlung feuchter Luftmassen zustande, die in aufsteigender Bewegung begriffen sind. Die fertigen, in der Atmosphäre schwimmenden Wolken folgen dem Winde, dessen Richtung und Stärke in höheren Schichten man aus dem Wolkenzuge zu ermitteln pflegt. Eine Wolke kann jedoch auch im Winde ihren Platz behaupten, wenn sie nämlich durch einen aufsteigenden Luftstrom gebildet wird, der an eine bestimmte Erdstelle gefesselt ist, wie dies z. B. für die an Berghängen aufsteigende Luft zutrifft. Dann zeigt uns die Wolke nur die Stelle im Luftmeer an, an welcher ein Kondensationsprozeß stattfindet. An der Leeseite lösen sich die Wolken-elemente auf, an der Luvseite bilden sich fortwährend neue, so daß die Wolke nur den Indikator eines Kondensationsprozesses, nicht aber ein fertiges Gebilde darstellt. In der Natur gibt es natürlich zahlreiche Übergänge zwischen diesen beiden Extremen, so daß die meisten Wolken ständig in der Umbildung begriffen sind. In denjenigen Teilen, die scharf ausgeprägte Umriss zeigen, überwiegt die Kondensation, in den zerfaserten und zeretzten Randpartien dagegen die Auflösung. Das Schweben der Wolken wird durch den aufsteigenden Luftstrom ermöglicht, der schon bei einer Geschwindigkeit von 4 cm pro Sekunde Tröpfchen von 20 μ Durchmesser am Fallen zu verhindern vermag.

Erscheinungsform. Für die einzelnen Wolkenformen hat sich eine international befolgte Termino-

logie herausgebildet, deren Haupttypen sind: 1. Stratus (St), eine meist dünne Schichtwolke, die in ihrer gleichmäßigen Struktur keine wesentlichen Unterschiede erkennen läßt. 2. Nimbus (Nb), eine dicke, formlose, dunkle Regenwolke mit zerfetzten Rändern. 3. Cumulus (Cu), scharf umgrenzte, unten meist flache, oben in mächtigen runden Ballen hoch aufwärtsstrebende, im Sonnenschein blendend weiße Haufenwolken, die typischen Kennzeichen des aufsteigenden Luftstromes. 4. Cirrus (Ci), zarte, häufig federförmig verzweigte oder faserige, aus Eiskristallen bestehende Wolken.

Zwischen diesen vier Grundformen gibt es viele Übergangsformen, deren wichtigste Ci-St, Ci-Cu, Alto-St, Alto-Cu, St-Cu und Cu-Nb (letztere die eigentliche Gewitterwolke) sind. Bei einzelnen dieser Formen entsteht, wenn sie an der Grenze zweier Luftschichten mit verschiedener Bewegung liegen, eine wellenförmige Anordnung (s. Luftwogen), die auf das Gleitflächengesetz (s. d.) zurückzuführen ist. Man bezeichnet sie dann als Wogenwolken.

Die Höhe der verschiedenen Wolkenformen ist in einer internationalen Zusammenarbeit während des „Wolkenjahres“ 1896/1897 an zahlreichen, über die ganze Erde verteilten Stationen gemessen worden. Die höchsten Wolken sind die Zirren, die in 7—13 km Höhe liegen, die niedrigsten der Stratus. Geographische Lage der Station und der Wechsel der Jahreszeiten sind von großem Einfluß auf die Höhenlage. Die Dicke der Wolken ist bis zu 6 km gemessen worden.

Über die Wolken als Himmelsbedeckung s. Bewölkung.

Der Gehalt der Wolken an flüssigem Wasser beträgt höchstens 8 g pro cbm; er ist stets geringer als der Gehalt der Wolkenluft an Wasserdampf. Durch die Vereinigung der kleinen Wolkenelemente zu größeren Tropfen, ein Vorgang, der noch manche Rätsel bietet, entsteht der Regen (s. d.).

Verbreitung. Die geographische Verbreitung der einzelnen Wolkenformen ist noch wenig erforscht. Die Stratusformen sind am häufigsten in höheren, die Cumulusformen in niederen Breiten. Auf den Meeren tritt der Cumulus zurück gegen die Übergangsformen St-Cu und Ci-St.

Die gelegentlich am Nordhimmel beobachteten „leuchtenden Nachtwolken“ sind Ansammlungen vulkanischen Staubes, die in Höhen von rund 85 km schweben, so daß sie in Sommernächten noch von der tief unter dem Horizont stehenden Sonne beleuchtet werden können. *O. Baschin.* Näheres s. J. v. Hann-R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. 1926.

Wolkenelektrizität. Beobachtungen des Potentialgefälles in der Atmosphäre zeigen, daß vorüberziehende Wolken sehr beträchtliche Änderungen, ja sogar Umkehrung des normalen Gradienten zur Folge haben können. Insbesondere gilt dies von Stratus-, Cumulostratus- und Nimbuswolken. Es ist klar, daß nur die in diesen Wolken angehäuften elektrischen Ladungen diese Feldstörungen bewirken können. Nachdem man die elektrische Ladung der Niederschläge ziemlich eingehend studiert hat (s. „Niederschlagselektrizität“), ist man imstande, eine Schätzung der freien Ladungen in Wolken durchzuführen, wenn man die weitere, durchaus plausible Annahme macht, daß die Ladung pro Volumseinheit der Niederschläge von derselben

Größenordnung ist, wie die der Wolkenelemente (V. Conrad). Die mittlere Ladung des Regens beträgt pro cbm etwa 1 elektrostatische Einheit, der maximale Wassergehalt einer Cumuluswolke (nach Arthur Wagner) etwa 5 cbm Wasser pro cbm Wolkenluft. Demnach wäre die in 1 cbm Wolkenluft an den Wasserteilchen haftende Ladung etwa 5 elektrostatische Einheiten $= 1,7 \cdot 10^{-9}$ Coulomb. Für eine Wolke von 1 km Radius ergibt sich dann eine Gesamtladung von etwa 6 Coulomb und eine solche Wolke würde, wenn ihr Mittelpunkt von der Erdoberfläche 3000 m entfernt angenommen wird, dort ein Potentialgefälle von mehr als 10000 Volt/Meter hervorrufen (Gockel). Für eine Stratuswolke von 4 km Radius und 200 m Höhe ergäbe sich bei demselben Wassergehalt der Wolke auf der Erdoberfläche ein Potentialgefälle von 3000 Volt/Meter. Es sind dies Werte, die bei Gewittern und Böen tatsächlich sehr häufig vorkommen. Diese Übereinstimmung zeigt, daß die angegebene Schätzung der Wolkenladungen beiläufig richtig ist und daß diese ausreichen, um die bei Gewittern beobachteten hohen Werte des Potentialgradienten zu erzeugen. Über die Entstehung und Ursache der Wolkenladungen vgl. den Artikel „Gewitterelektrizität“.

In neuester Zeit ist es A. Wigand gelungen, die Ladung der Wolkenelemente bzw. die Ladung der Nebelteilchen bei Bodennebel zu ermitteln. Es ergab sich, daß die Ladung der einzelnen Nebeltröpfchen mehrere hundert bis über tausend Elementarquanten beträgt. Meist sind die Nebeltröpfchen positiv geladen. Die Tröpfchen tragen also viel höhere Ladungen als die Gasionen, denn bei diesen ist die einfache Elementarladung weitaus am häufigsten. Nur die in sehr großen Flammgasen vorkommenden Ionen tragen mehrfache Elementarladung.

Die Schätzung der Wolkenelektrizität (Wolkenelementpotential) für praktische Zwecke (Luftfahrt) wird auf indirektem Wege dadurch bewerkstelligt, daß man die Störung des normalen luftelektrischen Potentialgefälles in bekannter Entfernung von der Wolke bestimmt. *V. F. Hess.*

Näheres s. A. Gockel, Das Gewitter. 3. Aufl. 1925 (Vieweg & Sohn).

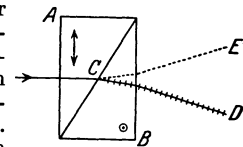
Wolkenrechen s. Aerologie.

Wolkenspiegel s. Aerologie.

Wolkentheodolit s. Aerologie.

Wollastondraht. Silberdraht mit sehr dünner Platin- oder Goldseele. Durch Abätzung des Silbers werden die dünnen Platindrähte für Elektronenuntersuchungen oder Saitengalvanometer erhalten (bis unter 1μ). *Gerlach.*

Wollastonprisma. Wie aus der Figur ersichtlich, besteht dieses doppelbrechende, meist aus Kalkspat angefertigte Prisma aus zwei zusammengekitteten Stücken mit verschiedener Achsenrichtung. Die optische Achse liegt im Prisma A parallel dem Pfeil, im Prisma B dagegen senkrecht zur Zeichnungsebene. Ein Strahl natürlichen Lichtes zerlegt sich somit beim Eintritt in das Prisma A in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen, die bis C in gleicher Richtung gehen. Hier werden sie alsdann aus der ursprünglichen Richtung gebrochen und nach verschiedenen Seiten D und E abgelenkt,



Wollaston-Prisma.

weil der ordentliche Strahl in A zum außerordentlichen in B wird, und umgekehrt der außerordentliche in A zum ordentlichen in B. Der elektrische Vektor schwingt für D in der Zeichnungsebene, für E senkrecht zu ihr. Beide Strahlen D und E werden hier farbig zerstreut. Dieses Prisma wird gewöhnlich bei solchen optischen Instrumenten verwendet, in denen beide Strahlen zur Wirksamkeit gelangen sollen. Schönrock.

Woltmannscher Flügel s. Wassermesser.

Woodsches Metall. Eine Metallegierung bestehend aus 2 Blei, 1 Zinn, 1 Cadmium, 4 Wismut, deren Schmelzpunkt bei 70° liegt. v. Staal.

Wucht s. Energie, mechanische.

Wüsten. Als Wüsten im weitesten Sinne bezeichnet man alle Teile der Erdoberfläche, die frei von Pflanzenwuchs sind. Nach dem Material der Oberfläche unterscheidet man Wasser-, Eis-, Schnee-, Salz-, Sand-, Lehm-, Kies-, Felswüsten. Im engeren Sinne versteht man unter Wüsten jene ausgedehnten, in der Regel ziemlich ebenen Sandflächen, die im Innern Afrikas, Australiens und Asiens meist in der Nähe der Wendekreise sowie im südlichen Teil der nördlichen gemäßigten Zone weite Gebiete einnehmen, während sie in Amerika nur kleinere Flächen bedecken und für Europa fast gar nicht in Betracht kommen. Das größte zusammenhängende typische Wüstengebiet ist die Sahara, die, selbst wenn man von ihren peripherischen Teilen absieht, immer noch mehr als 6 Mill. qkm umfaßt. Die Wüsten sind klimatisch gekennzeichnet durch geringe Bewölkung und relative Feuchtigkeit, Regenarmut, hohe Lufttemperaturen und Vorherrschen starker Winde, meist aus bestimmter Richtung. Durchlässiger Boden begünstigt das Versickern des spärlichen Regenwassers, so daß die Oberfläche der Wüste weniger die Formen der Erosion (s. d.) des fließenden Wassers, als vielmehr derjenigen des Windes aufweist, dessen eigentliches Reich immer die Wüste ist. Der Transport von Sand und Staub durch den Wind nimmt mitunter gewaltige Dimensionen an, und die Sandwüsten sind daher die Ursprungsgebiete ausgedehnter Staubfälle (s. d.). O. Baschin.

Wulfsches Elektrometer s. Fadenelektrometer.

Wurf. Wirft man einen Körper im luftleeren Raume mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 unter dem Elevationswinkel α_0 gegen die Waagerechte, so beschreibt sein Schwerpunkt, wenn man die Veränderlichkeit der Schwerebeschleunigung g außeracht läßt, eine Parabel mit lotrechter Achse. Die *Wurfhöhe* (d. h. der Höhenunterschied des Parabelscheitels gegenüber dem Anfangspunkt) ist

$$(1) \quad h = \frac{v_0^2}{2g} \sin^2 \alpha_0;$$

die *Wurfweite* (d. h. die Entfernung des Treffpunkts auf der durch den Anfangspunkt gelegten waagerechten Ebene vom Anfangspunkt) ist

$$(2) \quad w = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\alpha_0$$

mit dem Höchstwert v_0^2/g bei der Elevation $\alpha_0 = 45^\circ$. Die *Wurfdauer* (d. h. die Zeit bis zur Erreichung jenes Treffpunkts) ist

$$T = \frac{2v_0}{g} \sin \alpha_0.$$

Die *Wurfdauer* t_0 , die zur Erreichung eines beliebigen Zieles mit den Koordinaten x_0 (waagerechte Entfernung vom Anfangspunkt) und y_0 (Höhe über der waagerechten Ebene des Anfangspunktes) erforderlich ist, gehorcht zusammen mit der Elevation α_0 der Abwurfsrichtung und der Abwurfgeschwindigkeit v_0 den Gleichungen

$$\begin{aligned} x_0 &= v_0 t_0 \cos \alpha_0, \\ y_0 &= v_0 t_0 \sin \alpha_0 - \frac{g}{2} t_0^2. \end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen folgt beispielsweise, daß innerhalb des *Wurfbereiches* (d. h. im Innern eines Umdrehungsparaboloids, dessen Scheitel senkrecht über dem Anfangspunkt in der Höhe $v_0^2/2g$ liegt, und welches die waagerechte Ebene des Anfangspunktes nach einem um diesen geschlagenen Kreise vom Halbmesser v_0^2/g schneidet) jedes Ziel (x_0, y_0) bei vorgeschriebener Elevation α_0 durch einen Wert der Abwurfgeschwindigkeit v_0 , oder bei vorgeschriebener Abwurfgeschwindigkeit durch zwei Werte der Elevation erreicht werden kann (Flachschuß und Bombenschuß). Die auf dem Grenzparaboloid des Wurfbereiches liegenden Punkte können nur mit einer Elevation erreicht werden. Die Schwerpunktbahnen aller vom Anfangspunkt aus mit gleich großer Geschwindigkeit geworfenen Körper berühren das Grenzparaboloid, allerdings z. T. erst unterhalb der waagerechten Ebene des Anfangspunktes.

Alle diese Ergebnisse werden durch den Luftwiderstand ganz wesentlich verändert. Berücksichtigt man ihn, so wird bei großen Abwurfgeschwindigkeiten sowohl die Wurfhöhe wie die *Wurfweite* auch nicht angenähert so groß wie (1) und (2); zur größten *Wurfweite* gehört eine Elevation, die erheblich kleiner als 45° sein kann. Die *Wurfbahn* ist gegenüber der Parabel in dem Sinne verzerrt, daß ihr absteigender Ast steiler als der aufsteigende verläuft und eine lotrechte Asymptote in endlicher Entfernung vom Anfangspunkte besitzt. Ist a die Elevation der Kurventangente an einer beliebigen Stelle, v die Geschwindigkeit daselbst und ρ der dortige Krümmungshalbmesser der Kurve, so lauten die natürlichen Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -g \sin a - f(v), \\ \frac{v^2}{\rho} &= g \cos a, \end{aligned}$$

wobei $f(v)$ das Gesetz für die Verzögerung durch den Luftwiderstand bedeutet. Insofern die analytische Gestalt von $f(v)$ entweder nicht genau bekannt, oder, soweit bekannt, sehr verwickelt ist, pflegt man diese Gleichung intervallweise nach den Regeln der Differenzenrechnung zu integrieren, indem man für jedes Intervall einen Mittelwert des Luftwiderstands einsetzt. An dieser Rechnung, die man unter dem Namen des *ballistischen Problems* zusammenfaßt, sind dann noch eine ganze Reihe von Verbesserungen anzubringen, welche von der Erddrehung, von Kreiselwirkungen und vom sog. Magnuseffekt herrühren. R. Grammel.

Näheres über das ballistische Problem vgl. C. Cranz, Lehrb. d. Ballistik, Leipzig und Berlin, namentlich Bd. 1, 3 und 4.

X

X's. Besonders in England vielfach gebrauchte Bezeichnung für atmosphärische Störungen (s. d.).

A. Esau.

„**X**“-Einheit. Einheit für die Röntgenstrahlendosis bei Anwendung des Kienböckschen Verfahrens. Vgl. den Artikel „Dosismesser für Röntgenstrahlen“. Ferner von Siegbahn eingeführte Einheit für Röntgenwellenlängen, nahezu $= 10^{-10}$ mm.

Behnken.

X-Strahlen. Von Röntgen selbst angewendete und in der ausländischen Fachliteratur vielfach beibehaltene Bezeichnung der Röntgenstrahlen (s. d.).

Behnken.

Xylophon s. Stabschwingungen.

Y

Young-Helmholtzsche Farbentheorie s. Farbentheorie.

Youngsche Konstante s. Kritischer Koeffizient.

Youngsche Regel. Die Youngsche Regel bezieht sich auf die Veränderung des Spannungskoeffizienten $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ eines Gases mit der Temperatur und besagt, daß $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ für Volumina kleiner als

das kritische positiv, für Volumina größer als das kritische negativ ist. Diese Regel wurde von Sidney Young aus seinen Beobachtungen an Isopentan abgeleitet und für Kohlensäure, Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Äthylen bestätigt. Die Gültigkeit der Regel für Flüssigkeiten ist noch zweifelhaft.

Henning.

Youngscher Modul s. Elastizitätskonstanten.

Z

Zähigkeit, Viskosität oder innere Reibung ist die Eigenschaft einer Flüssigkeit, der gegenseitigen Verschiebung von Teilchen einen Widerstand entgegenzusetzen. Sie ist die Ursache dafür, daß eine einmal eingeleitete Strömung von selbst zur Ruhe kommt, sobald die bewegenden Kräfte nicht mehr wirken. Durch die zwischen den einzelnen, verschieden rasch bewegten Flüssigkeitsteilchen auftretende Reibung wird nämlich Strömungsenergie in Wärme verwandelt (s. Energiedissipation).

Sobald man die Zähigkeit einer Flüssigkeit berücksichtigt, darf man nicht mehr die für ideale Flüssigkeiten geltenden Eulerschen Bewegungsgleichungen verwenden, sondern nur noch die Navier-Stokesschen. Ihrer Ableitung liegt der Newtonsche Ansatz

$$(1) \quad \tau = \eta \cdot F \cdot \frac{dv}{dy}$$

zugrunde, der die zwischen zwei benachbarten Schichten einer strömenden Flüssigkeit auftretenden Schubspannungen τ proportional der Fläche F und dem zwischen den beiden Schichten bestehenden Geschwindigkeitsgefälle $\frac{dv}{dy}$ setzt. Es sei hier ausdrücklich darauf hingewiesen, daß Gl. 1) eine zunächst ganz willkürliche, aus Gründen der Zweckmäßigkeit gemachte Annahme ist, deren Richtigkeit erst nachträglich durch die Übereinstimmung der daraus entwickelten Theorie mit dem Experiment bewiesen wurde. Für Gase kann der Newtonsche Ansatz aus der kinetischen Gastheorie abgeleitet werden

Aus der Gl. 1) ergibt sich die Definition des Proportionalitätsfaktors η , den wir die Zähigkeitszahl nennen: Wir setzen F und $\frac{dv}{dy}$ gleich 1; dann ist die Zähigkeitszahl diejenige Kraft, die eine Fläche von der Größe Eins [cm²] auf eine gleich große, in der Entfernung Eins [cm] mit der Geschwindigkeit Eins [cm · s⁻¹] vorbeibewegte Fläche ausübt. Die Dimension ist

$$[\text{Dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}] = [\text{cm}^{-1} \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-1}].$$

Die Einheit der Zähigkeitszahl nennen wir 1 Poise (p), den hundertsten Teil davon 1 Zentipoise (cp). Man merke: Wasser von 20° hat ungefähr die Zähigkeitszahl 1 cp (genau 1,005 cp).

Die Zähigkeit ist eine allen Körpern gemeinsame Eigenschaft. Auch feste Körper besitzen sie; so fließt z. B. Asphalt, der sich einem Schlag gegenüber wie ein spröder Stoff verhält, in hinreichend langer Zeit infolge seines eigenen Gewichtes durch enge Röhren. Selbst feste Gesteine besitzen die Eigenschaft des zähen Fließens, wie aus manchen geologischen Erscheinungen hervorgeht (z. B. Verwerfungsfalten).

In sehr starkem Maße ist die Zähigkeit von der Temperatur abhängig. Dabei zeigt sich aber ein auffallender Unterschied zwischen Flüssigkeiten und Gasen. Während bei ersteren die Zähigkeit mit wachsender Temperatur sehr stark abnimmt, wächst sie bei Gasen mit zunehmender Temperatur. Auf Grund der Anschauungen der Molekulartheorie kann man dieses verschiedenartige Verhalten etwa so erklären, daß für den durch die innere Reibung

bewirkten Energieausgleich zwischen verschieden schnell bewegten Schichten bei Gasen der Zusammenstoß der Moleküle maßgebend ist. Der Energiegehalt des Moleküls und damit der durch Stoß übertragene Anteil wächst aber mit der Temperatur des Gases. Bei Flüssigkeiten dagegen wird der Energietransport vorwiegend durch die zwischen den einzelnen, dicht gepackten Molekülen wirkenden Anziehungskräfte bewerkstelligt. Da der Abstand der Moleküle mit steigender Temperatur wächst, werden die Anziehungskräfte und damit die Zähigkeit kleiner.

Es ist oftmals versucht worden, die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit formelmäßig zu erfassen. Unter den zahlreichen Vorschlägen ist der von Batschinsky besonders beachtenswert. Er setzt auf Grund der oben geschilderten Anschauung über den Mechanismus des Energietransportes die Zähigkeitszahl einer Flüssigkeit in Beziehung zu ihrem spezifischen Volumen v nach der Gleichung

$$(2) \quad \eta = \frac{c}{v - \omega}$$

Hierin sind c und ω Stoffkonstante. ω entspricht seiner Stellung nach etwa dem Kovolumen b in der van der Waalschen Zustandsgleichung. Die Formel ist aber nur als Näherungsausdruck zu betrachten, es wurden auch bereits verschiedene Verbesserungsvorschläge gemacht.

Für Gase hat Sutherland eine Gleichung aufgestellt, die sich gut bewährt hat. Sie lautet:

$$(3) \quad \eta = A \cdot \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}}$$

T ist die absolute Temperatur, A und C sind Stoffkonstante. Genauere Untersuchungen haben ergeben, daß auch die Sutherlandsche Formel nur eine Näherung darstellt. Vorschläge für eine genauere Anpassung an die experimentellen Ergebnisse sind von mehreren Seiten gemacht worden.

Der Einfluß des Druckes auf die Zähigkeit ist für Gase durch die kinetische Gastheorie bestimmt, für Flüssigkeiten dagegen noch sehr wenig untersucht. Die kinetische Gastheorie führt zu der Formel

$$(4) \quad \eta = \frac{1}{3} \rho c l$$

worin ρ die Dichte des Gases, c die mittlere Geschwindigkeit der thermischen Eigenbewegung und l die mittlere freie Weglänge der Moleküle ist. Somit muß η in erster Näherung unabhängig vom Druck sein, da dieser die Dichte im entgegengesetzten Sinne beeinflusst wie die freie Weglänge. Wenn der Druck aber so klein wird, daß die freie Weglänge dieselbe Größenordnung erreicht wie die Abmessungen des Raumes (Kapillardurchmesser), so tritt eine scheinbare starke Verringerung der Zähigkeit ein (s. äußere Reibung). Bei sehr hohen Drucken nimmt die Zähigkeit in Übereinstimmung mit der Gastheorie etwas zu.

Bei Flüssigkeiten ist der Einfluß des Druckes auf die Zähigkeit nur von sehr wenigen Beobachtern untersucht. Bridgman's Arbeiten, die sich bis zu einem Druck von 12000 Atmosphären erstreckten, ergaben im allgemeinen eine Zunahme der Zähigkeit mit wachsendem Druck. Diese ist bei verschiedenen Stoffen verschieden groß, und zwar um so größer, je verwickelter der Bau des Moleküls ist. Eine Ausnahme bildet Wasser, das bei Temperaturen unterhalb 25° mit wachsendem Druck zunächst dünnflüssiger wird. Diese Erscheinung hängt ver-

mutlich mit der Assoziation zusammen. Kießkalt findet auf Grund seiner Untersuchungen an Ölen bis zu einem Druck von $p = 800$ at die Formel

$$(5) \quad \eta = \eta_1 \cdot a p$$

worin η_1 die Zähigkeit bei Atmosphärendruck und a eine Stoffkonstante ist.

Sehr eingehend ist die Zähigkeit von Lösungen untersucht worden, oft gleichzeitig mit der elektrischen Leitfähigkeit. Manche Stoffe besitzen die Eigenschaft der „negativen Viskosität“, d. h. sie verringern in gelöstem Zustand die Zähigkeit des Lösungsmittels.

Eine auffallende Erscheinung zeigt die Untersuchung der Zähigkeit von Kolloiden, die im übrigen selten reproduzierbare Werte gibt, da die Zähigkeit sehr stark von der Vorbehandlung des Kolloids abhängig ist. Nach Gl. 1) sollte die

Schubspannung τ für $\frac{dv}{dy} = 0$ verschwinden. In

Kolloiden kann aber auch im Zustand der Ruhe eine Schubspannung bestehen bleiben (vgl. „Verschiebungselastizität“ und „Strukturviskosität“).

Einstein stellte für die Zähigkeit von Suspensionen die Formel auf

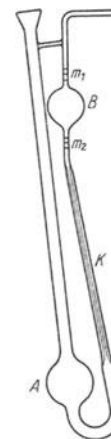
$$(6) \quad \eta = \eta' \cdot (1 + 2,5 \varphi)$$

worin η die Zähigkeit der Suspension, η' die des Lösungsmittels, φ das Gesamtvolumen der gelösten Moleküle in der Volumeneinheit ist.

Die Zähigkeit von Gemischen bildete den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Es hat sich dabei gezeigt, daß die Zähigkeitszahl des Gemisches nicht allgemein nach der Mischungsregel berechnet werden kann, da offenbar die Moleküle der Komponenten aufeinander einwirken. Häufig treten bei einer bestimmten Zusammensetzung Minima oder Maxima der Zähigkeitszahl auf, einige Gemische, wie Schwefelsäure-Wasser besitzen Minima und Maxima.

Die Methoden zur Messung der Zähigkeit kann man in zwei große Gruppen einteilen. Zur ersten Gruppe gehören die Apparate, bei denen die Flüssigkeit zwischen festen Begrenzungen strömt und der in der Flüssigkeit auftretende Druckabfall oder die einem bestimmten Druckabfall entsprechende Strömungsgeschwindigkeit als Maß der Zähigkeit dienen. Bei den Apparaten der zweiten Gruppe befindet sich die Flüssigkeit selbst im wesentlichen in Ruhe und in ihr wird ein fester Körper bewegt. Der Widerstand, den dieser Körper erfährt, oder seine, einem bestimmten Kraftaufwand entsprechende Bewegungsgeschwindigkeit wird hier zur Ermittlung der Zähigkeitszahl benützt.

Als Beispiel der ersten Gruppe seien die Kapillarviskosimeter erwähnt. Schon Poiseuille benutzte 1842 diese Methode (vgl. auch Poiseuillesches Gesetz). Das häufigst verwendete Gerät dieser Art ist das Ostwaldsche Viskosimeter, von dem die Figur eine Ausführung nach Ostwald zeigt. Aus dem Behälter A wird die Flüssigkeit in die Kugel B hochgesaugt. Dann läßt man sie unter der Wirkung ihres eigenen Gewichtes durch die Kapillare K zurückfließen und



Viskosimeter nach Ostwald

mißt die Zeit, während der der Flüssigkeitsspiegel von der Marke m_1 bis zur Marke m_2 absinkt. Das Viskosimeter muß mit einer Flüssigkeit von bekannter Zähigkeitszahl geeicht werden. Sind t_0 die Ausflußzeit der Eichflüssigkeit, ρ_0 ihre Dichte, η_0 ihre Zähigkeitszahl bei der Eichtemperatur, t , ρ , η die entsprechenden Werte der Versuchsflüssigkeit bei der Versuchstemperatur, so gilt die Gleichung

$$(7) \quad \eta = \eta_0 \cdot \frac{t \cdot \rho}{t_0 \cdot \rho_0}.$$

Gl. 7) setzt voraus, daß das Poiseuillesche Gesetz bei der Eichung und bei der eigentlichen Messung streng erfüllt ist (vgl. auch Hagenbachsche Korrektur).

In die zweite Gruppe der Viskosimeter gehören die Apparate, die aus dem Dämpfungskrement der Schwingung einer Scheibe, eines Zylinders oder einer Kugel die Zähigkeitszahl berechnen lassen; ferner die Apparate, die auf irgendeine Weise die Kraft bestimmen, die zwischen zwei parallel angeordneten Platten oder konzentrischen Zylindern übertragen wird, wobei der eine Teil mit einer konstanten Geschwindigkeit gedreht, der andere um einen bestimmten Winkel aus seiner Ruhelage gebracht wird; endlich gehören hierher die Verfahren, bei denen die Fallgeschwindigkeit von Kugeln, Zylindern, Quecksilbertröpfchen u. dgl. in der Versuchsflüssigkeit beobachtet wird.

Zum Schlusse seien Zahlenwerte für die Zähigkeit einiger Stoffe angegeben:

Temperatur	10°	20°	50°
Äther	0,00268	0,00245	—
Wasser	0,01306	0,01005	0,00550
Alkohol	0,0147	0,0120	0,00702
Quecksilber	0,0162	0,0156	0,0141
Anilin	0,0650	0,0440	0,0185
Schwefelsäure	0,36	0,25	0,11
Glyzerin	25	12	1,75

Temperatur	0°	100°
Wasserstoff	0,0000849	0,000104
Kohlensäure	0,000138	0,000188
Luft	0,0001724	0,000220
Argon	0,000212	0,000273

S. Erk.

Näheres s. Brillouin, *Leçons de la viscosité*. Paris 1907. — Bingham, *Fluidity and Plasticity*. New York 1922. E. Hatschek, *Die Viskosität der Flüssigkeiten*. Dresden u. Leipzig, Steinkopff, 1929.

Zähigkeitskoeffizient s. Navier-Stokessche Gleichungen.

Zähler s. Elektrizitätszähler.

Zählung der radioaktiven Strahlung. Die radioaktive Experimentalmethode verfügt derzeit über zwei ausgearbeitete Methoden, mit deren Hilfe es gelingt, den von einem einzelnen α -Teilchen (s. d.) hervorgerufenen Effekt beobachtbar zu machen und damit die so wichtige Zählung der α -Partikel zu ermöglichen. Wichtig deshalb, weil man dadurch direkt die Zahl Z der in einem radioaktiven Präparat pro Zeiteinheit aufbrechenden Atome erhält und weil durch Kombination dieser Messung mit einer gleichzeitigen Bestimmung des von den α -Teilchen bewirkten Ladungstransportes ($Z \cdot E$) die Ladung E eines α -Teilchens und

daher auch, da E ein ganzes Vielfaches des Elementarquantums sein muß, die letztere fundamentale Größe selbst erhalten wird.

Die eine Methode beruht darauf, die Ionisierungswirkung eines α -Teilchens durch Stoß-Ionisation (s. d.), bzw. durch Auslösung einer Spitzenentladung (s. Spitzenstrom) um ein mehrtausendfaches zu steigern und den Stromeffekt evtl. noch durch Verwendung von Verstärkerröhren zu vervielfachen; diese Methode gestattet nach neueren Erfahrungen auch den Effekt eines einzelnen in die Stoßkammer eintretenden β -Teilchens oder eines γ -Impulses zu messen und damit auch diese Strahlungen abzuzählen. Die zweite bisher vorwiegend auf α - und H -Strahlen angewendete Versuchsanordnung benützt die Tatsache, daß jedes dieser Teilchen auf Sidot-Blende oder Diamant-Dünnschliff einen diskreten Lichtpunkt erzeugt, zur Zählung (vgl. den Artikel „Szintillation“).

Als Resultat ergab sich: Jedes α -Teilchen trägt zwei Elementarquanten; der Wert desselben wurde nach der ersten Beobachtungsart zu $4,69 \cdot 10^{-10}$, nach der zweiten zu $4,79 \cdot 10^{-10}$ st. E. erhalten, während eine andere direkte (Millikan-) Methode $4,77 \cdot 10^{-10}$ st. E. ergab. Weiters errechnet sich aus derartigen Messungen die Zahl der z. B. von einem Gramm Radium in der Zeiteinheit abgestoßenen α -Teilchen zu $(3,72 \pm 0,02) \cdot 10^{10}$ (neuerer Wert $3 \cdot 5 \cdot 10^{10}$; ersterer Wert wird durch Messungen der jüngsten Zeit bestätigt). Endlich kann man auch entscheiden, ob nicht bei irgendeiner zerfallenden Substanz gleichzeitig oder nahe gleichzeitig zwei α -Partikel ausgeschleudert werden. Ist dies der Fall, so ist, wenn man nicht beide α -Teilchen demselben Atomzerfall zuschreiben will, zu vermuten, daß ein Zerfallsprodukt vorhanden ist, das unmittelbar nach seiner Entstehung wieder α -strahlend zerfällt, durch seine große Instabilität bzw. Kurzlebigkeit sich anderweitigem Nachweis entzieht und die nahe gleichzeitige Entsendung zweier α -Partikel bei scheinbar nur einfachem Zerfall bewirkt. In der Tat konnten bei Actinium-Emanation und Thorium-Emanation solche Doppel-Szintillationen oder Doppelstöße konstatiert werden und in Verfolgung dieser Erscheinung gelang es, die Existenz der bis dahin unbekanntem kurzlebigen Zerfallsprodukte Th A und Ac A durch sinnreiche Methoden sicherzustellen.

Auch bezüglich β - und γ -Strahlen wurden Ergebnisse erhalten, die es wahrscheinlich machen, daß einem Atomzerfall auch nur ein β - bzw. γ -Impuls entspricht. K. W. F. Kohlrausch.

Zambonische Säule. Die Zambonische Säule ist wie die Voltasche Säule aus einer Reihe galvanischer Batterien zusammengesetzt, derart, daß meist runde Elektrodenplatten mit den elektrolytgetränkten Zwischenlagen abwechselnd zu einer Säule aufgeschichtet sind. Zum Unterschied von den Voltaschen Säulen sind die Zambonischen Säulen trocken, wobei dieser Ausdruck jedoch nicht allzu streng zu nehmen ist. Eine von Behrens hergestellte Zambonisäule aus 80 hintereinandergeschalteten Elementen bestand aus Zink, Kupfer und mit Salzwasser getränktem Goldpapier, das getrocknet war. Eine derartige Säule blieb drei Monate brauchbar. Die Zambonisäulen können mit sehr vielen Platten, also für hohe Spannungen gebaut werden, doch sind sie im Gegensatz zu den „nassen“ Säulen nur für ganz geringe Stroment-

nahme geeignet. Von Zamboni wurden Säulen bis zu 10000 Elementen zusammengesetzt.

R. Jaeger.

Näheres s. G. Zamboni, Gilb. Ann. 49, 41, 1815; 51, 182, 1815; 60, 151, 1819. Behrens, Gilb. Ann. 23, 1, 1806.

Zangenröhre. Röntgenröhre nach Angaben von Albers-Schönberg, bei welcher die Kühlung der Antikathode anstatt durch Wasser durch einen massiven mit Kühlrippen versehenen Kupferstab erfolgt, der in Form einer federnden Zange in die Höhlung der Antikathode gesteckt wird und, wenn er heiß geworden ist, ausgewechselt werden kann.

Behnken.

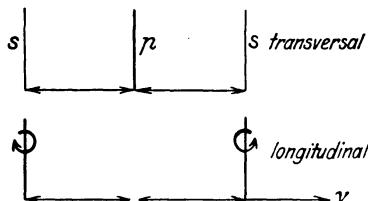
Zannonia ist eine exotische Pflanze, deren Samen mit besonders stabilen Flügeln ausgerüstet sind. Sie waren im Flugzeugbau Vorbild der sog. „Taube“.

L. Hopf.

Zapfen, Netzhautelemente für Sehen bei größerer Helligkeit s. Augenempfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge, ferner Farbtheorie von Riesen.

Zapfenreibung s. Lagerreibung.

Zeemaneffekt (Z) ist in weiterem Sinne die Veränderung der Lichtemission und -absorption, die emittierende und absorbierende Körper in einem Magnetfeld erleiden, im engeren Sinne die durch ein äußeres Magnetfeld entstehende Aufspaltung von Spektrallinien. Im einfachsten Falle („normaler Z“) beobachtet man in Richtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien (Transversal- oder Quereffekt) drei geradlinig polarisierte Teillinien oder „Komponenten“ (K), die mittlere liegt am Ort der feldlosen Linie, die Schwingungsrichtung der elektrischen Kraft in ihr ist parallel dem Magnetfeld („p- oder π -K.“), die beiden äußeren sind gleich viel (meist nur um Bruchteile einer Angströmeinheit = 10^{-8} cm vgl. weiter unten) nach größeren und kleineren Wellenlängen verschoben, ihre elektrische Kraft ist senkrecht zum Feld gerichtet („s- oder σ -K.“). In Richtung der Kraftlinien (Longitudinal- oder Längseffekt) treten zwei entgegengesetzt zirkularpolarisierte K. am Ort der s. K. auf, während die p. K. entsprechend den Grundlagen der Wellentheorie in Richtung ihrer Schwingungen nicht wahrgenommen werden kann. Der ganz analoge Effekt an Absorptionslinien wird als „inverser Z“ bezeichnet (s. d.). Dieser „normale Z“ ist jedoch die Ausnahme und wird nur an „Einfachlinien“ beobachtet. Die meisten Spektrallinien ge-



$$c \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} = \Delta v_{\sigma} = \frac{e}{\mu} \frac{H}{4\pi} = \text{Lorentzaufspaltung}$$

Fig. 1. Lage der linearen (p u s) und zirkular-polarisierten Komponenten beim normalen Zeemaneffekt.

hören zu Multipletts (Dublets, Triplets usw., vgl. Serienspektren) und zeigen im Magnetfeld viel kompliziertere Aufspaltungen („anomaler Zeemaneffekt“, s. d.).

Der Drehungssinn der zirkularpolarisierten Komponenten geht aus Fig. 1 hervor, in deren 2. Bild die positiven Kraftlinien und das zur Beobachtung gelangende Licht auf den Beobachter zu laufend gedacht sind. Die Ströme in der felderzeugenden Wicklung bilden also mit diesem Licht eine Rechtsschraube und erscheinen in der Zeichnung entgegengesetzt dem Uhrzeigersinne rotierend, ebenso gerichtet ist der Sinn der Zirkularpolarisation in der kürzer welligen Komponente des „Dubletts“.

Die ersten grundlegenden Beobachtungen dieser wichtigsten (von Faraday vergeblich gesuchten) Erscheinung der Magneto-optik rühren von P. Zeeman (1896) her, dem trotz bescheidener Hilfsmittel auch die vollständige Aufspaltung in das longitudinale Dublet und das transversale Triplet gelang. Ohne Spektroskop wurde der Nachweis des Z. bald darauf durch König und Cotton erbracht, indem sie zwei mit Na-salz gefärbte Flammen hintereinander aufstellten und eine von ihnen zwischen die Pole eines Elektromagneten brachten. Bei Erregen des Feldes wird die Absorption des Lichtes der ersten in der zweiten Flamme verringert oder aufgehoben, indem die Wellenlänge der Emissions- oder der Absorptionslinien durch das Magnetfeld geändert wird. Für die Untersuchung der Einzelheiten des Z. werden möglichst starke Magnetfelder (bis über 50000 Gauß bei kleinem Polabstand) und die stark auflösenden Apparate — Gitter, Interferenzspektroskop s. d. — verwendet. Um zugleich die p und s K. zu erhalten, wird vor dem Spalt des Spektralapparates eine parallel zur Achse geschnittene Kalkspatplatte so angebracht, daß die zwei durch Doppelbrechung entstehenden Bilder senkrecht übereinander auf dem Spalt liegen.

Die theoretische Deutung des normalen Z. gab Lorentz unmittelbar im Anschluß an die ersten Beobachtungen Zeemans auf Grund seiner Elektronentheorie (s. d.). Danach entstehen die Spektrallinien durch Schwingungen der „quasi-elastisch“ in den Atomen gebundenen negativen Elektronen, die elektromagnetische Wellen von der Frequenz ihrer Eigenschwingung ausstrahlen. Eine beliebig im Raum gelegene elliptische Schwingung ist zerlegbar in eine gradlinige und in eine elliptische Schwingung in einer Ebene senkrecht dazu, und diese wieder in zwei sich entgegengesetzt kreisförmig drehende Schwingungen. Wird die gradlinige Schwingung parallel der Richtung des Feldes gelegt, so stellt sie die unverschobene π -K. dar. Die zirkularpolarisierten Komponenten liegen dann in einer Ebene senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Ist ferner a der Radius der Kreisbahn, μ die Elektronenmasse, v die Bahn- und $\omega = v/a$ bez. ω' die Winkelgeschwindigkeit des Elektrons vor bzw. bei Einwirkung des Magnetfeldes, so tritt zur Zentrifugalkraft

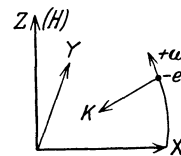


Fig. 2. Kräfte beim Zeemaneffekt.

$\frac{\mu v^2}{a} = \mu a \omega^2$ die Biot-Savartsche Kraft (s. d.) des Magnetfeldes — $e H a \omega'$, die nach der 3-Finger-Regel bei einem in positivem Sinne kreisenden negativ geladenen Elektron nach dem Bahnmittelpunkt gerichtet ist, also beschleunigend wirkt, vgl. Fig. 2. So wird $\mu a \omega'^2 = \mu a \omega^2 - e H a \omega'$, und da $\omega' - \omega$ stets klein gegen ω ist, entsteht $\Delta \omega = \omega' - \omega = -\frac{e H}{2\mu}$. Ist $v = \frac{c}{\lambda}$ die Schwingungszahl, so ist $\omega = 2\pi v$ und $\Delta v_{\sigma} = -c \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} = -\frac{e H}{4\pi \mu}$ (normale oder Lorentzsche Aufspaltung). Hierin ist H in Gauß und e/μ in absoluten elektromagnetischen Einheiten zu messen (nach Versuchen an Kathodenstrahlen ist $\frac{e}{\mu} = 1,76 \cdot 10^7$) also $\frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} = 4,67 \cdot 10^{-5} \cdot H$, z. B.

für $H = 10000$ Gauß (die größten Elektromagnete liefern im Maximum heute etwa fünfmal so große Feldstärken) und $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ cm (gelbes Licht) folgt $\Delta \lambda = 0,17 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ cm). So entstehen die beiden zirkularpolarisierten, um $\Delta \nu_g$ verschobenen K. Die Messungen mit verfeinerten Hilfsmitteln an den sog. Einfachlinien (alle andern geben kompliziertere Z-Effekte, s. oben) haben die Theorie dem Vorzeichen und der Größe nach genauer als auf 1% bestätigt. Damit sind die negativen Elektronen der Kathodenstrahlen als Träger der Lichtemission der Spektrallinien erwiesen — ein für die elektromagnetische Lichttheorie und unsere Vorstellungen über die Natur des Lichtes überhaupt, grundlegendes Ergebnis.

Die für die Atomvorgänge maßgebende Quantentheorie (s. d. sowie „Bohrsche Theorie der Spektrallinien“) führt zum gleichen Ergebnis. Nach Bohr entsteht eine Spektrallinie beim Übergang des Elektrons aus einer „stationären“ Bahn in eine andere von kleineren Dimensionen und kleinerer Energie. Der Energieunterschied $W_2 - W_1$ der beiden Zustände wird als Quantum $h \cdot \nu$ emittiert, wobei h das Plancksche elementare Wirkungsquantum ist. Unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes beschreibt die unveränderte Bahn des rotierenden Elektrons nach dem Theorem von Larmor eine Präzessionsbewegung (s. d.) um die Richtung der Kraftlinien als Achse mit der konstanten

Winkelgeschwindigkeit $\omega = -\frac{1}{2} \frac{e}{\mu} H = 2\pi \Delta \nu_g$,

denn die bei dieser Präzession entstehende Coriolis'sche Kraft (s. d.) hebt gerade die Biot-Savartsche Kraft des Magnetfeldes auf, während die dabei auftretende Zentrifugalkraft wegen der relativ kleinen Größe von ω keine Rolle spielt. Die durch die Larmorpräzession im Magnetfeld erzeugte Energieänderung des Elektrons hat dabei nach der Quantentheorie analog der Energie eines Planckschen Oszillators den Wert $\frac{m \cdot \omega \cdot h}{2\pi}$, wo m eine ganze Zahl

ist. Mithin wird der Unterschied der Energie ΔW in der Anfangs- und Endbahn, zwischen denen die betrachtete Spektrallinie ausgestrahlt wird $(m_a - m_e) \frac{\omega h}{2\pi}$, wobei sich m_a auf die Anfangs-, m_e auf die Endbahn bezieht, und die durch das Magnetfeld bewirkte Änderung der betreffenden Schwingungszahl wird

$$\Delta \nu = \frac{\Delta W}{h} = \frac{(m_a - m_e)}{2\pi} \omega,$$

so daß sich die Plancksche Konstante h wieder heraushebt. Da $\frac{\omega}{2\pi} = \Delta \nu_g$ ist, sagt diese Gleichung,

daß $\Delta \nu$ ein ganzzahliges Vielfaches der Lorentzaufspaltung beträgt. Um genau das Lorentzsche Ergebnis der Elektronentheorie zu erhalten, ist noch eine einschränkende Bedingung für $m_a - m_e$ erforderlich, die nur gewisse Änderungen der magnetischen Quantenzahl m zuläßt. Diese Bedingung liefert das Bohrsche Korrespondenzprinzip (s. d.); danach kann $m_a - m_e$ nur die Werte 1 oder 0 annehmen. Nach dem gleichen Prinzip ergibt sich, daß im ersten Falle zirkularpolarisierte K entstehen, im letzteren Falle eine p-K. wie in der Elektronentheorie. Die quantentheoretische Formel für die Energieänderung im

Magnetfeld $\Delta W = \frac{m \omega h}{2\pi}$ bedeutet, daß die Achse der Elektronenbewegung (die Impulsachse) nicht jede beliebige Richtung zur Magnetfeldachse einnehmen kann, sondern nur bestimmte quantenmäßig durch die ganze Zahl m ausgezeichnete Richtungen: dies ist die sog. „Richtungsquantelung“ (s. d.). (Näheres über Zeemaneffekt vgl. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*. Braunschweig 1924, S. 386; vgl. ferner Artikel „Anomaler Zeemaneffekt“).
R. Ladenburg.

Zeemaneffekt an Banden. Man spricht von „Banden“ im doppelten Sinn: vielfach werden diffuse Absorptions- und Emissionsstreifen als Banden bezeichnet, wie sie an flüssigen und festen Körpern auftreten. Bei diesen beobachtet man Zeemaneffekte nur an einigen Kristallen (s. magnetooptische Erscheinungen an Kristallen). Hier werden die Banden durch Eintauchen des Kristalls in flüssige Luft in scharfe Absorptionslinien verwandelt, die denen der Dämpfe im Aussehen ähneln. Auch der Zeemaneffekt stimmt im allgemeinen Charakter mit dem Zeemaneffekt an Spektrallinien überein, so daß als Ursache dieser Banden ebenfalls reine Elektronensprünge anzusehen sind, die allerdings durch die elektrischen Felder der Nachbaratome stark beeinflußt sind (vgl. magnetooptische Erscheinungen an Kristallen).

Eine ganz andere Art von Banden sind die, vielen Gasen und Dämpfen eigentümlichen, größeren Emissions- und Absorptionsgebiete, die bei genügender optischer Auflösung in feine Linien mit gesetzmäßiger Anordnung zerfallen; sie werden im besonderen als Banden bezeichnet und mehratomigen Molekülen zugeordnet, im Gegensatz zu den Spektrallinien einzelner Atome.

Der bei ihnen auftretende Zeemaneffekt ist zum Teil wegen der natürlichen engen Lage der Linien, zum Teil wegen der geringen Größe des Effektes nur schwer beobachtbar und erst 17 Jahre nach dem gewöhnlichen Zeemaneffekt entdeckt (Dufour 1908). Man unterscheidet den relativ großen Effekt an den Kanten der Banden und einen relativ kleinen Effekt an den Bandenlinien. Der erstere tritt besonders an Dämpfen der Erdalkalihalogene (CaF_2 , SrCl_2 usw.) und an denen von Yttriumsalzen auf. Kanten, die zu einer Gruppe von Banden gehören, werden gleich stark zerlegt, ähnlich wie Einzellinien beim normalen Zeemaneffekt (s. d.), und zwar werden transversal Quartetts beobachtet, longitudinal Dublets, wobei aber zum Teil der Drehungssinn der zirkular polarisierten Komponenten anomal ist, als ob positive Elektronen (von ähnlicher Masse wie die negativen) die Zentren wären. Da diese anderweitig durchaus nicht nachweisbar sind, hat man früher innermolekulare oder atomare Magnetfelder angenommen, die durch das äußere Magnetfeld entstehen sollen, ähnlich wie bei magnetooptischen Erscheinungen an Kristallen (s. d.).

An den Bandenlinien des C-Spektrums treten ähnliche magnetische Verwandlungen ein, wie sie Paschen und Back in starken Magnetfeldern an Dublets und Triplets von Serienlinien beobachtet haben (s. Zeemaneffekt und magnetische Umwandlung): die Dublets vereinigen sich zu einfachen Linien, die Triplets zeigen analoge Veränderungen (Fortrat 1913). Ist μ der natürliche Abstand der Dublets oder Triplets in Schwingungs-

zahlen gemessen ($\mu = \Delta\nu = \frac{\Delta\lambda c}{\lambda^2}$), $\delta\mu$ seine Ver-
ringerung durch das Magnetfeld H , so ist das Ver-
hältnis $\frac{\mu \delta\mu}{H^2}$, nach neueren Untersuchungen jedoch

(A. Bachem 1920) der Ausdruck $\frac{\mu \cdot d\mu}{H^2 \left(1 - \frac{d\mu}{\mu}\right)}$ unab-

hängig von H , und für Glieder derselben Serie
wenigstens annähernd konstant.

An anderen Bandenlinien treten weitere Ana-
logien zum Zeemaneffekt an Spektrallinien auf —
Zerlegungen mit üblicher Polarisation, doch stets
in äußerster geringer Größe.

Eine Theorie dieser Erscheinungen steht heute
(1927) noch aus, da noch in keinem Falle eine Zer-
legung des Zeemaneffektes in den der beiden Terme
gelungen ist, aus denen nach der allgemeinen Bohr-
schen Frequenzbedingung, jede Bandenlinie ebenso
wie jede Spektrallinie von Atomen entsteht. Die
nähere Erforschung dieses Zeemaneffektes an
Bandenlinien wird sicherlich auch für die Banden-
theorie von großer Bedeutung sein. *R. Ladenburg.*
Näheres s. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn.
Bd. IV, 2, S. 538—546. Leipzig 1915 (Magneto-
optik, bearbeitet von W. Voigt). Hdb. d.
Physik, Bd. 21, Berlin 1928.

Zeemaneffekt auf der Sonne. Manche Fraun-
hofersche Linien im Gebiet der Sonnenflecke zeigen
Verbreiterungen, Verdoppelungen und vor allem
Polarisationserscheinungen, die auf die Einwirkung
von Magnetfeldern zurückgeführt werden (Hale
1908). Wenn der Sonnenfleck sich in der Mitte der
Sonne befindet, sind die Ränder bzw. Teile dieser
Linien wie bei einem longitudinalen Zeemaneffekt
(s. d.) entgegengesetzt zirkular polarisiert, einem
Magnetfeld entsprechend, dessen Kraftlinien radial
senkrecht zur Sonnenoberfläche verlaufen. Beim
Wandern des Sonnenflecks infolge der Sonnen-
rotation nach dem Rande zeigen sich die Ände-
rungen, die bei schräg auf den Beobachter zulaufen-
der Kraftlinien beim Zeemaneffekt an irdischen
Lichtquellen bekannt sind. Am Sonnenrande
selbst sind die Komponenten bzw. Teile der Linien
geradlinig polarisiert. Als Ursache der Magnetfelder
sind die gewaltigen Wirbel leuchtender und ioni-
sierter Gase anzusehen, die in den Sonnenflecken
auf Grund der spektroheliographischen Aufnahmen
der Sonnenoberfläche im Lichte einzelner Spektral-
linien angenommen werden (s. Sonne und Sonnen-
spektrum). Bewegte geladene Teilchen wirken
wie ein elektrischer Strom, so daß die Kraft-
linien der Sonnenwirbel der Wirbelachse parallel
laufen, gerade wie aus den Polarisationsersi-
cheinungen gefolgert wurde. Aus der Rotationsrichtung
der Wirbel, die aus spektroheliographischen Auf-
nahmen erkennbar sind, und aus dem Drehungssinn
der zirkularpolarisierten Komponenten ergibt sich
durch Vergleich mit einem irdischen Zeemaneffekt,
daß die negativen kreisenden Teilchen das wirk-
same Magnetfeld erzeugen. Benachbarte Sonnen-
flecken, auf denen aus den spektroheliographischen
Aufnahmen entgegengesetzter Drehungsinne der
Wirbel folgt, zeigen auch entgegengesetzten Dreh-
ungssinn der Zirkularpolarisation. Aus der Größe
der Zerlegung bzw. Verbreiterung ergibt sich die
Feldstärke der Sonnenmagnetfelder bis zu einigen
Tausend Gauß, wie sie sich in der Tat zwanglos
aus der Bewegung der Ionen in den Wirbeln er-
rechnen lassen. Nähere Untersuchungen lassen

freilich die Erscheinungen als ziemlich kompliziert
erkennen, indem die Kraftlinien der Magnetfelder
häufig geneigt zum Sonnenradius liegen und die
Felder selbst sehr inhomogen sind. Man hat auf
diese Weise magnetische Karten der Sonnenober-
fläche angefertigt, die die Richtung und Stärke der
magnetischen Feldstärke angeben, und eine tägliche
Überwachung der Polarität und Feldstärke der
Sonnenflecken eingerichtet.

Neuere Versuche in der fleckenärmeren Periode
(1909—1917) lieferten den Nachweis eines allge-
meinen Zeemaneffektes auf der Sonne, wozu aller-
dings ganz besonders umfangreiche und kost-
spielige Hilfsmittel notwendig waren. Die ge-
messenen, allgemein auf der Sonne herrschenden
Zeemaneffekte entsprechen Magnetfeldern von nur
50 Gauß; allerdings liegen die beobachteten Effekte
an der Grenze der Meßmöglichkeit, da die Linien-
breite häufig 100mal so groß ist als der Abstand der
Zeemankomponenten, der deshalb nur aus der
Polarisation der Linienteile erschlossen werden
kann. Das Ergebnis der jahrelangen Unter-
suchungen ist: die Sonne wirkt wie ein Magnet,
dessen Pol nahe der Rotationsachse liegt. Die
Polarität der Sonne ist gleich der der Erde. Die
Stärke des allgemeinen Magnetfeldes auf der Sonne
ist wie gesagt ~ 50 Gauß, also etwa $1/100$ der der
Flecken und 80mal so groß wie das Magnetfeld
der Erde. Die Ursache für das Magnetfeld hat man
wieder in rotierenden elektrischen Massen zu sehen;
die Moleküle mit ihren Elektronen sind als Kreisel
aufzufassen, die sich infolge der Sonnen-(bzw. Erd-)
drehung einrichten (Kreiselwirkung Ampèrescher
Molekularströme, die von Richardson sowie
Einstein-de Haas experimentell nachgewiesen
ist).

R. Ladenburg.

Näheres s. Pringsheim, Physik der Sonne. S. 380 ff.
Leipzig 1910 sowie R. Emden, Naturw. 9,
916, 1921.

Zehndersche Röhre, eine Glimmentladungsröhre
nach L. Zehnder, als Anzeiger für elektrische
Schwingungen. Die Zehndersche Röhre hat vier
Elektroden, von denen sich zwei sehr nahe gegen-
überstehen. Die beiden anderen haben mehrere
Zentimeter Abstand, in ihrer Verbindungslinie liegt
die Lücke zwischen den zwei erstgenannten Elek-
troden. An die beiden entfernten wird eine solche
Gleichspannung gelegt, daß die Glimmentladung
sich eben noch nicht aufrecht erhalten kann. Wird
an die beiden ersten die Hochfrequenzspannung zu-
geführt, die relativ kleine Amplitude haben kann,
dann leuchtet unter der gemeinsamen Wirkung von
Gleich- und Wechselspannung die Röhre auf. Es
existieren mancherlei verschiedene Elektroden-
anordnungen der Zehnderschen Röhre.

H. Rukop.

Näheres s. L. Zehnder, Ann. d. Phys. 12, 417, 1174, 1903.

Zeigerinstrumente. Bezeichnung für alle In-
strumente, bei denen die Ablesung einer Ablenkung
mittels eines materiellen Zeigers erfolgt, der über
einer Skala angebracht ist (Gegensatz: Spiegel-
instrumente). Zur Vermeidung der Parallaxe ist
die Teilung der Skala auf einem Spiegel angebracht
oder es befindet sich längs der Skala ein Spiegel.
Die Ablesung wird so ausgeführt, daß sich der
Zeiger mit seinem Spiegelbild deckt. *W. Jaeger.*

Zeigerthermometer s. Immischsches Zeiger-
thermometer.

Zeißches Schleifengalvanometer s. Galvanometer.

Zeit ist die unabhängige Variable in den Be-
wegungsgleichungen der Mechanik.

Gemessen wird die Zeit durch die Rotation der Erde um ihre Achse. Die Einheit ist der Tag, d. h. die Dauer einer vollen Umdrehung. Man unterscheidet Sternzeit und Sonnenzeit. Einheit der Sternzeit ist der Sterntag, d. h. die Zeit, welche zwischen zwei Kulminationen eines Fixsternes verstreicht, unter der Voraussetzung, daß der Fixstern seinen Ort am Himmel in der Zwischenzeit nicht geändert habe; das wäre die Dauer einer Umdrehung im Inertialsystem. Der Sonnentag, die Einheit der Sonnenzeit, ist die Zwischenzeit zwischen zwei Kulminationen der Sonne. Da sich diese infolge der jährlichen Bewegung der Erde etwa um 1° pro Tag und zwar im Rotationssinn der Erde fortbewegt, so muß sich die Erde von einer Sonnenkulmination zur nächsten um etwa einen Grad mehr als 360° drehen. Das Jahr muß einen Sterntag mehr als Sonnentage haben, weswegen der Sterntag um etwa $3m56s$ kürzer ist als der Sonnentag.

Bewegte sich die Sonne in ihrer jährlichen Bahn gleichförmig und im Himmelsäquator, so wäre die Zeit zwischen zwei Sonnenkulminationen konstant. Nun ist die scheinbare Bewegung der Sonne erstens wegen der Exzentrizität der Erdbahn, zweitens wegen der Ekliptikschiefe in Rektaszension ungleichförmig. Man fingiert eine sog. mittlere Sonne, die sich im Himmelsäquator mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt und die gleichzeitig mit einer gleichförmig in der Ekliptik bewegten Sonne durch den Frühlingspunkt geht, so daß man zwischen mittlerer und wahrer Sonnenzeit unterscheiden muß.

Im bürgerlichen Leben bedient man sich der mittleren Zeit, die von allen Uhren angegeben wird. Nur die sog. Sonnenuhren zeigen wahre Sonnenzeit. Der Unterschied zwischen beiden heißt die Zeitgleichung, deren gegenwärtig gültige Werte im Sinne mittlerer Zeit minus wahre Zeit in folgender Tabelle angeführt sind.

Januar 1	+ 2 ^m	Juli 1	+ 3 ^m
Februar 1	+ 14	August 1	+ 6
März 1	+ 13	September 1	0
April 1	+ 4	Oktober 1	- 10
Mai 1	- 3	November 1	- 16
Juni 1	- 2	Dezember 1	- 11

Die wahre und mittlere Sonnenzeit sind der Stundenwinkel der wahren bzw. mittleren Sonne. Sternzeit ist Stundenwinkel des Frühlingspunktes (s. Himmelskoordinaten). Da der Frühlingspunkt infolge der Präzession selbst veränderlich ist, stimmt die vorhin gemachte Feststellung, daß der Sterntag sich auf ein Inertialsystem beziehe, nicht genau. Doch ist der Unterschied erst in etwa 26000 Jahren ein Tag.

Jeder Längegrad der Erde hat seine eigene Zeit. Im bürgerlichen Leben hat man für größere Länderstrecken Einheitszeit eingeführt und die Erde in 15° breite Zonen eingeteilt. Diese Zonen haben eine Zeitdifferenz von genau 1h. Frankreich, Großbritannien, Belgien haben die Zeit des Meridians von Greenwich (West-Europäische Zeit), Deutschland, Schweiz, Italien, Österreich-Ungarn, Skandinavien haben die Zeit des 15. Längegrades östlich Greenwich, die sog. mitteleuropäische Zeit, der Balkan die des 30. Längegrades (osteuropäische Zeit). Viele Länder haben indes noch die Zeit des Meridians ihrer Hauptstadt. So hatte Rußland bis 1918 die Petersburger Zeit, die um 1 Minute gegen die osteuropäische differierte.

Neuere Untersuchungen von verschiedenen Seiten haben gezeigt, daß die Erdrotation und damit unsere Zeiteinheit anscheinend Schwankungen

unterworfen ist. In der Mondbewegung zeigten sich kleine anscheinend teilweise aperiodische Abweichungen von der Theorie, die bisher völlig unerklärt blieben. Kleinere unerklärte Störungen anderer Körper des Sonnensystems (Sonne, Merkur, Venus) weisen einen ähnlichen zeitlichen Verlauf auf wie die Mondstörung. Da die Abweichungen an der Grenze des Feststellbaren liegen, ist die Übereinstimmung nur in rohen Zügen vorhanden. Nach Innes hat sich die Erde innerhalb der letzten 40 Jahre um 30 Sekunden verfrüht. Entsprechende Untersuchungen an den Jupitertrabanten sind im Gange. Über die Ursache dieser noch hypothetischen Rotationsschwankungen des Erdkörpers wissen wir nichts. *Bottlinger.*

Zeitgleichung s. Zeit.

Zeitsignal. Ein zu bestimmten Zeiten regelmäßig ausgesandtes Signal, das die Feststellung der genauen Uhrzeit gestattet und besonders für die Seeschifffahrt und die Landvermessung von erheblicher praktischer Bedeutung ist.

Allgemeine Verbreitung hat das von der Pariser Zeitsignalkonferenz 1912 festgelegte Zeitzeichen gefunden, das durch das Kennwort „onogo“ charakterisiert ist. Die Bezeichnung stammt daher, daß sich das Hauptsignal dieses Zeichens aus den Morsebuchstaben o-n-o-g-o zusammensetzt, voraus geht ihnen unter anderem das „Achtung“-Zeichen, sowie das Kennzeichen der sendenden Station, es folgt ein Schlußzeichen. Die nachstehende Tabelle (S. 1409) zeigt das von Nauen um 12 Uhr Mittlerer Greenwicher Zeit, d. i. um 1 Uhr MEZ, ausgegebene Zeitzeichen mit der genauen Angabe der Zeiten. Nauen erhält das Zeichen von der Deutschen Seewarte in Hamburg.

Als Zeitzeichen werden ferner von verschiedenen Stationen Koinzidenzzeichen gegeben, das sind in bestimmten gleichmäßigen Zeitabständen z. B. in der Minute 59 oder 61mal ausgesandte Punkte. Die mit diesem Signal erzielte Genauigkeit ist wesentlich größer als die mit dem Onogozichen erreichbare. *E. Alberti.*

Näheres s. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie Berlin 1927.

Zenit (Scheitelpunkt), der der Schwerkraftichtung, der sog. Normalen entgegengesetzte Punkt an der Himmelskugel. Der Gegenpunkt des Zenits wird Nadir (Fußpunkt) genannt. *Bottlinger.*

Zenit, magnetischer. Der Ort am Himmelsgewölbe, auf den der von der Erde abgewandte Pol der Inklinationsnadel gerichtet ist. Am magnetischen Inklinationsäquator gibt es je einen magnetischen Zenit am Nord- und am Südhimmel. *A. Nippoldt.*

Zenitdistanz s. Himmelskoordinaten.

Zenitdistanzen, gegenseitige s. Höhenmessung.

Zenitrefraktion. Bei normaler Schichtung der Luft liegen die Schichten horizontal. Die von einem Stern im Zenit kommenden Strahlen treffen somit alle Schichten normal und werden nicht gebrochen: die normale Refraktion im Zenit ist gleich Null. Dieser normale Zustand scheint aber nie einzutreten. Infolge ungleicher Erwärmung haben die Luftschichten immer eine gewisse Neigung, und damit ist eine, wenn auch sehr kleine Refraktion im Zenit verbunden. Dieselbe hat eine tägliche und eine jährliche Periode. Die erste hat zur Folge, daß man im Laufe einer Nacht den Winkel zwischen Pol und Zenit nicht konstant ansehen kann, woraus bei der Reduktion der Polhöhenbeobachtung

M. Z. Gr.	Zeichen	Bedeutung der Zeichen
11h } 23 } 55m 0s — 56m 0s usw.	v v v..., zur Abstimmung dienend
56m 16s — 56m 40s	-----	Achtung
57m 0s — 57m 47s	POZ (Kennzeichen von Nauen)
57m 55s — 58m 0s	-----	MGZ
58m 8s — 58m 10s usw.	xxx... (im Sekudentempo gegeben)
58m 18s — 58m 20s	55 56 57 58 59 0	Hauptsignale
58m 28s — 58m 30s	8 9 10	
58m 38s — 58m 40s	18 19 20	
58m 48s — 58m 50s	28 29 30	
58m 55s — 59m 0s	38 39 40	
59m 6s — 59m 10s	48 49 50	
59m 16s — 59m 20s	55 56 57 58 59 0	
59m 26s — 59m 30s	6 7 8 9 10	
59m 36s — 59m 40s	16 17 18 19 20	
59m 46s — 59m 50s	26 27 28 29 30	
59m 55s — 0m 0s	36 37 38 39 40	Schlußzeichen
12h } 0 } 0m 4s — 0m 10s	4 5 6 7 8 9 10	

große Schwierigkeiten entstehen. Die zweite kommt in dem sog. Kimuraschen z-Gliede zum Ausdruck, einem Gliede jährlicher Periode in den Resultaten der Polbewegung, dessen Entstehung lange Zeit rätselhaft blieb (s. Polhöhenchwankung).
A. Prey.

Zenitteleskop s. Vertikalkreis.
Zentesimalwaage s. Brückenwaage.
Zentralachse s. Bewegungsschraube; Kräfte-reduktion.

Zentralbewegung. Man versteht darunter die Bewegung eines als Massenpunkt anzusehenden Körpers unter dem Einflusse einer *Zentralkraft*, d. h. einer nach einem festen Punkt (*Zentrum*) hin gerichteten Kraft, die nur von der Entfernung r des Massenpunktes vom Zentrum abhängt. Für die Zentralbewegung gelten, unabhängig von der Form des Kraftgesetzes, folgende vier allgemeine Sätze:

1. Die Bahn liegt in einer durch das Zentrum gelegten Ebene.
2. Der vom Zentrum nach dem Massenpunkt gezogene Fahrstrahl r überstreicht in gleichen Zeiten gleiche Flächen (Keplers II. Gesetz = Flächensatz).
3. Die Bahngeschwindigkeit ist ihrem Betrag nach die gleiche, so oft der Massenpunkt die gleiche Entfernung r vom Zentrum hat (Energiesatz), nämlich gleich dem Quotienten aus der doppelten Flächengeschwindigkeit (s. Impuls) und dem Lot vom Zentrum auf die augenblickliche Bahntangente.
4. Die Bahnkurve ist symmetrisch in bezug auf jeden größten und jeden kleinsten Fahrstrahl.

Weitere Gesetze hängen von der Form f(r) des Kraftgesetzes ab. Ist m die Masse des bewegten Punktes und h die doppelte Flächengeschwindigkeit, so lautet in Polarkoordinaten (r, φ) mit dem Zentrum als Pol die Differentialgleichung der Bahnkurve

$$(1) \quad \frac{m h^2}{r^2} \left[\frac{1}{r} + \frac{d^2 \frac{1}{r}}{d \varphi^2} \right] = f(r).$$

Diese Gleichung ist bei gegebener Funktion f(r) stets integrierbar. Hat man somit die Bahnkurve ihrer Gestalt nach gefunden, so reguliert sich der zeitliche Ablauf der Bewegung nach dem Flächensatz:

$$(2) \quad r^2 \frac{d \varphi}{d t} = h.$$

Insbesondere hängt die Flächenkonstante h mit der Umlaufzeit t₀ (d. h. der für die Drehung des Fahrstrahls r um einen vollen Winkel erforderlichen Zeit) zusammen durch

$$(3) \quad h t_0 = \int_0^{2\pi} r^2 d \varphi.$$

Das Integral bedeutet die doppelte, in der Zeit t₀ überstrichene Fläche.

Besondere Fälle.

1. Quasielastische Zentralkraft: f(r) ≡ λr, wo λ eine Konstante sein soll. Die Bahn ist eine Ellipse, deren Mittelpunkt mit dem Zentrum der Kraft zusammenfällt. Die Umlaufdauer ist

$$t_0 = 2 \pi \sqrt{\frac{m}{\lambda}},$$

also unabhängig von der Größe der Halbachsen a und b. Die doppelte Flächengeschwindigkeit dagegen wird proportional mit dem Produkt der Halbachsen

$$h = a b \sqrt{\frac{\lambda}{m}}.$$

2. Newtonsche Gravitationskraft: f(r) ≡ $\frac{\kappa m}{r^2}$, wo κ eine dem Kraftzentrum eigentümliche Zahl bedeutet, die im Falle des Planetensystems das Produkt aus der (unbeweglich gedachten) Sonnen-

masse in die universelle Gravitationskonstante ist. Die Bahngleichung wird mit zwei Integrationskonstanten ε und φ_0

$$(1a) \quad \frac{1}{r} = \frac{\kappa}{h^2} [1 + \varepsilon \cos(\varphi - \varphi_0)];$$

dies ist ein Kegelschnitt mit der numerischen Exzentrizität ε und dem Zentrum als dem einen Brennpunkt (Keplers I. Gesetz). Im Falle, daß der Kegelschnitt eine Ellipse wird, findet man für das Quadrat der Umlaufsdauer t_0 in Verbindung mit der großen Halbachse a

$$(3a) \quad \kappa t_0^2 = 4\pi^2 a^3;$$

die Quadrate der Umlaufsdauern verhalten sich wie die Kuben der großen Achsen. (Keplers III. Gesetz). Das Wesentliche an diesem Gesetz besteht darin, daß seine experimentelle Bestätigung gleichbedeutend mit dem Nachweis ist, daß die Zahl κ dieselbe für das ganze Gravitationsfeld der Sonne sein muß.

3. Einsteinsche Gravitationskraft: In der Gravitationstheorie von Einstein ist die Wirkung zwischen zwei Massen im allgemeinen zwar überhaupt nicht durch eine Zentralkraft darstellbar; man erhält aber eine bei schwach exzentrischen Bahnen brauchbare erste Annäherung, wenn man die Kraft wie eine Zentralkraft ansieht, die sich nach fallenden Potenzen von r entwickeln läßt, und zwar indem man schon nach dem zweiten Gliede abbricht, in der Form

$$f(r) = \frac{m\kappa}{r^2} \left(1 + \frac{3h^2}{c^2 r^2}\right),$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Dann wird die Bahn mit der Abkürzung

$$p = 1 - \frac{3\kappa^2}{c^2 h^2}$$

näherungsweise dargestellt durch

$$(1b) \quad \frac{1}{r} = \frac{\kappa}{h^2} [1 + \varepsilon \cos p(\varphi - \varphi_0)];$$

sie ist also ein Kegelschnitt, der sich um das Zentrum als Brennpunkt dreht. Der Winkelbetrag dieser Drehung berechnet sich für jeden Umlauf zu

$$\Delta\varphi_0 = 2\pi \left(\frac{1}{p} - 1\right)$$

oder in erster Annäherung (mit den Bezeichnungen von 2.) zu

$$\Delta\varphi_0 = \frac{6\pi\kappa}{a c^2 (1 - \varepsilon^2)} = \frac{24\pi^3 a^2}{c^2 t_0^2 (1 - \varepsilon^2)}$$

und mißt, auf den Merkur angewandt, dessen Perihelbewegung von 43'' im Jahrhundert.

R. Grammel.

Näheres s. Geiger-Scheelsches Handb. d. Physik, Bd. V, Berlin 1927.

Zentralellipsoid s. Trägheitsmoment.

Zentralkraft s. Zentralbewegung.

Zentralspiegel s. Tripelspiegel.

Zentralzyklone s. Polarfront.

Zentrierwulst s. Geschosse.

Zentrifugalkraft s. Trägheitskräfte.

Zentrifugalmoment s. Trägheitsmoment.

Zentrifugalspendel s. Pendel (math. Theorie).

Zentrifugalpumpen s. Pumpen.

Zentrifugalräder nennt man zuweilen die Laufräder von Kreiselpumpen (s. unter Pumpen).

Eisner.

Zentripetalkraft s. Impulssätze.

Zerfall. Eine freiwillig, d. h. unter Verminderung der freien Energie, erfolgende Zersetzung (s. d.).
Schwab.

Zerfallsgesetze der Radioaktivität (auch Desaggregations- oder Transformationstheorie). — Die radioaktiven Atome sind, wie im Artikel „Atomzerfall“ auseinandergesetzt wird, nach der Rutherford'schen Hypothese instabil und streben stabileren Zuständen zu. Irgendwelche äußere Bedingungen für das Eintreten des Zerfalles können nicht angegeben werden und auch aus theoretischen Überlegungen sind solche Ursachen nicht ableitbar, da hierzu die genaue Kenntnis der Innenkonstruktion des Atomkernes fehlt. Der Zeitpunkt des Zerfalles ist anscheinend nur vom Zufall abhängig und tatsächlich gelingt es nach E. v. Schweidler, in Durchführung dieser Auffassung zu den experimentell beobachteten Zerfallsgesetzen zu gelangen. Die einzig zu machende Annahme besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeit w für das Eintreten des Zerfalles innerhalb eines vorgegebenen Zeitraumes Δ für alle gleichartigen Atome konstant und unabhängig von der Vorgeschichte ist. Und zwar wird für relativ (im Verhältnis zur mittleren Lebensdauer) kleine Zeiträume Δ diese Wahrscheinlichkeit w dem Δ proportional sein, also $w = \lambda \Delta$. Die sog. zusammengesetzte Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom während eines Vielfachen von Δ nicht zerfalle, also die Zeit $t = k\Delta$ überlebe, ergibt sich zu $w_t = (1 - \lambda \Delta)^k$, welcher Ausdruck für $\lim \Delta = 0$ in $w_t = e^{-\lambda t}$ übergeht. Dies gilt zunächst für ein Atom; sind deren N_0 gleichartige vorhanden, die, nach Voraussetzung, alle demselben Gesetz gehorchen, so sind nach dem Gesetz der großen Zahlen $N_0 w_t$ unverwandelt, d. h. nach der Zeit t sind von N_0 Atomen noch $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ da, der Rest $N_0 - N_t = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$ ist inzwischen zerfallen und umgewandelt in die anders gearteten Atome des „Zerfallsproduktes“, die einem gleichgebauten Zerfallsgesetz nur mit anderen Konstanten λ folgen. Somit ist die Zerfallskonstante λ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom innerhalb einer Zeitspanne, die klein ist gegen die mittlere Lebensdauer, zerfalle. $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ ist aber gerade das experimentell beobachtete Abklingungsgesetz für die Präparatstärke, und führt, unabhängig vom Alter des Präparates, immer zum selben Wert für λ , womit die Voraussetzung über die Unabhängigkeit des w von der Vorgeschichte gerechtfertigt wird. Beobachtet wird nun nicht die Zahl der noch vorhandenen Atome N_t , vielmehr die Zahl Z der in einem bestimmten Zeitmoment pro Zeiteinheit zerrallenden Atome, die durch Differentiation des obigen Gesetzes gegeben sind zu $Z = -\frac{dN_t}{dt} = \lambda N_t$ und

somit der jeweils vorhandenen Atomzahl proportional sind. Bei Abzählung der von einem einheitlichen Präparat stammenden α -Partikel — jeder Zerfall ist von der Abstoßung eines α - oder eines β -Teilchens begleitet — nach der Szintillationsmethode, oder mit Hilfe von Stoßionisation (vgl. den Artikel „Zählung“) wird direkt die Zahl Z bestimmt; bei Beobachtung an der durch die α - oder β -Strahlung hervorgerufenen Ionisierung wird ein Sättigungsstrom i gemessen, der dem Wert von Z proportional ist. Im letzteren, dem weitaus häufigeren Fall, muß daher, weil $i \sim Z$ und $Z \sim N_t$ ist, auch das Gesetz erfüllt sein: $J_t = J_0 e^{-\lambda t}$.

Trägt man nun die natürlichen Logarithmen der zu verschiedenen Zeiten gefundenen J_t -Werte als $f(t)$ auf, so muß man nach: $\lg J_t = \lg J_0 - \lambda t$ eine Gerade erhalten, aus deren Neigung λ , aus deren Schnittpunkt mit der J_t -Achse J_0 berechenbar ist.

Die bisherigen Überlegungen gelten für den einfachsten Fall, daß man es während der Versuchsdauer mit nur einer Art von zerfallenden Atomen zu tun hat. (Daß also das betreffende Präparat von seiner Muttersubstanz entfernt ist und ein Folgeprodukt erzeugt, das inaktiv ist und nicht etwa selbst unter begleitenden Strahlungserscheinungen in einem neuen Abklingtempo zerfällt.) Anders werden die Erscheinungen, wenn man z. B. an einem Präparat B beobachtet, dessen Atome nach einer e -Potenz in inaktive Atome zerfallen, das aber von seiner Muttersubstanz A immer neue B-Atome, z. B. die konstante Zahl q pro Zeiteinheit nachgeliefert erhält. Die Bilanz ist nun: $\frac{dN_B}{dt} = -\lambda_B N_B + q$, woraus durch Inte-

gration $N_{B,t} = \frac{q}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t})$ folgt, wenn die Anfangsbedingung (Zahl der zur Zeit $t=0$ vorhandenen B-Atome) gelaftet hatte $N_{B,0} = 0$. Es nimmt somit die Zahl der B-Atome von Null an mit der Zeit zu, bis zu dem, offenbar das Maximum darstellenden Endwert $N_{B,\infty} = \frac{q}{\lambda_B}$, dem sie sich asymptotisch nähert. Wiederm beobachtet man, wenn der Ionisationsstrom gemessen wird, nicht N_B selbst, sondern den ihrer α - oder β -Wirkung zuzuschreibenden Sättigungsstrom. Wenn der Zerfall der Muttersubstanz q B-Atome liefert, so liefert er auch in der Sekunde q α - oder β -Teilchen und einen konstanten Strom $J_A = k_A q$, wo k_A cet. par. ein von Strahlenart und Strahleneigenschaften abhängiger Proportionalitätsfaktor ist. Analog liefert die Substanz B durch ihren Zerfall einen Strom $J_B = k_B \cdot \lambda_B N_B$, weil $\lambda_B N_B$ -Atome in der Zeiteinheit aufbrechen und ebensoviele α - oder β -Teilchen frei werden. Der Gesamteffekt ist somit $J_t = J_A + J_B$, worin J_A in diesem Beispiele zeitlich konstant, J_B variabel ist. Da J_B zur Zeit $t=0$ selbst Null ist, so beobachtet man zu diesem Zeitpunkt nur $J_0 = J_A = k_A q$. Bildet man für alle gemessenen Stromwerte die Differenz $J_t - J_0$, so erhält man J_B in seiner Abhängigkeit von der Zeit, nämlich $k_B \lambda_B N_{B,t}$, welches dem oben abgeleiteten Gesetz gehorchen muß, indem $J_t - J_0 = k_B \lambda_B N_{B,t} = k_B q (1 - e^{-\lambda_B t})$ ist und in entsprechender graphischer Darstellung leicht die Ermittlung von λ_B gestattet.

Die beiden besprochenen Fälle bilden die einfachsten und fundamentalen Beispiele, betreffend „Zerfall“ (1. Beispiel) und „Wiederanstieg“ (2. Beispiel). Zur Realisierung des letzteren Falles mußte offenbar die Muttersubstanz A künstlich konstant gehalten werden, da sie sonst infolge ihres supponierten Zerfalles abnehmen muß. Doch ist die Überlegung in allen jenen Fällen sehr nahe richtig, wo der Zerfall des primären Produktes so langsam ist, daß die Intensitätsabnahme an A in den zur Beobachtung für B nötigen Zeiten vernachlässigbar ist. Der „stationäre Zustand“, d. h. eine mit der Zeit nicht veränderliche Stromstärke ist dann erreicht, wenn $\frac{dN_B}{dt} = 0$, d. h. wenn $q = \lambda_B N_B$

ist. Nun stellt q die Zahl der nacherzeugten B-Atome, also offenbar auch die pro Zeiteinheit zerfallenden A-Atome vor, demnach muß q auch gleich $\lambda_A N_A$ sein, oder im Gleichgewichtsfalle: $\lambda_B N_B = \lambda_A N_A$ (vgl. „Gleichgewichtsmenge“). — Im allgemeinen wird aber die Muttersubstanz nicht als konstant anzunehmen sein, sondern je nach den Umständen ab- oder auch zunehmen. Man braucht sich nur vorstellen, daß in dem früher behandelten Beispiele die Substanz B die Muttersubstanz ist, infolge des Zerfalles von A zunächst ansteigt und gleichzeitig selbst wieder eine instabile und strahlende Substanz C erzeugt; es kann ferner, was in der Praxis häufig der Fall ist, die Beobachtung in einem Zeitpunkt begonnen werden, wo einige Zerfallsprodukte, im Gleichgewicht mit einer Primärschubstanz, von dieser getrennt wurden. Und andere Beispiele mit oft sehr komplizierten Verhältnissen mehr. Diesbezüglich sei auf die Handbücher der „Radioaktivität“ (s. d.) verwiesen.

K. W. F. Kohlrausch.

Zerfallskonstante, auch Umwandlungs- oder Radioaktivitäts-Konstante genannt, ist die für die Instabilität des radioaktiven Atomes charakteristische Konstante, bezeichnet mit λ , die durch $\lambda \cdot \Delta$ die Wahrscheinlichkeit angibt, daß das betreffende Atom innerhalb eines gegebenen, im Verhältnis zu λ kleinen, Zeitintervalles Δ zerfällt. Ihr reziproker

Wert $\tau = \frac{1}{\lambda}$ wird als „mittlere Lebensdauer“ bezeichnet, da, wie sich aus dem Zerfallsgesetz (s. d.) $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ ableiten läßt, die Summe S der Lebensdauern sämtlicher N_0 ursprünglich vorhandener Atome sich ergibt zu $S = \frac{N_0}{\lambda} = N_0 \tau$, so

daß $\frac{S}{N_0}$ den mittleren Wert der Lebensdauer für ein Atom darstellt. Es ist jene Zeit, in der die Zahl der Atome auf den Bruchteil 0,3679 abnimmt, wovon man sich durch Einsetzen von $t = \tau = \frac{1}{\lambda}$ in das Zerfallsgesetz leicht überzeugt. $T = 0,6932 \tau$ nennt man die Halbwertszeit (s. d.).

Der Wert der Zerfallskonstanten erweist sich als unabhängig von allen bisher versuchten äußeren Beeinflussungen, wie Änderung der Temperatur, des Druckes, der chemischen Verbindung, in dem das zerfallende Atom sich gerade befindet, des Aggregatzustandes, der Konzentration, unabhängig vom Alter der Substanz, von elektrischen, magnetischen, mechanischen oder Strahlungseinwirkungen. Ihre Bestimmung erfolgt, wenn es sich nicht um extrem lang- oder kurzlebige Substanzen, also um extrem kleine oder große Werte von λ handelt, am bequemsten durch Messung der zeitlichen Veränderlichkeit des von den Substanzen unterhaltenen Sättigungsstromes. Auch kompliziertere Fälle (z. B. gleichzeitiger Zerfall eines α - und eines β -Strahlers) kann man durch Kunstgriffe auf einfachere zurückführen. Geht das nicht, so wird eine eventuell schwierige Analyse der gemessenen Abfallskurven nötig. Die Zerfallskonstante radioaktiver Gase kann nach der Strömungsmethode bestimmt werden, wobei die bewegte Emanation an mehreren hintereinander geschalteten Kondensatoren vorbeistreicht und in ihnen Wirkungen hervorruft, die nach Anbringung verschiedener Korrekturen, den an diesen Stellen noch vorhandenen Emanationsmengen proportional ist; wieviel noch

vorhanden ist, hängt von der Strömungsgeschwindigkeit, von der Länge des zurückgelegten Weges (Distanz der Kondensatoren) und von der Lebensdauer ab, so daß letztere aus solchen Beobachtungen bei Kenntnis der Apparat-Konstanten bestimmbar ist. Vom gleichen Prinzip ist eine sinnreiche Methode zur Bestimmung der Zerfallskonstanten für die sehr kurzlebigen festen A-Produkte, wobei eine rotierende Scheibe zuerst eine mit Emanation gefüllte Kammer passiert, wobei sich die A-Substanz auf ihr niederschlägt und dann zwei Ionisierungskammern durchläuft, in denen der von den abgelagerten Teilchen unterhaltene Sättigungsstrom gemessen wird. Wieder hängt die Differenz der Stromwerte von Rotationsgeschwindigkeit, Wegstrecke und Zerfallskonstante ab. — Zur Bestimmung der Lebensdauer äußerst schnell oder langsam zerfallender Substanzen muß man zu indirekten Methoden greifen. Eine solche wird ermöglicht durch den Zusammenhang zwischen Reichweite (s. d.) und Lebensdauer, der durch empirische Formeln wie $\lg \lambda = A + B \lg R$, worin A und B innerhalb jeder Zerfallsreihe konstant sind, gegeben ist. Oder es gelingt, die Zahl Z der von der zu untersuchenden Substanz pro Gramm und Sekunde ausgesendeten Korpuskeln zu bestimmen; da diese Zahl gegeben ist durch $Z = \lambda N$, so wird dadurch λ ermittelt, wenn mit Hilfe der Loschmidtschen Zahl ($6,06 \cdot 10^{23}$ pro 1 Mol) und des bekannten Atomgewichtes noch die Atomzahl N berechnet wird.

Eine weitere Möglichkeit bietet die Gleichgewichtsbeziehung“ $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots$, wonach die Atomzahlen N_1, N_2, N_3 der einzelnen Glieder einer Zerfallsreihe, multipliziert mit den zugehörigen Zerfallskonstanten ein konstantes Produkt ergeben, falls die Substanzen untereinander im radioaktiven Gleichgewicht sind (s. d.). In Uranerzen z. B. sind wegen des hohen Alters Uran und sein Deszendente Ra jedenfalls im radioaktiven Gleichgewicht. Ermittelt man durch sorgfältige quantitative Aufschließung solcher Erze das Gewichtsverhältnis von U und Ra, also $\frac{m_{Ra}}{m_U}$, so stehen die Atomzahlen im Verhältnis

$\frac{A_U m_{Ra}}{A_{Ra} m_U}$ wenn A_U und A_{Ra} die zugehörigen Atomgewichte sind. Ist nun noch die eine der beiden Zerfallskonstanten, z. B. λ_{Ra} bekannt, so kann die andere λ_U berechnet werden.

Da, wie erwähnt, die Zerfallskonstante ein Maß für die Zerfallswahrscheinlichkeit ist und mit der Reichweite der zugehörigen α -Strahlung schnell zunimmt, die Reichweite wiederum mit der Geschwindigkeit des α -Teilchens wächst und mit dieser die Energie, so kann man allgemein sagen, die Zerfallswahrscheinlichkeit des Atomes ist eine Funktion der beim Zerfall freiwerdenden Energie und steigt mit dieser schnell an. Zunächst nur für α -Strahlen bewiesen, scheint der Satz auch für β -Umwandlungen zu gelten. Auch andere bemerkenswerte Gesetzmäßigkeiten lassen sich angeben: Z. B. ist das Verhältnis der Zerfallskonstanten für die einander parallelen α -strahlenden Glieder zweier radioaktiver Familien angenähert konstant, und zwar:

$$\frac{\lambda_{Ra\text{-Produkte}}}{\lambda_{Th\text{-Produkte}}} = 4,8 \cdot 10^{-5};$$

$$\frac{\lambda_{Ra\text{-Produkte}}}{\lambda_{Ac\text{-Produkte}}} = 1,2 \cdot 10^{-5}.$$

Oder: Bei α -strahlenden Isotopen nimmt innerhalb einer Plejade (s. d.) die Lebensdauer mit dem Atomgewicht zu, bei β -Strahlern ab usw. — Das sind Anzeichen für Gesetzmäßigkeiten in den durch die Zerfallskonstante dargestellten Zerfallsbedingungen, die noch der Aufklärung harren.

K. W. F. Kohlrausch.

Zerlegung. Die Herbeiführung einer Zersetzung (s. d.).

Zermelozyklus s. Umkehrinwand.

Zerreibfestigkeit s. Elastizität fester Körper.

Zersetzung. Eine Reaktion, die der Addition (s. d.) entgegengerichtet ist, bei der also ein einheitlicher Stoff in ungleichartige Bestandteile zerfällt, oder aus einer Molekelart mehrere gebildet werden. Beispiel:



Man spricht in vielen solchen Fällen von Dissoziation (s. d.), jedoch sollte dieser Name der Spaltung in gleichartige Bestandteile vorbehalten bleiben.

Schwab.

Zersetzungsgleichung s. Explosionsgase.

Zersetzungsspannung. Steigert man die von außen angelegte Spannung an den unangreifbaren Elektroden einer elektrolytischen Zelle, die mit wässriger Lösung eines Metallsalzes, z. B. mit Zinkchlorid von bestimmter Konzentration, gefüllt ist, von Null an allmählich zu höheren Werten, so wächst die Stromstärke anfänglich nur sehr wenig (s. Reststrom), ohne daß der Beginn der Elektrolyse beobachtet werden kann. Ein eingeschaltetes Galvanometer zeigt einen ersten Stromstoß an und kehrt dann nahezu in die Ruhelage zurück. Erst wenn die Spannung einen gewissen für jeden Elektrolyten charakteristischen Wert, die Zersetzungsspannung, überschreitet, erfolgt ein größerer Ausschlag des Strommessers sowie deutliche und anhaltende Abscheidung von elektrolytischen Zersetzungsprodukten. Zeichnet man in ein rechtwinkliges Koordinatensystem als Ordinaten die Stromstärke und als Abszissen die zugehörige Spannung ein, so wird der Wert der Zersetzungsspannung an einem mehr oder weniger scharfen Knickpunkt der Stromspannungskurve erkenntlich.

Zum Verständnis dieses Sachverhaltes betrachten wir die Potentialsprünge an den Berührungsflächen der Elektroden und des Elektrolyten. Der erste Stromstoß überzieht den negativen Pol mit einer dünnen Schicht von metallischem Zink, am negativen kommen Spuren von Chlor zur Entwicklung, das an der Elektrode haften bleibt. Es bildet sich also einerseits eine Zinkelektrode, deren Elektrodenpotential (s. elektrolytisches Potential) durch die Konzentration der Lösung bestimmt ist, andererseits eine Chlorelektrode mit einer dem Druck des Chlorgases und dem osmotischen Druck der Chlorionen entsprechenden elektromotorischen Kraft (s. Gaskette). Diese Kombination bildet ein galvanisches Element, dessen elektromotorische Kraft als Polarisationsspannung abgesehen vom Reststrom jeden Stromdurchgang verhindert, bis die angelegte Spannung den Wert der elektromotorischen Gegenkraft übertrifft. Da die Potentialsprünge an den Elektroden voneinander unabhängig sind, so setzt sich die Zersetzungsspannung aus den Einzelpotentialen der Elektroden additiv zusammen. Sofern bei der Elektrolyse der Salze Säuren und Basen Wasserstoff und Sauerstoff als Zersetzungsprodukte abgeschieden werden, ist ihnen daher bei gleicher Verdünnung der Wert der Zer-

setzungsspannung gemeinsam. Bei der Elektrolyse eines Gemisches verschiedener Elektrolyte gelangen der Reihe nach diejenigen zur Abscheidung, bei denen der Übergang aus dem Ionenzustand in den metallischen den geringsten Arbeitsaufwand erfordert. In dem Maße, wie die Lösung an den Ionen des abgeschiedenen Stoffes verarmt, muß die angelegte Spannung die zur Zersetzung notwendig ist, wachsen, bis nach und nach auch die Zersetzungsspannung der unedleren Stoffe erreicht wird und diese in Freiheit setzt. Vgl. auch Überspannung und Passivität.

H. Cassel.

Näheres s. insbesondere G. R u b e, Lehrbuch der Elektrochemie. Dresden 1930.

Zerstäubung, elektrische. Feste Körper und Flüssigkeiten werden auf elektrischem Wege zerstäubt,

1. wenn sie von Kanalstrahlen, also schnell bewegten positiven Ionen, getroffen werden. Diese Zerstäubung wird im allgemeinen Kathodenzerstäubung genannt (s. d.), da die positiven Ionen vorzugsweise auf die Kathode aufprallen und diese zerstäuben,

2. wenn sie von schnellen Elektronen (Kathodenstrahlen) bombardiert werden. Diese Zerstäubung ist sehr viel geringer als die erste und noch nicht näher erforscht,

3. wenn sie durch außerordentlich große Belastung momentan in Dampfzustand übergeführt werden, wie es bei Sicherungen die Regel ist.

Güntherschulze.

Zerstreuung der radioaktiven Strahlung. Alle drei Strahlenarten der Radioaktivität, also α -, β - und γ -Strahlen, erleiden beim Durchgang durch Materie eine Ablenkung aus ihrer Ursprungsrichtung derart, daß z. B. anfängliche Parallelbündel nach Verlassen der durchsetzten Schicht diffus werden und daher vergrößerte Querschnitte zeigen. Zu den Ablenkungen der korpuskularen und geladenen α - und β -Strahlen kann man sich ein anschauliches und teilweise auch quantitativ gut stimmendes Bild machen, wenn man berücksichtigt, daß die Teilchen beim Durchqueren eines Atomes, das zwischen Kern und Elektronenhülle bestehende starke elektrische Feld zu passieren haben und dabei als bewegte Träger von Elektrizität elektrostatische Bahnablenkungen erfahren müssen. Für die Streuung von α -Strahlen zeigte zunächst Rutherford, daß die Wahrscheinlichkeit der Anlenkung um einen Winkel zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ in ihrer Abhängigkeit von Teilchen- und Materialeigenschaften gegeben ist durch

$$\pi n d (\text{Ne})^2 \cdot \frac{e'^2}{m^2 v^4} \cdot \frac{\cos(\varphi/2)}{\sin^3(\varphi/2)} \cdot d\varphi,$$

wenn ein α -Teilchen der Masse m , der Ladung e' und der Geschwindigkeit v die Schichtdicke d eines Materiales durchsetzt, bei dem n Atome, jedes mit der Kernladung $N \cdot e$ im cm^3 vorhanden sind. Die Forderungen dieser Formel, deren Berechnung das Rutherford'sche Atommodell (positiver mit $N \cdot e$ geladener Kern umgeben von N auf konzentrischen Ringen laufenden Elektronen) zugrunde gelegt ist, wurden experimentell im wesentlichen verifiziert und es wurde gezeigt, daß es sich bei der Streuung der α -Strahlung hauptsächlich um einzelne Ablenkungen, nicht um das Zusammenwirken mehrerer nacheinander erfolgender handelt. Abweichungen des Experimentes von obigem Gesetz treten auf, wenn das α -Teilchen dem Atomkern besonders nahe

kommt. Die diesbezüglichen theoretischen Verhältnisse sind noch nicht geklärt. Eine Folgerung der starken Abhängigkeit von v (v^{-4}) ist, daß die α -Teilchen am Ende ihrer Reichweite, wo ihre Geschwindigkeit schon sehr abgenommen hat, dem Streuungseinfluß sehr unterliegen und große Ablenkungen erfahren, durch die eine zufällige und individuelle Verkürzung der Reichweite eintreten muß. Es vergrößert dieser Umstand die bereits wegen Schwankungen der kritischen Reichweite und anderen Ursachen bestehenden Reichweiteschwankungen (vgl. den Artikel „Reichweite“).

Dieselbe Theorie auf β -Partikel übertragen gibt die gefundenen Erscheinungen nur in großen Zügen wieder mit der Abänderung, daß die resultierende Streuung der β -Teilchen eine „Mehrfachstreuung“ also das Zusammenwirken vieler Einzelstreuungen ist. Exakt ist das durch die Geschwindigkeitsabnahme und die Absorption in ihren Wechselwirkungen komplizierte Problem für dickere Schichten noch nicht gelöst. Wie ja überhaupt die ganzen Absorptionserscheinungen (s. d.) an β -Teilchen der Theorie noch Schwierigkeiten bereiten. Die Streuung der γ -Strahlen wird in neuester Zeit von dem extremen Lichtquantenstandpunkt aus behandelt und die Folgerungen dieser Auffassung scheinen in der Tat in dem Maße zu sein, die experimentellen Ergebnisse quantitativ wiederzugeben. Der γ -Impuls habe die Wellenlänge λ_0 , somit die Frequenz $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ (c = Lichtgeschwindigkeit); seine Energie $h\nu_0$ (h = Planck'sches Wirkungsquantum) wird in einem mit der Geschwindigkeit c fortschreitenden winzigen Raumelement konzentriert gedacht; dann hat dieses „Strahlungsquantum“ neben seiner Energie $h\nu_0$ den „Impuls“ $\frac{h\nu_0}{c}$ und die „Masse“ $\frac{h\nu_0}{c^2}$.

Trifft ein solches Quantum auf ein Elektron (mit der Masse m , Geschwindigkeit v , Energie und Impuls gleich Null), so sollen die Gesetze des elastischen Stoßes gelten. Aus der Erhaltung der Energie und des Impulses folgen dann ganz bestimmte Gesetzmäßigkeiten für Richtung und Impuls des gestoßenen Elektrons einerseits und für Richtung und Impuls des stoßenden γ -Quantums andererseits.

Da im Impuls $\frac{h\nu}{c}$ des letzteren h und c universelle

Konstante sind, so kann sich nur ν ändern. Das heißt, daß mit der Streuung der γ -Strahlen eine Frequenzänderung (Wellenlängenvergrößerung oder Härteverminderung) verbunden ist. (Bezüglich der Einzelheiten dieser Theorie vgl. „Comptoneffekt“).

K. W. F. Köhler.

Zerstreuung, elektrische, in der Luft. Seit den grundlegenden Untersuchungen von Coulomb (1785) weiß man, daß Gase keine vollkommenen Isolatoren sind: er zeigte, daß eine isoliert aufgestellte Konduktorkugel ihre Ladung allmählich verliert; Coulomb zerlegte diesen Ladungsverlust in zwei Komponenten, in den Verlust durch Leitung der Elektrizität durch die isolierenden Stützen und in den Verlust durch Leitung der umgebenden Luft („Zerstreuung“). Er stellte auch das nach ihm benannte Gesetz der Zerstreuung der Elektrizität auf, welches folgendermaßen lautet: Ist Q_0 die Ladung zur Zeit 0, so ist die Ladung zu irgendeiner späteren Zeit t Q_t gegeben durch die Formel $Q_t = Q_0 \cdot e^{-at}$, wobei a der Zerstreuungskoeffi-

zient genannt wird. In Differentialform geschrieben lautet das Gesetz: $dQ/dt = a \cdot Q$, d. h. der Ladungsverlust pro Zeiteinheit ist einfach proportional der jeweils vorhandenen Ladung. Der Proportionalitätsfaktor ist der Zerstreungskoeffizient.

In freier Luft beträgt der Wert des Zerstreungskoeffizienten nach den Untersuchungen von Linß und anderen etwa $0,01 \text{ min}^{-1}$, d. h. eine vorhandene Ladung verringert sich pro Minute um je 1%.

Elster und Geitel haben ein sehr bequemes und weitverbreitetes, transportables Instrumentarium zur Beobachtung der Zerstreung der Elektrizität in der freien Atmosphäre angegeben. Dieses besteht aus einem Aluminiumblattelektroskop mit Innenisolation (staubgeschützter Bernsteinstopfen), in dessen Blättchenträger ein „Zerstreungskörper“, d. h. ein mattierter Messingzylinder von 10 cm Höhe und 5 cm Durchmesser mittels eines 6 cm langen Stiftes eingesteckt wird. Behufs Beobachtung in erdfeldfreiem Raume kann mittels eines seitlich angebrachten Stativs ein konzentrischer, unten offener Schutzzyylinder von 18 cm Durchmesser über den Zerstreungszyylinder gestülpt werden. Man beobachtet 1. den Elektrizitätsverlust (ausgedrückt in Volt/min), der bei aufgestecktem Zerstreungskörper vorhanden ist; 2. den (gewöhnlich dagegen sehr kleinen) Elektrizitätsverlust ohne Zerstreungskörper, bei geschlossenem Elektroskop. Nach Umrechnung auf die Kapazität des Gesamtsystems wird dieser Normalverlust von dem Gesamtverlust erstens subtrahiert und dann unter Voraussetzung der Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes der numerische Wert des Zerstreungskoeffizienten berechnet. Man drückt diesen gewöhnlich in Prozenten aus und bezeichnet den Wert dieses Koeffizienten bei positiver Ladung mit a_+ , bei negativer Ladung mit a_- .

Da in freier Luft diese beiden Koeffizienten gewöhnlich ein wenig verschieden sind (Unipolarität), hat auch ihr Verhältnis ein Interesse. Man bezeichnet den Quotienten $a_- : a_+ = q$.

Wenn man mit freistehendem Zerstreungskörper beobachtet, muß man darauf achten, daß der Apparat an einem Orte aufgestellt wird, wo er den direkten Einflüssen des elektrischen Feldes der Erde entzogen ist. Man stellt ihn am besten in einem überdachten, der Freiluft aber dennoch gut zugänglichen Gartenhäuschen, unter einer Laube oder dgl. auf. Wenn diese Vorsicht nicht beobachtet wird, können plötzliche Änderungen der Feldstärke des Erdfeldes durch Influenzwirkung erhebliche Fehler der Zerstreungsmessung bewirken.

In Gasen hängt die Stromstärke von der Spannung bekanntlich in nicht so einfacher Weise ab, wie das Ohmsche Gesetz, das für feste und flüssige Leiter gilt, verlangt: das Ohmsche Gesetz gilt für Gase nur bei kleinen Feldstärken. Mit weiterer Steigerung der Spannung wächst die Stromstärke dann immer langsamer und strebt schließlich für hohe Spannungen einem Grenzwert, dem sog. „Sättigungsstrom“ zu. Beim Elster-Geitelschen Zerstreungsapparat herrscht innerhalb des Elektroskopgehäuses und am Halse desselben, wo das gerdete Außengehäuse überall sehr nahe an die geladenen Teile (Blättchenträger) heranreicht, nahezu Sättigungsstrom. Weiter oben jedoch, wo der Zerstreungszyylinder frei in die Luft ragt, herrscht nach Scherings Resultaten Ohmscher Strom. Für

diesen Teil des Apparates gilt das Ohmsche Gesetz, daher auch nach Rieckes Theorie das Coulombsche Zerstreungsgesetz, welches man auch in der exakteren Form $dQ/dt = -4\pi\lambda Q$ schreiben kann (hier bedeutet λ die polare Leitfähigkeit; über den Begriff Leitfähigkeit vgl. dieses Stichwort). Da man in erster Annäherung (nach Versuchen von Schweidler) beim Elster-Geitelschen Apparat den gesättigten Teil des Stromes im unteren Teil des Apparates gegen den Ohmschen Strom am eigentlichen Zerstreungszyylinder vernachlässigen kann, so sieht man aus dem Vergleich der zuletzt geschriebenen Form des Coulombschen Gesetzes mit der oben angegebenen Formel für den Zerstreungskoeffizienten, daß dieser der Leitfähigkeit angenähert proportional ist. Noch bessere Proportionalität zwischen Leitfähigkeit und Zerstreungskoeffizient erhält man, wenn man den Stiel des Elster-Geitelschen Zerstreungszyinders auf 25 cm verlängert (Schweidler). Die Messungen des Zerstreungskoeffizienten können daher nach Ermittlung dieses Proportionalitäts- oder Reduktionsfaktors zu Bestimmungen der absoluten Leitfähigkeit der Atmosphäre benutzt werden. Nicht zu vergessen ist, daß der Zerstreungskoeffizient bei negativer Ladung a_- ein Maß für die von den positiven Ionen verursachte Leitfähigkeit λ_+ ist und umgekehrt. Die Resultate der Zerstreungsmessungen können daher gemeinsam mit denen der absoluten Leitfähigkeit abgehandelt werden (vgl. den Artikel „Leitfähigkeit der Atmosphäre“).

Ganz anders verhält es sich bei den Messungen, welche mit Schutzzyylinder ausgeführt worden sind. Da dieser den Zerstreungskörper konzentrisch in wenigen Zentimetern Abstand umgibt, herrscht dann im ganzen Apparat praktischer Sättigungsstrom und die erhaltenen Ladungsverluste pro Zeiteinheit sind ein Maß für die Zahl der innerhalb des Schutzzyinders erzeugten sowie derjenigen Ionen, welche durch Luftbewegung in das Innere des Apparates hineingelangen. Es ist begreiflich, daß die Resultate der Messungen mit Schutzzyylinder in hohem Grade von dem Grade der herrschenden Luftbewegung abhängig sich erweisen mußten. Die mit Schutzzyylinder erhaltenen „Zerstreungskoeffizienten“ sind daher ziemlich undefiniert und man hat bald aufgehört, nach dieser Art Beobachtungen anzustellen. Die Werte der Zerstreungskoeffizienten bei aufgesetztem Schutzzyylinder liegen an den meisten Orten zwischen 0,5 und 5% pro Minute. Der Quotient a_+/a_- ist meist größer als 1 (Überwiegen positiver Ionen). Auf Bergen erreicht der Quotient Werte von 10 und darüber (Anhäufung positiver Ionen an Orten, wo hohes Potentialgefälle herrscht).

V. F. Hess.

Näheres s. E. v. Schweidler und K. W. F. Kohlrausch, Atmosphärische Elektrizität in L. Grätz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnetism. Bd. III. 1915.

Zerstreung, optische, s. Anomale Zerstreung; Dispersion; Reflexions-, Durchlässigkeits- und Absorptionsvermögen.

Zerstreungsfigur (vielfach Zerstreungskreis), der nach den von der geometrischen Optik abgeleiteten Bildfeldern entstehende Lichtfleck, an Stelle des bei einer vollkommenen Abbildung vorhandenen Lichtpunktes. H. Boegehold.

Zerstreungslinse s. Gaußsche Abbildung.

Z-Glied von Kimura. Der internationale Polhöhendienst (s. Polhöenschwankung) hat gezeigt, daß an allen Stationen die geographische Breite

eine kleine Schwankung von jährlicher Periode zeigt, deren Phase bei allen Stationen die gleiche ist. Es kann sich somit nicht um eine Verschiebung des Poles handeln, weil diese an entgegengesetzten Punkten der Erde entgegengesetzt ausfallen muß. Die Ursache dieser Störung sucht man heute in der Zenitrefraktion (s. d.). *A. Prey.*

Zickzacklampe. Eine Metallfaden-Vakuumlampe mit zickzackförmig hin und her geführtem Faden.

Ziehen der Schwingungen. Wird mit einem Erregerkreis, an welchem ein Lichtbogen oder Röhrensender arbeitet, ein anderes System fester als 3—5% gekoppelt, so besteht an sich die Möglichkeit für das Auftreten von zwei Wellen. Will man das System, den Kreis, auf günstigste Energieübertragung in der einen Welle einstellen, nähert man sich der Resonanzlage und geht über sie hinaus, so steigt zunächst die Energie, sie wird mitgezogen, springt dann aber plötzlich auf einen viel kleineren Wert, wobei sich gleichzeitig das System auf die zweite Kopplungswelle einstellt. Durch Zurückgehen auf die frühere Abstimmung wird nicht der alte Energiezustand wieder hergestellt. Beim Tasten der Schwingungen entsteht ein instabiler Zustand. Beim Röhrensender kann durch Koppeln des Gitters mit der Antenne das Ziehen vermindert werden. *A. Meißner.*

Zielfernrohr. Das eigentliche Erdfernrohr und das Prismenfernrohr können als Zielfernrohr verwendet werden, wenn man in der Bildebene (und zwar beim Erdfernrohr fast immer in der Bildebene des eigentlichen Objektivs) eine Zielmarke anbringt und das Zusammenfallen des Bildpunktes mit einem bestimmten Punkt der Zielmarke als Kennzeichen für richtiges Anzielen des Zielpunktes benützt. Der Hauptvorteil bei der Benutzung eines Zielfernrohres gegenüber dem Zielen über Kimme und Korn ist der, daß das Auge nur auf eine bestimmte Entfernung zu akkomodieren braucht gleichzeitig für das Zielbild und das Markenbild, während man beim Zielen über Kimme und Korn die Kimme, das Korn und das Ziel nicht gleichzeitig scharf sehen kann. Selbstverständlich muß die Befestigung oder die Verstellungsmöglichkeit des Zielfernrohres in bezug auf die Seelenachse des Geschützes oder des Gewehres der Bedingung genügen, daß entweder der Winkel zwischen der Ziellinie und der Seelenachse unveränderlich ist oder aber die Einstellung der Ziellinie auf eine bestimmte Schußentfernung wirklich erreicht ist, wenn der betreffende Punkt der Schußentfernungsteilung auf den Indexstrich eingestellt ist. Diese Teilung kann entweder im Gesichtsfeld sichtbar oder außen am Fernrohr angebracht sein oder an diesen beiden Stellen zugleich. Das Aussehen dieser Entfernungsteilung hängt von der Schußkurve, d. h. von der Art des Geschützes oder Gewehres und von der Geschußform ab; außerdem sind, besonders bei Geschützen, Korrekturen wegen des Einflusses des Wetters auf die Schußkurve notwendig.

Die Ziellinie ist, solange es sich um scharf (richtiger ohne Parallaxe) eingestellte Zielpunkte handelt, durch die Verbindungslinie des bildseitigen Hauptpunktes (= Knotenpunktes) des Objektivs mit dem Punkt der Zielmarke, auf den das Bild des Zielpunktes fällt, gegeben. Durch Umschaltung oder Ortsveränderung von Linsen hinter dieser Zielmarke, entweder zum Zwecke

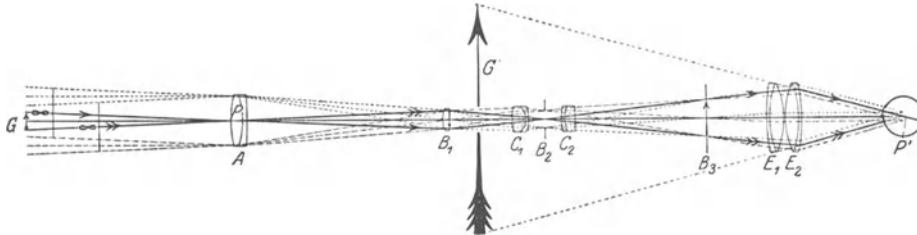
der Scharfeinstellung der Zielmarke oder zum Zwecke des Vergrößerungswechsels wird also an der Lage der Ziellinie nichts geändert. Die Zielmarke, auch Absehen (oder Abkommen) genannt, kann in verschiedener Form ausgeführt werden. Als Ersatz für das bei Zielfernrohren nicht in Betracht kommende Fadenkreuz aus Spinnfäden, das man in den Theodolitenfernrohren früher viel anwandte, wird bei den Zielfernrohren für Jagdgewehre meistens ein aus dünnen Drähten bestehendes Absehen eingebaut, für das schon viele Vorschläge gemacht worden sind. Bei den Geschützzielfernrohren wird fast ausnahmslos als Zielmarke die „Strichplatte“ verwendet; es ist dies eine planparallele Platte; in ihre mit der Bildebene zusammenfallende Fläche wird die Zielmarke eingraviert oder geätzt oder als dünne photographische Schicht aufgebracht. Eine solche Strichmarke (es ist unter Strichmarke nicht nur ein Punkt, sondern das ganze Markenbild zu verstehen) kann auch durch ein Stück des Strichplattenrandes hindurch beleuchtet werden; der übrig bleibende nicht zum Lichteintritt dienende Teil des Plattenrandes wird versilbert.

Aus der Form der Schußkurve geht ohne weiteres hervor, daß die Ziellinie immer auf einen Punkt der Zielebene gerichtet sein muß, der tiefer liegt als der Punkt, in dem die Verlängerung der Seelenachse die Zielebene schneidet. Allerdings sind dabei feststehende Ziele angenehmer. Für bewegliche Ziele — Flugzeuge, Schiffe — oder zum Schießen von bewegten Gegenständen aus auf feste (oder ebenfalls bewegte) Ziele müssen durch besondere Instrumente — Kommandoapparate, in Verbindung mit Entfernungsmessern — die notwendigen Abweichungen der Ziellinie in bezug auf Höhe und Seite entweder ermittelt und dem das Geschütz Bedienenden mitgeteilt werden oder die Einstellung der Geschütze muß von einer Zentrale aus nach den Angaben eines Richt- und Entfernungsmessers automatisch erfolgen. Dementsprechend muß man entweder das Absehen in der Objektivbrennebene nach oben verschieben (beim Prismenzielfernrohr wegen der bildumkehrenden Wirkung des Prismas nach unten!) oder das Objektiv nach unten oder das gesamte Zielfernrohr so kippen (Aufsatzstellung am Geschütz!), daß das Objektivende tiefer steht als in der Parallelstellung von Ziellinie und Seelenachse, damit bei Benutzung des Mittelpunktes der Zielmarke als Abkoppelpunkt das Geschöß wirklich den in diesem Zielmarkenmittelpunkt abgebildeten Zielpunkt trifft; selbstverständlich muß eine solche Verstellung dem aus der Schußkurve zu errechnenden Betrag entsprechen. Auch andere Mittel zur absichtlichen Verlagerung der Ziellinie, so die Einschaltung, Drehung oder Verschiebung eines Glaskeils, die Kippung eines Spiegelprismas zwischen Ziel und Zielmarke, sind anwendbar. Eine sehr bequeme Form der Vereinigung mehrerer Ziellinien bei unveränderlicher Lage des Zielfernrohres und seiner Teile ist die Benutzung verschiedener Punkte einer senkrechten Geraden der Zielmarke als Abkoppelpunkte, die überdies noch nach Schußentfernungen beziffert sein können.

Als Zielfernrohre geeignet sind alle Fernrohre, die ein höhen- und seitenrichtiges Bild ergeben, unter der Bedingung, daß die Lagerung der die Ziellinie bestimmenden Teile so fest ist, daß sie den Erschütterungen beim Schießen standhält.

So sind bei Geschützen und teilweise auch bei Gewehren als Zielfernrohre Erdfernrohre mit einer einzigen und mit mehreren Vergrößerungen angewandt worden. Ebenso haben Prismenfernrohre als Zielfernrohre Verwendung gefunden, und zwar wurde bei Maschinengewehren als Umkehrprisma hauptsächlich der Porrosche Prismensatz und das Lemansche Prisma, bei Jagdgewehren das Lemansche Prisma und das Umkehrprisma nach König, bei Geschützzielfernrohren außer dem Porroschen Prismensatz erster Art das Lemansche Prisma und bei seitlichem Einblick oder Einblick von oben (s. den Artikel „Gebrochene Fernrohre“) das Amicische Dachprisma mit einer Ablenkung um 90° (oder einem größeren Winkel) und das Schmidtsche Dreiecksprisma (s. den Artikel „Gebrochene Fernrohre“) angewandt. Ferner sind als Prismenzielfernrohre das Panoramafernrohr, das Doppeltblickzielfernrohr und das Rückblickzielfernrohr zu nennen, die in dem Artikel „Gebrochene Fernrohre“ behandelt werden.

Zum Schlusse sei im Anschluß an die Figur noch die Zusammensetzung eines Erdfernrohres



Linsenzielfernrohr. Das Bild G' hat man sich für ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr im Unendlichen zu denken.

besprochen, das als „Zielfernrohr für Jagdgewehre“ und bei genügend großer Länge als „Schartenzielfernrohr“ für Geschütze Verwendung finden kann. Das Markenbild ist auf der ebenen Fläche der Feldlinse B_1 angebracht; der Augenabstand (= Abstand von der Außenfläche des Okulars bis zum Auge) ist so groß, daß durch den Rückstoß beim Schießen keine Augenverletzungen eintreten können. Ein pankratisches Geschützzielfernrohr, wie es von deutschen Firmen fast ausschließlich die Firma Carl Zeiß ausgeführt hat, sieht in seiner optischen Zusammensetzung im wesentlichen genau so aus, wie es in der Figur gezeichnet ist, man muß sich nur vorstellen, daß die Umkehrlinsen C_1 und C_2 derart bewegt werden, daß die Markenbildebene B_1 stets in B_3 abgebildet wird und nur die Fernrohrvergrößerung sich ändert; außerdem ändert sich das Gesichtsfeld und die Austrittspupille des Fernrohrs (s. auch den Abschnitt c des Artikels „Erdfernrohr“). Besonders erwähnt zu werden verdient ein von der Firma Carl Zeiß ausgeführtes Jagdgewehrzielfernrohr mit einfacher Vergrößerung nach dem DRP. 272102 vom 23. 9. 1913 von W. Thorner, das deshalb ein bequemes Schießen auf flüchtiges Wild ermöglicht, weil das Fernrohrgesichtsfeld einfach einen Ausschnitt aus der Landschaft bildet, an den sich ohne wesentliche Trennungslinie das Gesichtsfeld des freien Auges anschließt.

Siehe die Artikel „Umkehrprisma, Gebrochene Fernrohre, Erdfernrohr“ und die dort angegebenen Quellen, außerdem:

Chr. von Hofe, Fernoptik. Leipzig, J. A. Barth, 1911. 8°. VI, 158 S. 117, Abb. (besonders S. 68—70, 86—91, 95—104).

A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Berlin, Julius Springer 1923. 8°. VII, 207 S., 254 Abb. (besonders S. 111—123).

A. Gleichen, Theorie der modernen optischen Instrumente. 2. Aufl. Stuttgart, Ferd. Enke, 1923. 8°. XII, 391 S., 285 Fig., bes. S. 155—172.

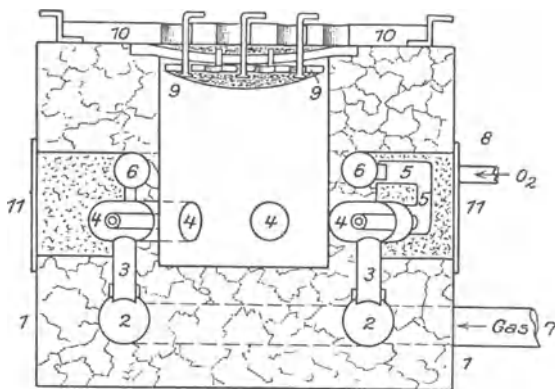
Carl Leiß, Das Zielfernrohr, seine Einrichtung und Anwendung. 2. Aufl. Neudamm, J. Neumann, 1916. 8°, 88 S., 48 Abb., gibt Auskunft über die für das Jagdgewehrzielfernrohr in Betracht kommenden praktischen Fragen; die Abb. 1 bei Leiß, S. 10, die den Strahlengang in einem Zielfernrohr darstellen soll, ist jedoch nicht richtig; auch in der 3. Auflage ist dieser Fehler stehen geblieben.

L. Ambronn gibt im ersten Band seines 1899 im Verlag von Julius Springer erschienenen Handbuchs der astronomischen Instrumentenkunde im Kapitel „Die Fadennetze und ihre Beleuchtung“, S. 384—402, eine Darstellung, die sich zwar nicht auf Zielfernrohre bezieht, die aber doch manches für die Nachtbeleuchtung von Strichmarken Wissenswerte enthält. H. Erfle.

Zinken s. Zungeninstrumente.

Zirkonofen. Ein von Podszus entwickelter wichtiger Gasofen für keramische Zwecke, der, mit thermisch besonders widerstandsfähigem Zirkonfutter ausgerüstet, bei Betrieb mit Leuchtgas-Sauerstoffgebläse sehr hohe Dauertemperaturen in oxydierender Atmosphäre zu erreichen gestattet.

Der nach dem Prinzip der Gebläseofen mit tangential gestellten Brennerdüsen und rotierender Flamme konstruierte Ofen ist in der Figur im schematischen Vertikalschnitt dargestellt. Als Baumaterial des Ofenmantels dient geschmolzenes Zirkondioxyd (ZrO_2), das zugleich große Widerstandsfähigkeit gegen hohe Temperaturen, schroffe Temperaturwechsel und mechanische Beanspruchungen besitzt, und zwar für die an die Feuerzone angrenzende



Zirkonofen nach Podszus.

Innenschicht des Ofenmantels in Gestalt möglichst reinen Zirkondioxyds, da geringe Verunreinigungen bereits den Schmelzpunkt stark herabsetzen. Die Brenngaszuführung wird durch ein kreisförmiges Rohr 2 zu vier tangential stehenden Gebläseröhren (4) aus Zirkonoxyd vermittelt. Die Luft- bzw.

Sauerstoffzuführung geschieht durch Düsen aus hochgebranntem Zirkonoxyd, die achsial in den Gebläseröhren (4) liegen und von einem kreisförmigen, nahe der Feuerzone gelagerten und dadurch vorgewärmten Quarzrohr (6) gespeist werden. Der Deckel ist mehrteilig aus einer äußeren Schamotteplatte 10 und einer daran mit Zirkonstäbchen aufgehängten dünneren Zirkonoxydplatte 9 aufgebaut, die durch Aussparungen den Austritt der Feurgase gestatten. Bemerkenswert ist die hohe, mehrere tausend Stunden betragende Lebensdauer des Ofens.

Carl Müller.

Zirkularpolarisation s. Drehvermögen, optisches.

Zirkulation heißt in der Hydrodynamik das Integral längs eines geschlossenen Weges mit Element ds über die Geschwindigkeitskomponente v_s in Richtung dieses Weges, also $\oint v_s ds$. Nach dem Stokesschen Satz ist die Zirkulation gleich dem Integral über alle von dem betrachteten Weg umschlungenen Wirbel $\int \text{rot } v \, dF$ (F umschlossene Fläche). Insbesondere schwindet die Zirkulation um ein wirbelloses Flüssigkeitsgebiet. Haben wir z. B. einen längs der z-Achse gerichteten, unendlich dünnen Wirbelfaden, so verläuft die Geschwindigkeit unabhängig von z in der x-y-Ebene nach dem Gesetz (wenn r und φ Polarkoordinaten in der x-y-Ebene sind) $v_r = 0$ $v_\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi r}$. Die Zirkulation

auf irgendeinem Weg in der x-y-Ebene, welcher den Nullpunkt umschlingt, ist Γ , für einen Weg, der den Nullpunkt nicht umschlingt, Null. Die Zirkulation Γ ist maßgebend für den Auftrieb (s. d. unter Tragflügeltheorie).

L. Hopf.

Zirkumpolarsterne nennt man die Sterne, welche in unterer Konjunktion noch über dem Horizont stehen. Das sind die Sterne, deren Polabstand kleiner als die geographische Breite des Beobachtungsortes ist.

Bottlinger.

Zirruszug. Die Zyklonen schreiten gewöhnlich in derselben Richtung vorwärts wie die Luft im Zirrusniveau über ihrem Zentrum. Dasselbe gilt von den beweglichen Antizyklonen. Der Zirruszug besitzt daher prognostische Bedeutung. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckgebilde richtet sich nach ihrer Intensität und beträgt im Mittel etwa $\frac{1}{3}$ der Zirrusgeschwindigkeit. Die Achsen der Zyklonen und der beweglichen Antizyklonen stehen nicht vertikal, sondern bilden sehr kleine Winkel mit dem Horizont. Sie stehen angenähert senkrecht auf der Richtung des Zirrus über dem Zentrum des Druckgebildes, und zwar bei Zyklonen nach links, bei Antizyklonen nach rechts, wenn man in der Richtung des Zirruszuges blickt. Auf diese Weise läßt sich die Lage des Mittelpunktes der Druckgebilde in den höheren Luftschichten mit Hilfe der Beobachtung des Zirrus ermitteln.

Tetens.

Näheres s. Hann, Lehrb. der Meteorologie, 4. Aufl. 1926, S. 527, S. 539, sowie Hesselberg, Die Luftbewegungen im Zirrusniveau, Veröff. d. Geoph. Inst. d. Univ. Leipzig. 2. Serie, 1. Bd.

Zischen des Lichtbogens s. Lichtbogen.

Zodiakallicht. In höheren Breiten ist das Zodiakal- oder Tierkreislicht infolge der geringen Erhebung der Ekliptik über den Horizont nur zeitweise (bei uns Oktober und November am Morgenhimmel, Januar und Februar am Abendhimmel) gut sichtbar, in äquatornäheren und wolkenfreien Gegenden ist es jederzeit eine auffällige Erscheinung. Es erhebt sich vom Horizont, auf dem es mit breitem Fuße auf-

sitzt, in der Richtung der Ekliptik als diffus leuchtende Fläche von ungefähr elliptischer Begrenzung (Mittelpunkt der Ellipse ist die unter dem Horizont befindliche Sonne). Die Helligkeit übertrifft in der Längsachse die der hellsten Milchstraßenwolken und nimmt zum Rande hin ab. Unter günstigen Verhältnissen kann dem Zodiakallicht gegenüber ein schwacher Schimmer, der Gegenchein, beobachtet werden, manchmal auch eine beide verbindende Lichtbrücke.

Es gibt erst wenige konsequent durchgeführte, photometrische und spektralanalytische Beobachtungen des Zodiakallichtes. Seine wahrscheinlichste Deutung findet es durch die auch theoretisch gut begründete Annahme einer Reflexion der Sonnenstrahlung an den Partikeln eines die Sonne umgebenden Meteor- oder Staubringes. *W. Kruse. Näheres s. Graff, Astrophysik.*

Zodiakus, Tierkreis, Gürtel der zwölf Sternbilder, deren Mittellinie die Ekliptik ist. Vgl. Präzession.

Bottlinger.

Zöllnersches Photometer s. Photometrie der Gestirne.

Zölostät: eine verbesserte Form des Heliostaten. Beide Apparate verfolgen denselben Zweck, nämlich den, die Sonnenstrahlen für längere Zeit in eine Richtung zu werfen und das Sonnenlicht auf diese Weise einem ruhenden Spektrographen zuzuführen. Da aber beim Heliostaten das erzeugte Sonnenbild sich dreht, es aber bei den großen Sonnenspektrographen jetzt sehr darauf ankommt, ein ruhendes Sonnenbild zu gewinnen und auf den Spalt zu projizieren, so ist man zur Konstruktion des Zölostaten geschritten, der im allgemeinen zwei Planspiegel enthält. Der eine derselben, drehbar um eine zur Polachse parallele in der Spiegelebene liegende Achse, wirft das Sonnenbild dem zweiten, dem Hilfsspiegel, zu und dieser erst in den ruhenden Spektrographen. Haupt- und Hilfsspiegel können in verschiedene Azimute und Höhen zueinander verstellt werden, um gegenseitige Beschattungen bei allen Richtungen des einfallenden Sonnenlichtes zu vermeiden.

E. Freundlich.

Zolle bei Finsternissen. Um den Grad einer Finsternis der Sonne oder des Mondes anzugeben, bedient man sich heute einer Zahl, die die Bruchteile des Durchmessers angibt, die maximal verfinstert werden. Früher teilte man den Durchmesser in 12 Zoll ein, so daß eine totale Finsternis heute mit 1,0, früher mit 12 Zoll bezeichnet wird.

Bottlinger.

Zone des Schweigens s. Krümmung von Licht und Schallstrahlen in der Atmosphäre.

Zonen s. Sphärische Abweichung.

Zonengesetze s. Luftwiderstand.

Zonenkristalle s. Zustandsdiagramm.

Zuckerlösungen, Klärung. Behufs Bestimmung des Zuckergehaltes in Zuckerfabrik-Produkten müssen diese in Lösung gebracht und darauf im Saccharimeter polarisiert werden. Dazu bedarf man klar durchsichtiger Lösungen. Sind daher diese mehr oder weniger gefärbten Lösungen nicht hinreichend klar, so müssen sie zunächst geklärt werden. Oft genügt schon für 100 ccm Lösung der Zusatz von 2 bis 5 ccm eines dünnen Breies von Tonerdehydrat. Dieses wirkt bei der nachfolgenden Filtration durch Einhüllung aller trübenden Teilchen vorzüglich klärend. Andernfalls nimmt man noch Bleiszig zu Hilfe, eine wässrige Auflösung von basisch-essigsäurem Blei. Diese Flüssigkeit fällt

den größten Teil der den Zucker verunreinigenden, organischen Substanzen in Form von Bleisalzen aus. Bis zu höchstens 20 Tropfen Bleiessig sind fast stets ausreichend. Bald nach dem Zusatz bildet sich ein Niederschlag, der beinahe alle trübenden Teilchen in sich schließt. Nachdem die Lösung durch Umschwenken mit dem Bleiessig gehörig gemischt ist, bleibt sie etwa 5 Minuten lang stehen, damit sich der Niederschlag absetzt, und wird alsdann filtriert. Da in der Zuckertechnik jetzt nur noch Halbschatten-Saccharimeter zum Polarisieren der Zuckerlösungen benutzt werden dürfen, so braucht eine Entfärbung des Filtrats nicht mehr vorgenommen zu werden.

Schönrock.

Näheres s. R. Frühling, Anleitung zur Untersuchung der für die Zucker-Industrie in Betracht kommenden Rohmaterialien. Braunschweig.

Zuckerquotient, Zuckerskala s. Saccharimetrie.

Zündkammermaschine s. Öleinspritzmaschine.

Zündladung s. Initialwelle.

Zündpunkt. Als „Zündpunkt“ (oder „Selbstentzündungstemperatur“) eines (Brenn-)Stoffes bezeichnet man die tiefste Temperatur, bei der sich dieser Stoff in Gegenwart von Sauerstoff (meist in atmosphärischer Luft) selbständig entzündet, d. h. zu verbrennen beginnt, ohne daß die Verbrennung durch eine äußere Energiequelle (Flamme, Funken oder dgl.) eingeleitet wird. Er ist wohl zu unterscheiden von dem „Flammtpunkt“ (s. d.) und dem „Brennpunkt“ (s. d.).

Der Zündpunkt, besonders flüssiger Brennstoffe, hat eine große Bedeutung für den Verbrennungsprozeß in Ölmotoren, zumal im Dieselmotor, in dem die Zündung allein durch Kompression erfolgt. Daneben spielt er auch in der Feuerungstechnik eine gewisse Rolle und endlich auch in einer Reihe von Fällen, in denen eine unbeabsichtigte Zündung gefahrvoll ist.

Die erste und einfachste Methode zur Bestimmung von Zündpunkten (Holm 1913 u. a.) bestand darin, daß der Brennstoff in kleinen Mengen auf einen in einem elektrischen Vertikalofen erhitzten Porzellandeckel gebracht und die Temperatur der Entzündung mit einem Thermoelement gemessen wurde. Die Methode ist mannigfach variiert worden. So dient bei dem Kruppschen Zündpunktmesser (Tauß und Schulte 1924) eine in einem heizbaren massiven Block aus nicht rostendem Stahl angebrachte Bohrung, in die Luft oder Sauerstoff eingeleitet werden kann, zugleich als Tiegel und Zündraum. Aus zahlreichen Messungen nach diesem Prinzip ergab sich: Im allgemeinen liegen die Zündpunkte fester Brennstoffe bei den niedrigsten, die der flüssigen bei höheren und die der gasförmigen bei sehr hohen Temperaturen. Unverkennbar ist ein Einfluß der chemischen Konstitution derart, daß die Entzündung um so leichter eintritt, je komplizierter der Molekülbau und je lockerer die chemischen Bindungen sind.

Für die Ölmotorentechnik, die ein Hauptinteresse an Zündpunkten unter wesentlich höherem als atmosphärischem Druck hat, sind besondere Apparate konstruiert, die eine Messung unter Druck gestatten. Es zeigte sich, daß der Einfluß des Druckes auf den Zündpunkt verschiedener Brennstoffe durchaus nicht gleichartig ist, so daß Schlüsse aus den bei atmosphärischem Druck ermittelten Zündpunkten mehr oder weniger unsicher sind. Es zeigte sich aber auch, daß noch andere Faktoren, z. B. die Art der Einführung und Verteilung des Brennstoffes von

entscheidender Bedeutung für die Zündung sind. Die neuen Arbeiten über Zündpunktbestimmungen (Neumann 1926) haben deshalb zu einem Apparat geführt, bei dem der ganze Vorgang der Brennstoffzufuhr, -verteilung und -erhitzung möglichst genau dem beim Motor nachgebildet ist.

Die große Kompliziertheit dieser Methode rechtfertigt das Bemühen, einen einfachen Apparat zu schaffen, der im Laboratorium eine Beurteilung der Zündfähigkeit eines Brennstoffes auch unter Druck ermöglicht. Einen gangbaren Weg dazu glaubt Jentsch 1924 in einer Methode des „dosierten Sauerstoffs“ gefunden zu haben. Bei seinem „Zündwertprüfer“ wird der Zündpunkt unter atmosphärischem Druck aber bei wechselnder, durch einen Blasenähler empirisch bestimmter Sauerstoffzufuhr gemessen. Unter der Annahme, daß die Sauerstoffkonzentration im Zündraum einem bestimmten Drucke äquivalent ist, lassen sich Schlüsse über das Verhalten der Brennstoffe unter verschiedenen Bedingungen der Temperatur und des Druckes aus den gewonnenen Zahlenwerten ziehen.

Näheres s. D. Holde, Kohlenwasserstofföle und Fette (6) 1924; 177 und 800. *Hoffmann.*

Zündspannung. Diejenige Spannung, die an eine Gasstrecke (Funkenstrecke, Lichtbogenstrecke, Geißlersche Röhre) angelegt werden muß, damit die Entladung einsetzt. In verdünnten Gasen bei geringem Elektrodenabstand ist sie gleich der „Brennspannung“, der Spannung, die während der Entladung herrscht. Je höher der Gasdruck und je größer der Elektrodenabstand ist, um so mehr übertrifft sie die Zündspannung, um so mehr nimmt das Einsetzen der Entladung kurzschlußartigen Charakter an (Funkenentladung). Wo das nicht erwünscht ist, wird auf Umwegen gezündet, z. B. beim Lichtbogen durch Zusammenbringen und darauf folgendes Auseinanderziehen der Elektroden, bei Glühmöhren durch einen Induktionsstoß hoher Spannung usw. *Güntherschulze.*

Zündung s. Sensibilität.

Zündungsdruck s. Explosionsgrenze.

Zufall nennt man gewöhnlich den Gegensatz zu kausaler Abhängigkeit; doch bedarf dies einer genaueren Bestimmung. Wenn kleine Ursachen große Wirkungen erzeugen, so sind die Bedingungen für eine *Zufallsverteilung* gegeben. Beim Roulettespiel etwa bewirkt eine kleine Änderung in der Kraft, die den Zeiger fortschnellt, den Übergang von rot auf schwarz. Unter kausaler Unabhängigkeit versteht man aber gerade das Gegenteil hiervon, nämlich daß große Ursachen kleine Wirkungen erzeugen. Z. B. nennt man die Lage des Brennpunktes einer Linse unabhängig von der Lichtstärke, weil große Änderungen der Lichtstärke nur kleine Änderungen des Brennpunktes erzeugen (etwa durch Erwärmen der Linse). Es gibt also zwei Gegensätze zur Kausalität, je nachdem man durch die großen oder kleinen Wirkungen zur Grenze übergeht; die eine Grenze heißt *Zufall*, die andere *Unabhängigkeit*. *Reichenbach.*

Zugfestigkeit s. Bruchlast; Elastizität fester Körper; Festigkeit eines Materiales.

Zugkraft von Magneten. Die erreichbare Zugkraft (Tragkraft) P von Magneten hat man früher nach rein empirischen Formeln abgeschätzt; so gab Bernoulli die Formel $P = a \sqrt[3]{m^2}$ kg an, worin m die Masse des Magneten in Kilogramm und a eine

Zahl bedeutet, die für einen Pol etwa 10, für zwei etwa 20 ist. Derartige Formeln, welche der Beschaffenheit des Materials und der Form des Magnets nicht Rechnung tragen, können natürlich keinen Anspruch auf Genauigkeit machen. Dagegen gilt wissenschaftlich streng die von Maxwell aufgestellte Formel, nach welcher $P = \frac{S \cdot \mathfrak{B}^2}{8\pi}$ Dyn, also ungefähr $= \frac{S \mathfrak{B}^2}{25000}$ g ist; hierbei bezeichnet S

die Größe der Polfläche in cm^2 und \mathfrak{B} die Anzahl der von den Polen zum Anker senkrecht übertretenden Kraftlinien je cm^2 . Die Wirkung der ebenfalls stets vorhandenen schräg übertretenden Kraftlinien bedingt eine Korrektur der Formel, auf die hier nicht eingegangen werden kann. Setzen wir beispielsweise für einen permanenten Hufeisenmagneten mittlerer Güte $\mathfrak{B} = 5000$, so würde die Tragkraft für die zwei Pole von je 1 cm^2 ($S = 2$) zu ungefähr 2 kg berechnen, bei Elektromagneten geeigneter Konstruktion, bei denen \mathfrak{B} wohl auf das Vierfache steigen kann, würde sie also etwa 16 mal so groß sein; doch sind das hohe Grenzwerte, die wegen der stets vorhandenen Streuung in Wirklichkeit kaum erreicht werden. *Gumlich.*

Zugkraftmethode s. Präzisionswaage, magnetische.

Zugmesser s. Mikromanometer.

Zugschraube heißt eine Luftschraube, welche von dem Motor im Flugzeug angebracht ist.

L. Hopf.

Zugspannung s. Spannungszustand in einem Kontinuum.

Zugwiderstand s. Drall.

Zungen werden in der Akustik elastische Federn, Bänder u. dgl. genannt, die das Strömen einer Luftmasse periodisch beeinflussen. In ihrer einfachsten Gestalt ist eine Zunge eine Lamelle, z. B. aus Stahl, von rechteckiger Form, die an einem Ende befestigt ist. Für ihre Schwingungen gelten die Gesetze ebener Platten (s. d.) von rechteckiger Gestalt mit drei freien und einer festen Randseite (s. Plattenschwingungen und Stabschwingungen).

Die Tonhöhe einer isolierten Zunge hängt von dem Material und den Dimensionen ab. Je größer die Elastizität und die Dicke (in der Schwingungsrichtung) und je kleiner die Länge der Zunge ist, um so höher ist der Grundton.

„Montiert“ wird die Zunge, indem sie z. B. auf einer Messingplatte befestigt wird, in der unter der eigentlichen Zunge eine Öffnung von gleicher Form, wie sie die Zunge hat, angebracht ist. Ist die Zunge etwas kleiner als die zugehörige Öffnung, so daß sie sich in diese hineinbiegen kann, so nennt man sie „durchschlagend“, ist sie dagegen größer als die Öffnung, so heißt sie „aufschlagend“. Aufschlagende (Metall-) Zungen geben einen stark rasselnden Klang und werden deshalb fast gar nicht mehr benutzt.

Ähnlich wie die Metallzungen der Orgelpfeifen sind die aus elastischen Rohrplatten geschnittenen Zungen anderer Musikinstrumente, z. B. der Klarinette, konstruiert (s. Zungeninstrumente).

Die membranösen Zungen, wie z. B. die Stimmbänder oder Stimmlippen des menschlichen Kehlkopfes, sind in der Regel „Doppelzungen“. Künstlich stellt man sie in der Weise her, daß das eine Ende eines Zylinderrohres von zwei Seiten abgeschrägt wird, so daß es dachförmige Gestalt

bekommt. Dann werden die schrägen Flächen mit schwach gespannten Gummistreifen bezogen, die oben einen schmalen Spalt bilden. Biegen sich die Gummihäute nach dem Inneren des Rohres, so schließen sie den Spalt und umgekehrt. Wenn sie bei der Bewegung gegen den Luftstrom den Spalt öffnen, so heißen sie „einschlagende“ Zungen, schließen sie dagegen den Spalt, wenn sie sich gegen den Luftstrom bewegen (beim Anblasen von dem nicht abgeschrägten Rohrende aus), so heißen sie „ausschlagende“ Zungen.

Die Bewegung der Zungen beim Anblasen durch einen Luftstrom beruht hauptsächlich auf einer saugenden Wirkung desselben beim Durchtritt durch den von der Zunge gebildeten Spalt.

E. Waetzmann.

Näheres s. jedes größere Lehrbuch der Akustik.

Zungeninstrumente nennt man alle diejenigen Blasinstrumente, bei denen dem Luftstrom der Weg durch einen schwingenden elastischen Körper bald geöffnet, bald geschlossen wird. Also nicht die schwingende Zunge (s. d.) an sich gibt den Klang, sondern sie löst ihn nur aus, indem sie den zunächst kontinuierlichen Anblasestrom periodisch unterbricht, ähnlich wie das eine Lochsirene (s. Sirene) tut. Man kann folgende Gruppen von Zungeninstrumenten unterscheiden:

Erstens die Instrumente mit Metallzungen und auf die Zungen abgestimmten Ansatzröhren (Zungenpfeifen der Orgel). Bei ihnen werden die Schwingungen der Zunge durch die Schwingungen der Luftmasse des Ansatzrohres nur wenig beeinflusst (s. Pfeifen).

Zweitens die Instrumente mit Metallzungen ohne Ansatzrohr, wie Harmonium, Mundharmonika und Ziehharmonika. Sie geben einen viel schärferen Klang als die Instrumente der ersten Gruppe, weil jetzt die Auslese der Partialtöne durch die Resonanzwirkung des Ansatzrohres fehlt.

Drittens die Instrumente mit Rohrzungen, die sich im Gegensatz zu den Metallzungen jeder Luftschwingung des Ansatzrohres leicht anpassen. Solche Zungen werden auch als „weiche“ bezeichnet im Gegensatz zu den „harten“ metallenen. Hierher gehören namentlich Klarinette, Oboe und Fagott. Bei der Klarinette besteht die Zunge aus einem breiten Rohrblättchen, während die Zungen bei Oboe und Fagott „Doppelzungen“ sind, also aus zwei (spitzwinkelig gegeneinander geneigten) Blättchen bestehen, die den Spalt, durch den geblasen wird, zwischen sich bilden. Die Mundstellung des Bläasers und namentlich die schwingende Luftmasse der Ansatzrohre zwingen diesen Zungen jede beliebige Schwingungsperiode auf. Beim „Überblasen“ geben Oboe und Fagott als ersten Oberton die Oktave des Grundtones, sie „oktavieren“, während die Klarinette die dreifache Schwingungszahl des Grundtones, also die höhere Quinte der Oktave, als ersten Oberton gibt, sie „quintiert“. Der Tonumfang der Klarinette in Es (Militärorchester) beträgt g bis b_3 , der Klarinette in B dagegen d bis f_3 , der Oboe etwa h bis f_3 , des Fagott H_1 bis c_2 . Man bezeichnet diese Instrumente als Holzblasinstrumente. Von anderen wichtigen Holzblasinstrumenten seien genannt die Flöten (s. Pfeifen) und das Englisch Horn (Althorn, Althoboe), dessen Tonumfang f bis h_2 beträgt.

Viertens die (Metall-) Blasinstrumente (Trompeten, Hörner, Posaunen, sowie ihre Zwischen- und Abarten), bei denen die Lippen des Bläusers die Rolle einer Doppelzunge übernehmen, und zwar einer „ausschlagenden“ Zunge (s. d.), im Gegensatz zu den „einschlagenden“ Zungen bei den zuerst genannten drei Gruppen von Zungeninstrumenten. Die Schwierigkeit des Trompeteblasens liegt hauptsächlich darin, für jeden Ton sofort den richtigen „Ansatz“ zu finden, d. h. die Lippen auf das richtige Schwingungstempo einzustellen. Als „Naturtöne“ können neben dem Grundton der Luftsäule des Trompetenrohres noch die sämtlichen harmonischen Obertöne erzeugt werden. Durch Einführen der Faust in den Schallbecher können die Naturtöne vertieft werden. Wegen der erforderlichen großen Länge des Rohres hat man ihm zwecks bequemerer Handhabung schon frühzeitig eine gebogene Gestalt gegeben (Naturhörner, wie Waldhorn, Signalhorn, Posthorn und Naturtrompete). Das einfachste Mittel zur Veränderung der Tonhöhe schien das Anbringen von Seitenlöchern mit Klappen (Klappentrompete) nach Art der Flöten oder der alten „Zinken“ (Holztrompeten mit Tonlöchern) zu sein. Jedoch leidet hierdurch der prächtige, schmetternde Klang der Trompeten, der zum guten Teil auf einem Mitschwingen der Rohrwände beruht, sehr erheblich. Deshalb benutzt man lieber „posaunenartig“ verschiebbare Röhre (Posaunen), oder ändert die Rohrlänge durch Ansatzstücke, die mit Hilfe von Klappenventilen aus- oder eingeschaltet werden können (Ventilhörner, Kornette, Ventiltrompeten). Der Tonumfang einiger der wichtigeren Metallblasinstrumente beträgt: Für die C-Trompete: c bis c₃, für das Cornet à Pistons in C: e bis b₂, für das Horn in F: H₁ bis f₂, für die Tenorbaßposaune: C bis b₁, für die Tuba in B (Bombardon, Baßtuba): Es₁ bis b.

Fünftens gehört zu den Zungeninstrumenten das menschliche Stimmorgan (s. d.), indem die elastischen Stimmbänder oder Stimmlippen die Rolle membranöser Zungen spielen. Sie haben vor den künstlichen Zungen namentlich den Vorzug, daß sie in bezug auf Spannung und Form der Bänder und die Weite des Spaltes leicht und sicher verändert werden können. Berücksichtigt man noch, daß das durch die Mundhöhle usw. gebildete Ansatzrohr in seinen Eigentönen ebenfalls leicht verändert werden kann, so präsentiert sich das menschliche Stimmorgan als Zungeninstrument von großer Vollkommenheit. *E. Waetzmann.* Näheres s. R. Hofmann, Die Musikinstrumente. Leipzig 1903.

Zungentelephon s. Brownsches Zungentelephon.

Zusammendrückbarkeit s. Kompressibilität.

Zusatztransformator s. Spartransformator.

Zustand. Der Zustand eines homogenen isotropen Körpers ist, wenn man von der Oberfläche absieht, wo besondere Kräfte wirken können, durch seine chemische Natur, seine Masse, sein Volumen und seine Temperatur bestimmt. Als Funktion dieser Größen sind alle anderen Eigenschaften des Körpers, z. B. sein Druck, anzugeben. Handelt es sich um einen chemisch definierten Körper, so genügt zur Kennzeichnung seines Zustandes das Volumen v der Masseneinheit, das sog. spezifische Volumen und die Temperatur t . Dann kann man den Druck p , unter dem der Körper steht, als $p = f_1(v, t)$ wieder geben. Benutzt man an Stelle von v, t die Werte-

paare p, t oder p, v als unabhängige Veränderliche, so hat man entsprechend $v = f_2(p, t)$; $t = f_3(p, v)$; die Veränderung einer der drei Größen p, v und t läßt sich als vollständiges Differential durch die beiden anderen Größen als unabhängige Variable darstellen.

Allein aus den genannten Gleichungen folgt eine wichtige Beziehung zwischen der Ausdehnung

$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ bei konstantem Druck, der Druckerhöhung

$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ bei konstantem Volumen und der Druck-

erhöhung $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T$ bei konstanter Temperatur. Es ist

nämlich $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$. Die drei

Größen: Ausdehnungskoeffizient $\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$

Spannungskoeffizient $\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ und Kompress-

ibilitätskoeffizient $k = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$ einer Sub-

stanz sind somit nicht unabhängig voneinander, sondern durch die Beziehung $\alpha = p \cdot k \cdot \beta$ verknüpft.

Mit diesen physikalischen Merkmalen ist der Zustand einer Substanz keineswegs erschöpft. Die chemische Beschaffenheit spielt auch bei Fragen, die in das Gebiet der Thermodynamik gehören, eine bedeutende Rolle, so z. B. die Dissoziation eines Gases oder einer gelösten Substanz.

Physikalisch unterscheidet man gewöhnlich den gasförmigen, flüssigen oder festen Zustand oder Aggregatzustand.

Man nimmt an, daß sich im gasförmigen und flüssigen Zustand die Moleküle in völliger Unordnung befinden. Ein wesentlicher Unterschied hiergegen besteht nur im kristallisierten Zustand. Hier sind die Moleküle oder Atome in Raumbittern symmetrisch angeordnet. Nach Tammann sind daher nur die Kristalle feste Körper im eigentlichen Sinne. Diejenigen starren Körper, welche sich im amorphen Zustand (z. B. Glas) befinden, werden dagegen als unterkühlte Flüssigkeiten angesehen, welche beim Schmelzen kontinuierlich in den tropfbar flüssigen Zustand übergehen, wie sie beim Erstarren auch aus diesem auf kontinuierlichem Wege entstehen. Das Entstehen oder Verschwinden eines Kristalles sind dagegen diskontinuierliche Vorgänge.

Siehe auch kritischer Zustand, sphäroidaler Zustand, Avogadroscher Zustand, übereinstimmende Zustände.

Henning.

Zustandsänderung heißt der Übergang einer Substanz von einem Zustand (s. d.) in irgendeinen andern. Es kann sich dabei um Zustandsänderungen innerhalb desselben Aggregatzustandes (des gasförmigen, flüssigen oder festen) oder um solche von einem Aggregatzustand zum andern handeln. Die Art eines solchen Überganges kann sehr verschieden sein. Man unterscheidet umkehrbare (s. d.) und nicht umkehrbare, reversible (s. d.) und nicht reversible Zustandsänderungen, ferner adiabatische (unter Ausschluß von Wärmeaustausch mit der Umgebung) (s. d.), isotherme (bei konstanter Temperatur), polytropische (s. d.) usw. In der

messenden Physik spielen die Zustandsänderungen des Schmelzens (s. d.) und Erstarrens, des Verdampfens (s. d.) und Kondensierens, sowie des Sublimierens (s. d.) besonders wichtige Rollen. Sie werden thermodynamisch in weitem Maße durch die Clausius-Clapeyronsche Gleichung (s. d.) bestimmt, die insbesondere über die Wärmumsetzungen bei diesen Zustandsänderungen Aufschluß gibt. *Henning.*

Zustandsdiagramm gibt an Hand einer graphischen Darstellung das Verhalten eines Stoffes oder eines Systems aus mehreren Stoffen bei Änderung einer oder mehrerer Zustandsvariablen wieder. Bei der Darstellung von Zweistoffsystemen aus Metallen pflegt man die Zusammensetzung auf der Abszissenachse, die Temperatur auf der Ordinatenachse aufzutragen.

Je nach der Art des Erstarrungsvorgangs und je nach der Zusammensetzung der sich ausscheidenden Kristallphasen werden folgende streng ableitbare Diagrammtypen unterschieden. Im folgenden be-

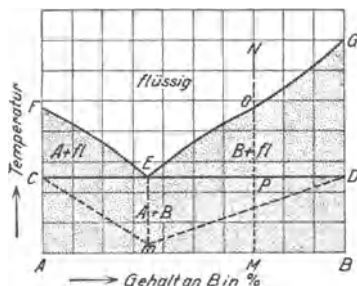


Fig. 1. Typus 1. Zustandsdiagramm eines in der Schmelze mischbaren mechanischen Gemenges. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

schränken wir uns auf die Betrachtung der Fälle, in denen die Metalle in der Schmelze in allen Verhältnissen mischbar sind.

A. Binäre Systeme.

1. Mechanisches Gemenge mit einem Eutektikum (Fig. 1). Alle Legierungen sind Gemenge von A- und B-Kristallen. Links von E scheidet sich primär der A-Kristall bei Temperaturen der Kurve FE, rechts von E der B-Kristall auf der Kurve GE ab. Die Restschmelze hat bei allen Legierungen



Fig. 2. $\nu = 480$, 72% Silber, 28% Kupfer. (Nach Ledebur.)

die Zusammensetzung von E und erstarrt bei derselben Temperatur; hierbei scheidet sich gleichzeitig A- und B-Kristalle in feiner Verteilung aus (Eutektikum, vgl. Fig. 2). E heißt der eutekti-

sche Punkt. Das Gefüge der Legierungen, deren Zusammensetzung von E abweicht, besteht aus primär ausgeschiedenen größeren Kristallen

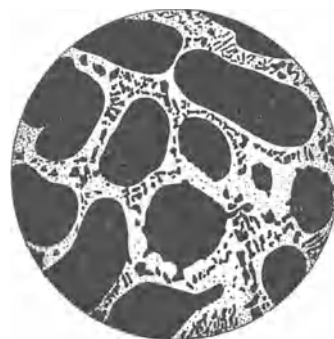


Fig. 3. $\nu = 480$, 35% Silber, 65% Kupfer. (Nach Ledebur.) von A oder B und einem feineren Eutektikum (Fig. 3).

2. Eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen (Fig. 4). Alle Legierungen sind im Gleichgewichtszustande homogen, und ihre Struktur unterscheidet sich nicht von der der reinen Metalle (vgl. Metallschliffe, Fig. 2). Im einfachsten Fall

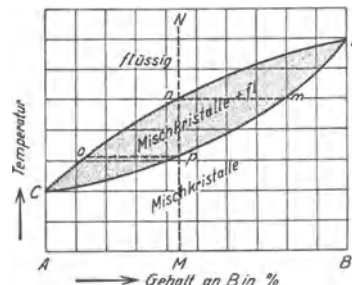


Fig. 4. Typus 4. Zustandsdiagramm einer lückenlosen Reihe von Mischkristallen. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

liegen der Beginn und das Ende der Erstarrung aller Legierungen zwischen den Erstarrungspunkten der Komponenten.

Die Erstarrung einer Schmelze N beginnt bei Erreichung des Punktes der Liquidus-Linie n, und die Zusammensetzung der sich zuerst aus-



Fig. 5. Typus 4. Zustandsdiagramm einer lückenlosen Reihe von Mischkristallen mit einem Maximum.

(Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

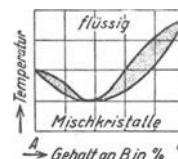


Fig. 6. Typus 4. Zustandsdiagramm einer lückenlosen Reihe von Mischkristallen mit einem Minimum.

scheidenden Kristalle wird durch den Schnittpunkt der Horizontalen nm mit der Solidus-Linie Cpmd angegeben. Im Verlaufe der Erstarrung, die in einem Temperaturintervall n p erfolgt, verschiebt

sich die Zusammensetzung der Schmelze längs n o und die der Kristalle längs m p, wobei in beiden ein Konzentrationsausgleich durch Diffusion stattfindet. Die Erstarrung findet ihr Ende, sobald die Schmelze die Zusammensetzung o erreicht. Die Zusammensetzung der Kristalle p ist die der Gesamtlegierung.

Außer diesem einfachsten Falle kann die Erstarrungskurve einer ununterbrochenen Mischkristallreihe ein Maximum oder ein Minimum haben (Fig. 5 u. 6). Die Legierung der Zusammensetzung des Maximums resp. des Minimums erstarrt wie ein reines Metall bei konstanter Tempe-

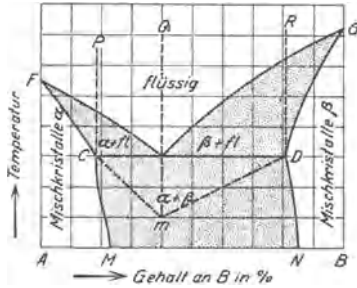


Fig. 7. Typus 5. Zustandsdiagramm bei begrenzter Mischkristallbildung mit Enteltikum. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

ratur ohne Änderung der Zusammensetzung. Das Zustandsdiagramm spaltet sich formal in zwei Zustandsdiagramme links und rechts von dieser Zusammensetzung, und in beiden erfolgt die Erstarrung, wie soeben besprochen.

3. Begrenzte Mischkristallbildung mit Eutektikum (Fig. 7). Mischkristallbildung findet nur in begrenzten Bereichen FC und DG statt, die durch die punktierte Mischungslücke getrennt sind. Die Kristallisation der Legierungen, deren Zusammensetzung zwischen C und F einerseits und D und G andererseits liegt, erfolgt wie bei Typus 2. Die Legierungen dieser Konzentrationen bestehen aus homogenen Mischkristallen. Bei Legierungen der Zusammensetzungen zwischen C und D findet zuerst gleichfalls eine Ausscheidung homogener

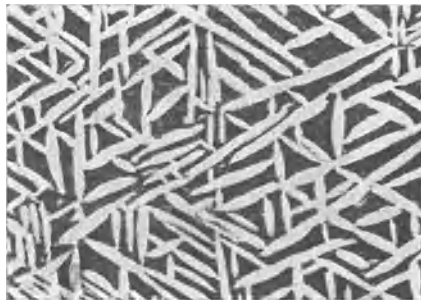


Fig. 8. Segregatbildung. (Nach Guertler.)

Mischkristalle nach 2 statt, sobald die Zusammensetzung der Kristalle jedoch C oder D erreicht hat, findet bei der Temperatur der Horizontalen CD eine eutektische Kristallisation der Restschmelze statt. Die Bestandteile des Eutektikums sind die gesättigten Mischkristalle C und D. Das Erstarrungsgefüge unterscheidet sich in diesem

Konzentrationsgebiet nicht wesentlich von dem des Typus 1.

Bei sinkender Temperatur verschieben sich im allgemeinen die Konzentrationen der gesättigten Mischkristalle, etwa längs der Linien CM und DN. Aus dem Mischkristall D wird hierbei der Überschuß an A als Segregat ausgeschieden (Fig. 8). Das Segregat scheidet sich meistens gesetzmäßig längs kristallographischer Flächen aus. C vermag

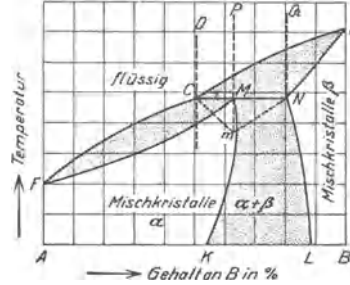


Fig. 9. Typus 6. Zustandsdiagramm bei begrenzter Mischkristallbildung mit Peritektikum. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

bei sinkender Temperatur weitere Mengen von B aus dem angrenzenden Eutektikum aufzunehmen.

4. Begrenzte Mischkristallbildung mit Peritektikum (Fig. 9). Die Legierungen der Konzentrationsgebiete FC und NG erstarren nach Typus 2. Im Gebiete OQ findet zuerst die Ausscheidung von B-reichen Mischkristallen β statt, bis diese Mischkristalle die Zusammensetzung von N und die Schmelze von C erreicht haben. Bei der konstanten Temperatur der Horizontalen CN findet eine Reaktion zwischen der Schmelze C und dem Mischkristall N unter Bildung eines neuen Mischkristalls M statt, der von N durch eine Mischungslücke getrennt ist:



Dieser Vorgang wird peritektische Kristallisation und die entstehende Struktur Peritektikum ge-

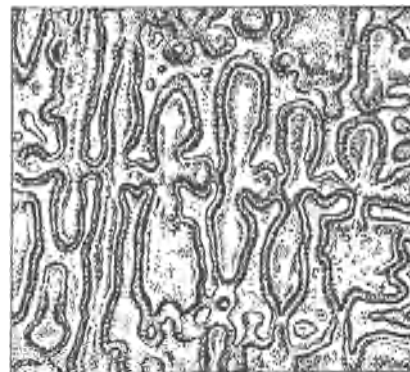


Fig. 10. Typisches Peritektikum. Kupfer mit 4,9% Silizium. Normal abgekühlt. (Aufnahme von R. Rudolfi 1907.) 68 fache Vergrößerung. Aus Handb. d. Metallographie, Berlin 1912.

nannt. Wenn die Gesamtzusammensetzung der Legierung rechts von PM liegt, wird zuerst die Schmelze aufgezehrt und die Legierung besteht nach vollendeter Kristallisation aus einem Gemenge

von N- und M-Kristallen, wobei die letzteren die N-Kristalle peritektisch umhüllen (Fig. 10). Liegt die Zusammensetzung der Legierung links von PM, so wird im Idealfall (vgl. weiter unten) N aufgezehrt und die Legierung besteht aus homogenen α -Kristallen.

5. Verbindung mit einem offenen Maximum (Fig. 11.) Bei der Zusammensetzung der Verbindung $A_m B_n$ findet sich auf der Liquiduskurve ein

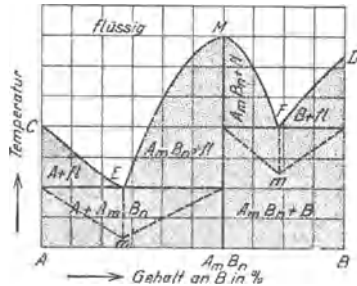


Fig. 11. Typus 2. Zustandsdiagramm bei einer Verbindung mit offenem Maximum ohne Mischkristallbildung. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

Maximum M. Die gesamte Schmelze kristallisiert hierbei zu einer einheitlichen Kristallart $A_m B_n$. Rechts und links von $A_m B_n$ vollzieht sich die Kristallisation nach Typus 1, und das gesamte Zustandsdiagramm besteht aus zwei Teildiagrammen. Die Struktur der Verbindung unterscheidet sich nicht von der der reinen Metalle, und die Strukturen der in den Teildiagrammen liegenden Legierungen entsprechen dem Typus 1.

6. Verbindung mit einem verdeckten Maximum, (Fig. 12.) In dem Konzentrationsgebiet OG findet primär die Kristallisation von B statt. Nachdem

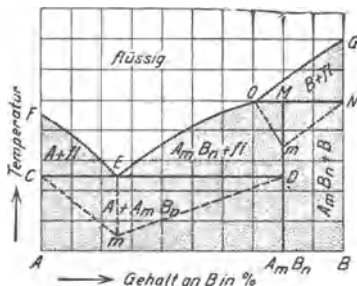


Fig. 12. Typus 3. Zustandsdiagramm bei einer Verbindung mit verdecktem Maximum ohne Mischkristallbildung. (Aus dem Lehrbuch der technischen Physik von Gehlhoff.)

die Schmelze die Temperatur und Zusammensetzung des Punktes O erreicht hat, reagiert sie peritektisch mit der Kristallart B unter Bildung der Verbindung M ($A_m B_n$):

Schmelze O + Kristalle B \rightarrow Kristalle $A_m B_n$.

Bei Zusammensetzungen zwischen $A_m B_n$ und B endet die Kristallisation im Idealfall mit der Aufzehrung der Schmelze O. Die Legierung besteht dann aus B-Kristallen, die von peritektischen Säumen der $A_m B_n$ -Kristalle umgeben sind. Liegt die Zusammensetzung zwischen O und E, so wird im Idealfall B aufgezehrt, und die weitere Kristallisation von $A_m B_n$ aus der Schmelze erfolgt nach Typus 1. Nach diesem Typus kristallisieren von

Anfang an die Legierungen der Zusammensetzungen O bis F.

Infolge von Trägheitserscheinungen findet der Erstarrungsvorgang oft abweichend vom Gleichgewichtsdiagramm statt, und die entstehenden Strukturen entsprechen nicht Gleichgewichtszuständen in den Legierungen.

Die peritektischen Reaktionen verlaufen mit großen Störungen, die insbesondere beim Typus 6 sehr stark sind. Die peritektischen Säume umhüllen die primären Kristalle („Umhüllungen“), und unterbinden ihren Kontakt mit der Schmelze: Infolgedessen wird die peritektische Reaktion vorzeitig unterbrochen, und am weiteren Kristallisationsvorgang beteiligen sich nur die Schmelze und M (Fig. 9 oder 12), die peritektisch ausgeschiedene Kristallart. Bei peritektischen Reaktionen findet man deshalb in der Regel drei Strukturelemente, die primäre Kristallart, die umhüllende peritektische Kristallart und ein Eutektikum (Fig. 13). Diese Strukturen stehen in Widerspruch mit der Phasenregel und sind keine Gleichgewichtsstrukturen.

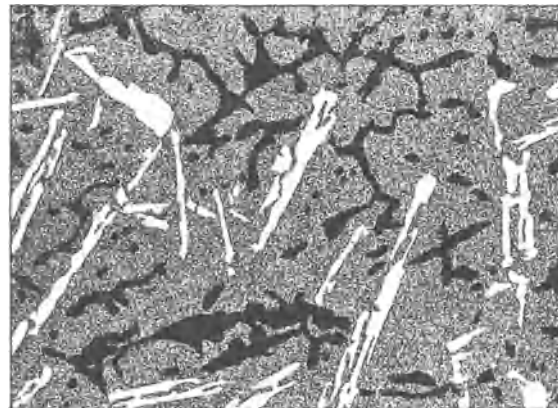


Fig. 13. Strukturen mit drei Kristallarten. Weiß: primäre Kristallart, grau: Peritektikum, schwarz: Restkristallisation. Die Gesamtzusammensetzung deckt sich mit der der grauen Massen, welche die Reaktion der weißen mit den schwarzen hemmen. Die Kristallarten sind der Reihe nach hier, Ni_3Mg , $NiMg_2$ und ein (als solches nicht kenntliches) Eutektikum. (Nach einer Aufnahme von G. Voß, 1908.) 70 fach vergrößert. (Aus Handb. d. Metallographie, Berlin 1912.)

Wenn M (Fig. 12) nicht einer singulären Kristallart $A_m B_n$ entspricht, sondern sich zu einem Mischkristallbereich erweitert, so werden die peritektischen Strukturstörungen durch Diffusion gemildert. Dasselbe gilt für den Typus 4.

Die Diffusion in den Mischkristallen bei ihrer Erstarrung nach Typus 2 bleibt meistens hinter dem Erstarrungsvorgang zurück. Infolge des unvollkommenen Konzentrationsausgleichs durch Diffusion entstehen Zonenkristalle (Fig. 14). Diese Konzentrationsunterschiede gleichen sich durch Erhitzung auf hohe Temperaturen in der Regel schnell aus (Homogenisieren).

B. Systeme mit 3 und mehr Komponenten.

Kristallisieren in denselben Formen von Gemengen verschiedener Kristallarten (Komponenten, Verbindungen, Mischkristalle) oder von einheitlichen Mischkristallen. Die Mannigfaltigkeit im Verlauf der Erstarrung ist größer, als bei binären Systemen, und die Übersicht ist dadurch er-

schwert, daß man, entsprechend einer größeren Zahl von Variablen, nicht mehr mit ebenen Diagrammen auskommt, sondern bei ternären Systemen

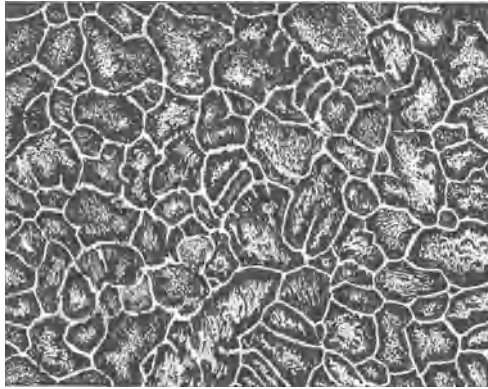


Fig. 14. Polygone mit zoniger Struktur. Nickel-Eisen-Legierung mit 70% Ni. (Aufnahme von Guertler und Tammann.) 30fache Vergrößerung. (Aus Handb. d. Metallographie, Berlin 1912).

zu Raumdiagrammen greifen muß; die quaternären und höheren Systeme entziehen sich einer erschöpfenden anschaulicher Darstellung in einem Diagramm.

G. Masing.

Zustandsgleichung. Zustandsgleichung im allgemeinen heißt die mathematische Verknüpfung der drei Größen: Temperatur T , Druck p und spezifisches Volumen v , durch die der Zustand einer chemisch homogenen Substanz charakterisiert werden kann. Für ein ideales Gas lautet die Zustandsgleichung $pv = RT$, sie ist der Ausdruck des Boyle-Mariotteschen und des Gay-Lussacschen Gesetzes. R heißt Gaskonstante. Van der Waals stellte als erster eine Zustandsgleichung auf, die in ziemlich weitgehender Näherung das Verhalten beliebiger Gase und Dämpfe, ja sogar der Flüssigkeiten wiederzugeben vermag. Sie lautet:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

a , b und R sind für jede Substanz charakteristische Konstanten. Vom Standpunkt der kinetischen Theorie aus, derzufolge der gemessene Druck p durch die Stöße der Moleküle gegen die Gefäßwandung zustande kommt, erläuterte van der Waals die Gründe für die Abweichung eines gewöhnlichen Gases vom idealen Zustand. Hiernach wirken im Innern des Gases neben den Kräften des äußeren Druckes noch andere Kräfte infolge der Anziehung der einzelnen Moleküle aufeinander.

Diesen Kräften, welche um so stärker sein müssen, je größer die Gasdichte ist, wird durch das Glied $\frac{a}{v^2}$ Rechnung getragen. Ferner ist zu berücksichtigen, daß den Gasmolekülen eines realen Gases zu ihrer freien Bewegung nicht das ganze direkt beobachtbare Volumen v zur Verfügung steht, sondern infolge der Ausdehnung der Moleküle ein kleinerer Raum, so daß von dem spezifischen Volumen v eine gewisse Größe b in Abzug zu bringen ist. Für den Fall sehr geringer Gasdichte oder eines großen spezifischen Volumens v kann $\frac{a}{v^2}$ gegen p und b gegen v vernachlässigt werden, so daß wieder die Zustandsgleichung eines idealen Gases resultiert.

In konsequenterer Durchführung der van der Waals'schen Gedanken leitete L. Boltzmann unter Bezugnahme auf gewisse sehr allgemeine Entwicklungen von H. A. Lorentz und unter Annahme kugelförmiger Moleküle, die aufeinander anziehende Kräfte (nach dem Newtonschen Attraktionsgesetz) ausüben, folgende Gleichung für Flüssigkeiten und Gase ab:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) = \frac{RT}{v} \left[1 - \frac{b}{v} + 0,375 \left(\frac{b}{v}\right)^2 - 0,0369 \left(\frac{b}{v}\right)^3 \right].$$

Es handelt sich hier um eine Reihenentwicklung, die mit dem dritten Gliede abgebrochen wurde. Es ist leicht zu zeigen, daß diese Gleichung für große Volumina v mit der van der Waals'schen Zustandsgleichung übereinstimmt.

Die Größen a und b der van der Waals'schen Gleichung dürfen nur in erster Näherung als konstant betrachtet werden; indessen ist ihre Abhängigkeit von Temperatur und Dichte theoretisch nicht streng festzulegen.

Clausius änderte die van der Waals'sche Gleichung ab und suchte durch Einführung einer dritten empirischen Konstante c eine bessere Annäherung an die Beobachtungen zu erreichen. Er setzte

$$\left[p + \frac{a}{T(v+c)^2}\right](v-b) = RT.$$

D. Berthelot gewann hieraus eine für geringe Gasdrücke gut brauchbare Form, indem er $c = 0$ setzte und also schrieb:

$$\left(p + \frac{a}{Tv^2}\right)(v-b) = RT.$$

Neben diesen Zustandsgleichungen sind zahlreiche andere mehr oder weniger auf rein empirischer Grundlage abgeleitet worden, von denen hier nur diejenige von Kamerlingh Onnes angeführt werden mag. Dieser Autor setzt

$$pv = A + B \frac{1}{v} + C \frac{1}{v^2} + D \frac{1}{v^4} + E \frac{1}{v^6} + F \frac{1}{v^8}.$$

Die Größen A bis F heißen Virialkoeffizienten und sind noch von der Temperatur abhängig.

Für sehr tiefe Temperaturen tritt infolge der Gasart (s. d.) eine ganz andere Form der Zustandsgleichung auf.

Über Zustandsgleichung fester Körper s. z. B. Handb. d. Phys. X, Artikel Grüneisen.

Mit Hilfe einer Zustandsgleichung und der thermodynamischen Gesetze lassen sich alle physikalischen Eigenschaften einer Substanz numerisch ausdrücken — die kalorischen Größen sowie die Energie und Entropie allerdings nur bis auf eine empirische Konstante — wenn die Konstanten der Zustandsgleichung gegeben sind.

Diese kann man, soweit es sich um die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten handelt, im Geltungsbereich des Gesetzes der korrespondierenden Zustände durch die kritischen Größen, nämlich die kritische Temperatur T_k , den kritischen Druck p_k und das kritische Volumen v_k darstellen. Für die van der Waals'sche Gleichung ergibt sich

$$a = 3 p_k v_k^2; \quad b = \frac{1}{3} v_k; \quad R = \frac{8}{3} \frac{v_k p_k}{T_k}.$$

Daniel Berthelot setzt für die vereinfachte Clausius'sche Zustandsgleichung $a = \frac{16}{3} v_k^2 p T_k$; $b =$

$\frac{1}{4} v_k$; $R = \frac{32}{9} \frac{p_k v_k}{T_k}$. Man erhält die sog. reduzierte Zustandsgleichung, wenn man unter Einsetzung der Werte für die Konstanten gleichzeitig Temperatur, Druck und Volumen durch die reduzierten Größen $\Theta = \frac{T}{T_k}$; $\pi = \frac{p}{p_k}$; $\nu = \frac{v}{v_k}$ ersetzt. Die van der Waals'sche Gleichung geht dann über in $\left(\pi + \frac{3}{\nu^2}\right) \cdot \left(\nu - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3} \Theta$ und die vereinfachte Clausius'sche Gleichung in $\left(\pi + \frac{16}{3} \cdot \frac{1}{\Theta \nu^2}\right) \left(\nu - \frac{1}{4}\right) = \frac{32}{9} \Theta$.

Aus diesen Beziehungen ist ersichtlich, daß bei konstantem Θ zu jedem Wert von π drei Werte ν des reduzierten spezifischen Volumens gehören. Aus der graphischen Darstellung sowohl wie aus der analytischen Behandlung der Gleichungen folgt, daß oberhalb der kritischen Temperatur $T = T_k$ oder $\Theta = 1$ nur ein Wert von ν reell ist. Für tiefere Temperaturen können zwar alle drei Werte von ν reell sein, doch entspricht dann einem von diesem eine labile Gleichgewichtslage, so daß jenes spezifische Volumen sich experimentell nicht verwirklichen läßt. Die beiden anderen spezifischen Volumina gehören der flüssigen und gasförmigen Phase im Sättigungsgebiet an.

Kalorische Zustandsgleichung. Um die kalorischen Größen einer Substanz, welche aus den bisher betrachteten thermisch-mechanischen Zustandsgleichungen nur bis auf eine Integrationskonstante zu ermitteln sind, vollständig angeben zu können, bedarf es noch der Kenntnis des Energieinhaltes u als Funktion des Zustandes. Faßt man diesen Begriff sehr weitgehend, so wäre zu fordern, daß die Entropie und Zustandsgleichung einer Substanz den Energieinhalt jeder Phase für jeden Zustandspunkt angeben muß, so daß aus ihr für jede Temperatur und jeden Druck, bei denen zwei Phasen bestehen, auch die Schmelz-, Verdampfungs- oder Sublimationswärme aus der Energiedifferenz beider Phasen zu entnehmen ist. Dies zu leisten ist indessen nur die (von Planck eingeführte) kanonische Zustandsgleichung imstande, durch welche die Energie als Funktion der Entropie, des Volumens und der anderen Zustandsgrößen dargestellt wird. Im allgemeinen wird man sich darauf beschränken, die kalorische Zustandsgleichung für eine Phase aufzustellen. In diesem Fall folgt aus der Thermodynamik

$$u - u_0 = \int_0^T c_v dt + \int_0^v \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv.$$

Da die Energie unabhängig von dem Weg ist, auf dem die Zustandsänderung stattfindet, kann das erste der beiden Integrale sich auf das konstante Volumen $v = \infty$, das zweite auf die konstante Temperatur T beziehen. u_0 bedeutet dann die Energie beim absoluten Nullpunkt und bei der Dichte 0, während sich u auf die Temperatur T und das spezifische Volumen v bezieht. Ist $u - u_0$ bekannt, so gilt das gleiche von c_v , da die Thermo-

dynamik $c_v = c_{v,0} + \int_{v_0}^v T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v dv$ liefert und also bei Einführung dieses Ausdruckes in obige Gleichung unter Benutzung der thermisch-mechanischen Zustandsgleichung die Größe $c_{v,0}$, d. h. die

spezifische Wärme bei dem konstanten Volumen $v = v_0$ abzuleiten ist. Nach Kenntnis von c_v besteht keine Schwierigkeit, auch die spezifische Wärme c_p bei konstantem Druck und die Entropie (s. d.) zu ermitteln. Jene Gleichung für die Energie u , welche über die kalorischen Eigenschaften des betrachteten Körpers Aufschluß gibt und als wichtige Ergänzung zur eigentlichen Zustandsgleichung anzusehen ist, heißt die kalorische Zustandsgleichung.

Eine vollkommene Zustandsgleichung müßte sich nicht nur, wie es bei den meisten der genannten Gleichungen der Fall ist, auf die gasförmige und flüssige Phase, sondern auch die feste beziehen. Die darauf gerichteten Bemühungen haben bisher noch zu keinem Erfolg geführt. Die Gleichung von Kamerlingh Onnes beschränkt sich sogar nur auf den gasförmigen Zustand.

Für die Mischung gasförmiger Substanzen läßt sich mit Hilfe des Dalton'schen Gesetzes eine Zustandsgleichung aufstellen, falls solche für die einzelnen Bestandteile der Mischung gegeben ist. Addiert man die Volumina V_1, V_2, \dots welche jedes Gas für sich bei gegebener Temperatur T und gegebenem Druck P besitzen würde, so ist die Summe dieser Volumina mit großer Näherung gleich dem Volumen der Mischung bei derselben Temperatur und demselben Druck.

Gilt das Dalton'sche Gesetz nicht, so treten in der Zustandsgleichung des Gemisches noch gewisse Glieder auf, die von der gegenseitigen Beeinflussung der verschiedenartigen Moleküle herrühren (s. Binäres Gemisch). *Henning.*

Zustandsgleichung adsorbierter Stoffe. Die Grenze zweier homogener Medien ist in Wirklichkeit keine geometrische Unstetigkeitsfläche, sondern eine mehr oder weniger dicke physikalische Übergangsschicht, deren Eigenschaften in Richtung der Normalen variieren, also eine unhomogene, anisotrope Masse. Über die Art der Verteilung von Energie, Entropie und Konzentrationen in verschiedenen Tiefen der Grenzschicht läßt sich im allgemeinen nichts Näheres aussagen. Wie Gibbs gezeigt hat, ist diese Kenntnis für die thermodynamische Behandlung solcher Schichten auch nicht notwendig. Vielmehr kann man so verfahren, als ob innerhalb der Grenzschicht von beiden Seiten her Energie, Entropie und Masse der Komponenten bis zu einer gedachten geometrischen Berührungsfläche denselben Wert behalten wie im Innern der angrenzenden homogenen Phasen, während man der Fläche selbst den positiven oder negativen Überschuss an Masse, Energie usw. zuschreibt, der in dem System infolge der Existenz der Grenzschicht tatsächlich vorhanden ist. In diesem Sinne kann von der Masse der Energie, der Entropie der Flächeneinheit gesprochen werden. Auf Grund derartiger Definitionen gestaltet sich die thermodynamische Behandlung einer Grenzschicht ganz analog derjenigen einer homogenen Phase.

Die so definierte freie Energie der Grenzflächeneinheit ist an den Grenzen flüssiger Stoffe der Messung besonders leicht zugänglich als die Arbeit, die zur Vergrößerung der Grenzfläche um die Einheitsfläche geleistet werden muß, während alle übrigen Parameter konstant gehalten werden. Es ist ebenso möglich, die Änderung der freien Energie mit der Massendichte einer herausgegriffenen Komponente bei verschiedenen Temperaturen zu verfolgen.

Nach denselben Prinzipien, nach denen man für einen gelösten Stoff eine Zustandsgleichung zwischen seinem osmotischen Druck, seinem Volumen und der Temperatur aufstellt, läßt sich auch für jede Komponente einer Übergangsschicht eine Zustandsgleichung angeben, wobei an Stelle des osmotischen Druckes die durch die Anwesenheit der betreffenden Komponenten bedingte Erniedrigung der Oberflächenspannung einzusetzen ist. So ergibt sich im Gültigkeitsbereich des Henryschen Gesetzes die zuerst von Langmuir aufgestellte (ideale) Zustandsgleichung $\pi \cdot \Omega = RT$, worin π die Depression der Oberflächenspannung $\sigma - \sigma_0$, Ω die Fläche von 1 Mol adsorbierten Stoffes bedeutet. Mit steigender Dichte des adsorbierten Stoffes kommen in der Adsorptionsschicht, ebenso wie in reellen dreidimensionalen Gasen zwischen den adsorbierten Molekülen abstoßende und anziehende Kräfte sowie Polymerisationen zur Geltung, welche an der idealen Zustandsgleichung Korrekturen nötig machen. So wurde für Benzophenon auf Quecksilber von Volmer und Mahnert 1925 die Gültigkeit der Gleichung: $\pi(\Omega - \beta) = RT$ bestätigt. Unter der Voraussetzung, daß die Dicke der Adsorptionsschicht eine Moleküllage nicht überschreitet, ist unter β der doppelte Molekülquerschnitt zu verstehen. Unter Umständen ist auch die gegenseitige Anziehung der adsorbierten Moleküle zu berücksichtigen. Den Erscheinungen in räumlichen Phasen entsprechend findet man auch in Oberflächenschichten das Auftreten verschiedener Aggregatzustände mit scharf ausgeprägten, aber nicht immer leicht meßbaren Koexistenzgebieten. Man vergleiche die Arbeiten von Langmuir, Adam, Rideal und Volmer. *H. Cassel.*

Näheres s. H. Cassel, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. VI, S. 104, 1927.

Zustandskurve (meteorologisch). Zeichnet man die meteorologischen Elemente Temperatur, Druck und Feuchte nach einer aerologischen Messung (s. Aerologie) als Funktionen der Höhe auf, so hat man die Zustandskurven der betreffenden Elemente. Da die Zustandskurve des Druckes stets einen kontinuierlichen und eindeutigen Verlauf hat, kann man auch die Höhe, Temperatur und Feuchte als Funktionen des Druckes aufzeichnen. Die Zustandskurven der Temperatur und der Feuchte zeigen oft Knicke, z. B. bei Inversionen (s. d.), diese Knicke bezeichnet man als markante Punkte der Zustandskurven. *G. Stüve.*

Zwang s. Prinzipie der Kinetik.

Zweidimensionale Flüssigkeitsbewegungen s. Geschwindigkeitspotential und unstetige Flüssigkeitsbewegungen bzw. Strahl und Diskontinuitätsschicht.

Zweidruckturbine s. Abdampfturbine.

Zweifachröhre s. Mehrfachröhre.

Zweikörperproblem s. n-Körperproblem.

Zweitaktverfahren s. Verbrennungskraftmaschine.

Zweizentrenbewegung. Wird ein Massenpunkt von zwei festen Kraftzentren mit Newtonschen Kräften angezogen, so vollzieht er im allgemeinen eine räumliche Bewegung. Bei geeigneten Anfangsbedingungen kann die Bahnkurve aber auch in einer Ebene liegen. Die Gesamtheit solcher ebenen Bahnen sind von A. M. Legendre und C. L. Charlier ausführlich untersucht worden. Die wichtigsten Formen sind: Geradlinige Bahnen auf der Verbindungslinie der beiden Zentren (evtl. mit

asymptotischer Annäherung an einen dazwischenliegenden Punkt); lemniskatenartige Bahnen um beide Zentren; Satellitenbahnen um das eine Zentrum; Ellipsenbahnen, wobei die Zentren die beiden Brennpunkte sind; Hyperbelbahnen, wobei dasselbe gilt. Außerdem gibt es noch eine große Mannigfaltigkeit von Bahnkurven, deren jede einen ganzen Flächenbereich ausfüllt, also nicht in sich zurückläuft. Die Mannigfaltigkeit der von W. Pauli und K. F. Niessen untersuchten räumlichen Bahnen ist noch erheblich größer.

Für mehr als zwei Zentren ist die Lösung der Aufgabe bisher nicht gelungen. Die wichtigste Erkenntnis spricht hier der Satz von O. Bonnet aus, daß, wenn eine Bahnkurve unter der Wirkung einer einzelnen Zentralkraft beschrieben werden kann, sie auch beim Zusammenwirken aller Zentralkräfte möglich ist. *R. Grammel.*

Näheres s. C. L. Charlier, Die Mechanik des Himmels. Leipzig 1902, Bd. I.

Zwergsterne s. Russelldiagramm.

Zwischenfehler (Zonen) s. Sphärische Abweichung.

Zwischenfrequenzempfänger, auch **Zwischenfrequenzüberlagerer**, **Superheterodyne-** oder **Transponierempfänger** genannt. Anordnung zum Empfang ungedämpfter elektrischer Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie, bei der zunächst ähnlich wie beim Schwebungsempfang die von außen aufgenommene Hochfrequenzschwingung mit einer zweiten Hochfrequenzschwingung überlagert wird. Im Gegensatz zum Schwebungsempfang wird jedoch die Frequenz der überlagerten Schwingung gegen die der aufgenommenen so stark abweichend gewählt, daß die Schwebungen unhörbar sind. Diese zwischenfrequenten Schwingungen werden nun ihrerseits mit einer zweiten Hilfschwingung überlagert, derart, daß die nun entstehenden Schwebungen hörbar sind. Bei dieser Methode sind drei Verstärkungen möglich, die der hochfrequenten, der zwischenfrequenten und der niederfrequenten Schwingungen, wobei mehrere schwachgedämpfte, abgestimmte Schwingungskreise ohne Gefahr der Rückkopplung angewandt werden können. Es ergibt sich daraus der Vorteil sehr großer Selektivität und hoher Verstärkung. Besonders wertvoll ist die Schaltung auch für den Empfang kurzer Wellen, da hier eine Hochfrequenzverstärkung nur mit sehr schlechtem Wirkungsgrad durchführbar ist. *E. Alberti.*

Näheres s. Zenneck-Rukop, Drahtlose Telegraphie.

Zwischenkreissender. Generatoren (Maschinen, Röhrensender oder Lichtbogen), die auf eine sehr stark gedämpfte Antenne arbeiten, und vor allem solche, bei denen es darauf ankommt, wenig Oberschwingungen auszusenden, werden nicht direkt mit der Antenne verbunden, sondern sie liegen an einem eigenen Erregerkreis (dem Zwischenkreis), der auf die Antenne induziert.

Hierdurch tritt ein umso größerer Energieverlust ein, je kleiner die Dämpfung der Antenne. Der Wirkungsgrad des Senders ergibt sich dann,

$$\eta = \frac{\pi^2 k^2}{d_1 d_2} \frac{1}{d_1 d_2 + 1 + \left(\frac{2\pi x}{d_2}\right)^2}$$

Darin bedeuten k die Kopplung, d_1 und d_2 die Dekremente und $x = \frac{w_2 - w_1}{w}$ die Verstellung der Antenne gegen die Frequenz des Zwischen-

kreises. Geht man zu festeren Kopplungen über, so wird der Zustand unstabil, d. h. der Zustand größter Energieübertragung läßt sich nicht beim Ein- und Aus- und wieder Einschalten aufrecht erhalten, d. h. es tritt „Ziehen“ der Energie bei Einstellung auf Maximal-Energie ein, d. h. wenn das Maximum erreicht ist (1. Partialwelle), tritt plötzlich bei weiterer Veränderung der Frequenz des einen Systemes ein Abfall der Energie ein (2. Partialwelle) und beim Zurückgehen auf die ursprüngliche Abstimmung des Energie-Maximums ist nicht wieder der volle Energiebetrag zu erreichen. Das System arbeitet jetzt mit einer anderen Welle. Obige Energieverhältnisse hat man beim Lichtbogensender und selbsterregten Röhrensender. Beim Maschinensender und fremdgesteuerten Röhrensender treten diese Unstabilitäten nicht in dieser Art auf. Hier kann die Kopplung zwischen Zwischenkreis und Antenne fester genommen werden; die Verluste durch den Zwischenkreis sind dann selbst bei kleiner Antennendämpfung nur 5–10%.

Bei Sendern mit Stoßerregung wird unter Zwischenkreis-Sendern ein Sender verstanden, bei welchem zur Dämpfungsverminderung der ausgestrahlten Wellen ein Zwischenkreis zwischen dem eigentlichen Erregerkreis und die Antenne gelegt wird (s. Löschfunke).

A. Meißner.

Zwischenlichtquellen. Zu photometrischen Messungen verwendet man außer einer Einheitslampe auch noch Zwischenlichtquellen, und zwar als *Normallampen* und als *Vergleichslampen*.

Normallampen sind konstant in der Lichtstärke brennende, mittels einer Einheitslichtquelle ausgewertete Lampen, die man für technische Lichtmessungen vorzugsweise an Stelle der Einheitslampe benutzt. Die letztere ist für diese Zwecke wegen ihrer verhältnismäßig umständlichen Handhabung, außerdem noch wegen des teuren Brennstoffes im allgemeinen wenig geeignet.

Vergleichslampen benutzt man bei der Messung nach der Substitutionsmethode (s. „Photometrie gleichfarbiger Lichtquellen“, Nr. 3, und „Universalphotometer“), also in der Weise, daß man mittels derselben dauernd das eine, mittels der zu messenden Lampe und der Normallampe nacheinander das andere Photometerfeld beleuchtet. Die Lichtstärke der Vergleichslampe braucht nicht bekannt zu sein; auch braucht die Lampe in bezug auf Konstanz meistens nicht allzuhohen Ansprüchen zu genügen.

Als Zwischenlichtquellen kommen Benzinkerzen (z. B. früher im Weberschen Photometer), Petroleumlampen, Argandlampen und Azetylenlampen mit ausgeblendeter Flamme (Methven, Jones), auf konstantem Gasverbrauch erhaltene Gasglühlichtapparate, insbesondere mit Akkumulatoren gespeiste, mit konstanter Spannung oder Stromstärke brennende *elektrische Glühlampen* in Betracht. In der Praxis ist es üblich, die als Normallampen benutzten elektrischen Lampen bei normaler Spannung anzuwenden. Zur Erzielung einer möglichst großen Konstanz in der Lichtstärke empfiehlt es sich, dieselben mit einer geringeren Spannung brennen zu lassen und sie vor der Konstanzprüfung und Auswertung hinreichend lange (mindestens 50 Stunden) altern zu lassen. Auch zu Vergleichslampen bestimmte elektrische Lampen sollte man aus demselben Grunde vor dem Gebrauche einige Zeit altern.

Zu Normallampen sind nur elektrische Glühlampen geeignet, während die auf einem Verbrennungsprozeß beruhenden Lichtquellen höchstens als Vergleichslampen zu verwenden sind.

Liebenthal.

Näheres s. Liebenthal, Prakt. Photometrie. Braunschweig. Vieweg & Sohn, 1907.

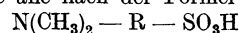
Zwischenprodukt s. Reaktionsgeschwindigkeit.

Zwischentöne. Zwei in ihrer Schwingungszahl sehr nahe aneinanderliegende Sinusschwingungen geben in der Empfindung einen einzigen Ton, den sog. Zwischenton. Das Intervall, bei dem zwei Töne zu einem Zwischenton verschmelzen, scheint um so enger zu sein, je höher die Tonlage ist. (S. Schwebungen).

E. Waetzmann.

Näheres s. C. Stumpf, Tonpsychologie. Leipzig 1883 und 1890.

Zwitterionen. Wenn in einer elektrolytischen Lösung sich von einem elektrisch neutralen Molekül gleichzeitig ein negatives und positives Ion اسپaltet, so bleibt ein im ganzen elektrisch neutrales Molekül zurück. Dieses ist aber insofern als Ion anzusprechen, als es freie sich gegenseitig kompensierende elektrische Ladungen enthalten muß. F. W. Küster hat hierfür den Namen „Zwitterion“ vorgeschlagen (Ztschr. f. anorg. Chem. 13, 136, 1901). Ein Beispiel dafür bildet das Methylorange, sowie alle nach der Formel



konstituierten Stoffe, die in Lösung zugleich als Basis (nämlich als Derivate des Ammoniak) und als Säure (Sulfosäure) wirken können und daher das Zwitter-Ion $\text{NH}(\text{CH}_3)_2 + -\text{R} - \text{SO}_3^-$ zu bilden vermögen.

Nach einer anderen Terminologie bezeichnet man als Zwitter-Ionen die Ionen derjenigen Stoffe, die in ihrem elektrolytischen Verhalten den Übergang herstellen zwischen den Kationen bildenden Metallen und den Anionen liefernden Nichtmetallen und welche daher sowohl als Kationen wie auch als Anionen auftreten können. So erscheint das Tellur in der Verbindung K_2Te als Anion, dagegen in der Verbindung TeCl_2 als Kation.

Neuere Beobachtungen führten übrigens zu der Schlussfolgerung, daß der im allgemeinen elektropositive Wasserstoff im Lithiumwasserstoff als Anion gebunden ist.

H. Cassel.

Näheres z. B. bei W. Nernst, Theoretische Chemie. Stuttgart 1921.

Zyklisches System s. Koordinaten der Bewegung.

Zykloide s. Kreisel und Pendel.

Zykloidenpendel s. Pendel (math. Theorie).

Zyklone. (Barometrisches Minimum, Depression, Tief.) Gebiet niedrigen Luftdrucks, in dem sich die Luft in aufsteigender Bewegung befindet, so daß sie in den unteren, der Erdoberfläche nahen Schichten dem Zentrum zuströmt, jedoch nicht in radialer Richtung, sondern mit der, durch die Erdrotation hervorgerufenen Ablenkung. Auf der nördlichen Halbkugel umkreisen also die Winde das Zentrum der Zyklone entgegengesetzt der Drehung des Uhrzeigers. Da diese Winde jedoch meist stärker sind als in den Antizyklonen, so ist auch der Ablenkungswinkel größer und beträgt über dem Nordatlantischen Ozean im Mittel 80°. Die Form der Isobaren (s. d.) ist meist elliptisch, doch zeigen sie öfters Ausbuchtungen, die das Vorhandensein von sog. Teildepressionen andeuten. Die Depressionen bewegen sich meist, der Richtung des stärksten Windes folgend, mit einer ziemlich großen Geschwindigkeit, die im

Mittel 7—13 m pro sec beträgt, aber bis zu mehr als 30 m pro sec anwachsen kann, über große Teile der Erdoberfläche hin.

In der Höhe geht die zyklonale Luftbewegung in die antizyklonale über (s. Antizyklone).

Kein anderer atmosphärischer Vorgang bewirkt eine so starke Veränderung des Wetters als der Vorübergang einer Zyklone. Sie verursacht die stärksten Temperaturänderungen und hat Zunahme der Bewölkung, der Windstärke und der Niederschläge im Gefolge. Je nach der Lage des Beobachtungsortes zum Zentrum der Depression durchlaufen die Witterungserscheinungen verschiedene Phasen, so daß die Vorausbestimmung der Bahn des Minimums die wichtigste Aufgabe der Wetterprognose ist (s. Wetter).

Während die Zyklone eine alltägliche Erscheinung darstellt, ist der Zyklon ein heftiger Wirbelsturm (s. d.).

O. Baschin.

Näheres s. J. v. Hann u. R. Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 4. Aufl. Leipzig 1926.

Zyklonenfamilie s. Polarfront.

Zyklopenauge s. Raumwerte der Netzhaut.

Zylinder, rotierende. Das Problem der Stabilität einer zwischen zwei koaxialen rotierenden Zylindern befindlichen zähen Flüssigkeit gegen sym-

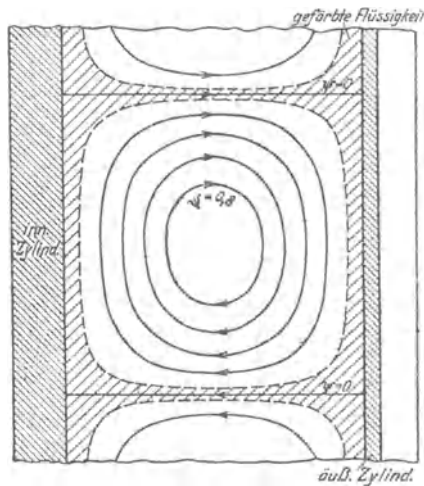


Fig. 1. Stromlinienbild bei gleichläufig rotierenden konzentrischen Zylindern nach Taylor.

metrische Störungen ist kürzlich Gegenstand einer interessanten Rechnung und bestätigender Experimente gewesen (G. I. Taylor 1923). Schon Rayleigh hatte 1916 für reibungslose Flüssigkeit Instabilität für $\omega_1 R_1^2 > \omega_2 R_2^2$ gefunden. Taylor

findet, daß die Bewegung instabil wird, sobald zwischen den Reynoldsschen Zahlen $\left(\frac{\omega R^2}{\nu}\right)_1$ und $\left(\frac{\omega R^2}{\nu}\right)_2$ eine bestimmte Beziehung besteht, die experimentell bestätigt wurde. Es bilden sich

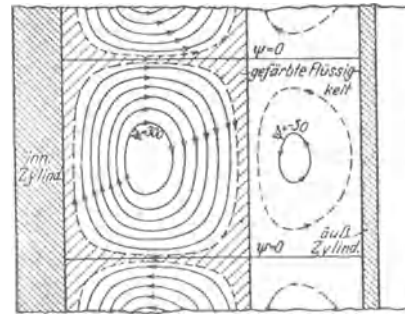


Fig. 2. Stromlinienbild bei gegenläufig rotierenden konzentrischen Zylindern nach Taylor.

nach Überschreiten der Grenze ringförmige Wirbelgebilde gleicher „Höhe“, und zwar bei gleichsinniger Rotation nach Fig. 1, bei entgegengesetzter nach Fig. 2.

Vgl. auch Art. Magnuseffekt.

Eisner.

Zylinderkondensator s. Kondensator.

Zylinderspiegel s. Spiegel und Anamorphose.

Zylinderspulen. Selbstinduktionspulen, deren Windungen auf der Oberfläche eines Zylinders liegen und bei denen die Länge größer ist als der Durchmesser. Im Gegensatz hierzu werden Spulen, deren Länge klein ist gegenüber ihrem Durchmesser, als Flachspulen bezeichnet.

Der Selbstinduktionskoeffizient von einlagigen Zylinderspulen ist in einer Reihe von Fällen aus ihren Dimensionen berechenbar.

a) Spulen mit unendlich nahe beieinander liegenden Windungen (Solenoid):

$$L = \frac{4 \pi^2 m^2}{c} r^2;$$

m Windungszahl, 2r Spulendurchmesser, L Spulenzlänge.

b) Spulen mit endlichem Windungsabstand $L = 4 \pi r m S$, wo S ein Faktor ist, der von der Ganghöhe und der Windungszahl abhängt.

Flachspulen haben für die gleiche Drahtlänge, Windungszahl und mittleren Spulendurchmesser eine etwas kleinere Selbstinduktion als Zylinderspulen.

A. Esau.

Zymbal s. Klavier.

Physik. Ein Lehrbuch für Studierende an den Universitäten und Technischen Hochschulen. Von **Wilhelm H. Westphal**, a. o. Professor der Physik an der Universität Berlin und Leiter der physikalischen Übungen an der Technischen Hochschule Berlin. Zweite Auflage. Mit 492 Abbildungen. XVI, 571 Seiten. 1930.

Gebunden RM 19.80

Die Relativitätstheorie Einsteins und ihre physikalischen Grundlagen. Elementar dargestellt. Von **Dr. Max Born**, Professor der Theoretischen Physik an der Universität Göttingen. Dritte, verbesserte Auflage.

(„Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher“, Band III.) Mit 135 Textabbildungen. XII, 268 Seiten. 1922.

Gebunden RM 10.--

Probleme der Atomdynamik. Erster Teil: **Die Struktur des Atoms.**

Zweiter Teil: **Die Gittertheorie des festen Zustandes.** Dreissig Vorlesungen, gehalten im Wintersemester 1925/26 am Massachusetts Institute of Technology von **Dr. Max Born**, Professor der Theoretischen Physik an der Universität Göttingen. Mit 42 Abb. und einer Tafel. VIII, 184 Seiten. 1926.

RM 10.50

Einführung in die Wellenmechanik. Von **Dr. J. Frenkel**, Professor für Theoretische Physik am Polytechnischen Institut in Leningrad. Mit 10 Abbildungen. VIII, 317 Seiten. 1929.

RM 26.—; gebunden RM 27.60

Atomtheorie und Naturbeschreibung. Vier Aufsätze mit einer einleitenden Übersicht. Von **Niels Bohr**. IV, 77 Seiten. 1931.

RM 5.60

Thermodynamik. Die Lehre von den Kreisprozessen, den physikalischen und chemischen Veränderungen und Gleichgewichten. Eine Einführung zu den thermodynamischen Problemen unserer Kraft- und Stoffwirtschaft.

Von **Dr. W. Schottky**, Wissenschaftlichem Berater der Siemens & Halske A.-G., früher ordentlichem Professor für Theoretische Physik an der Universität Rostock. In Gemeinschaft mit **Dr. H. Ulich**, Privatdozent und Assistent für Physikalische Chemie an der Universität Rostock, und **Dr. C. Wagner**, Privatdozent und Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität Jena. Mit 90 Abbildungen und einer Tafel. XXV, 619 Seiten. 1929.

RM 56.—; gebunden RM 58.80

Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen.

Fünfte, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter herausgegeben von **Dr. Walther A. Roth**, Professor an der Technischen Hochschule in Braunschweig und **Dr. Karl Scheel**, Professor an der Physik.-Techn. Reichsanstalt in Charlottenburg. Mit einem Bildnis. In zwei Teilen. XIX, 1695 Seiten. 1923.

Gebunden RM 106.--

Erster **Ergänzungsband** nebst Generalregister. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter herausgegeben von Professor **Dr. Walther A. Roth** und Professor **Dr. Karl Scheel**. X, 919 Seiten. 1927.

Gebunden RM 114.--

Zweiter **Ergänzungsband**. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter herausgegeben von Professor **Dr. Walther A. Roth** und Professor **Dr. Karl Scheel**.

Erster Teil: VIII, 506 Seiten. 1931.

Gebunden RM 75.--

Zweiter Teil: XIV, 1201 Seiten. 1931.

Gebunden RM 169.--

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Lehrbuch der Physik in elementarer Darstellung. Von Dr.-Ing. e. h., Dr. phil. Arnold Berliner. Vierte Auflage. Mit 802 Abbildungen. V, 658 Seiten. 1928. Gebunden RM 19.80

Einführung in die Physik. Von Professor Dr.-Ing. e. h. R. W. Pohl, Göttingen.

Band I: **Einführung in die Mechanik und Akustik.** Zweite, verbesserte Auflage. Mit 440 Abbildungen, darunter 14 entlehnte. VIII, 251 Seiten. 1931. Gebunden RM 15.80

Band II: **Einführung in die Elektrizitätslehre.** Dritte, verbesserte Auflage. Mit 393 Abbildungen, darunter 20 entlehnte. VIII, 264 Seiten. 1931. Gebunden RM 13.80

Hydro- und Aeromechanik nach Vorlesungen von L. Prandtl. Von Dr. phil. O. Tietjens, Mitarbeiter am Forschungs-Institut der Westinghouse Electric and Manufacturing Co., Pittsburgh Pa., U. S. A. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. L. Prandtl, Direktor des Kaiser Wilhelm-Institutes für Strömungsforschung in Göttingen.

Erster Band: **Gleichgewicht und reibungslose Bewegung.** Mit 178 Textabbildungen. VIII, 238 Seiten. 1929. Gebunden RM 15.—

Zweiter Band: **Bewegung reibender Flüssigkeiten und technische Anwendungen.** Mit 237 Textabbildungen und 28 Tafeln. VIII, 299 Seiten. 1931. Gebunden RM 23.—

Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung. Von R. Courant, o. Professor an der Universität Göttingen.

Erster Band: **Funktionen einer Veränderlichen.** Zweite, verbesserte Auflage. Mit 126 Textfiguren. XIV, 410 Seiten. 1930. Gebunden RM 18.60

Zweiter Band: **Funktionen mehrerer Veränderlicher.** Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 106 Textfiguren. VIII, 412 Seiten. 1931. Gebunden RM 19.60

Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Von Professor Dr. Erwin Madelung, Frankfurt a. M. Zweite, verbesserte Auflage. (Band IV der „Grundlehren der mathematischen Wissenschaften“.) Mit 20 Textfiguren. XIII, 283 Seiten. 1925. RM 13.50; gebunden RM 15.—

Die Naturwissenschaften. Herausgegeben von Arnold Berliner. Unter besonderer Mitwirkung von Hans Spemann in Freiburg i. Br. Organ der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte und Organ der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften. Erscheint wöchentlich. 1931: 19. Jahrgang. Vierteljährlich RM 9.60; Einzelheft RM 1.—

Die weitgehende Spezialisierung der Naturwissenschaften stellt jeden Forscher vor die Notwendigkeit, sich fortlaufend Einblick in Forschung und Fortschritte sowohl der exakten wie der beschreibenden Naturwissenschaften, der reinen wie der angewandten, zu verschaffen. — Die „Naturwissenschaften“ berichten in Originalarbeiten, kurzen vorläufigen Mitteilungen und Referaten über das weite Gesamtgebiet, wobei die Verfasser sich in erster Linie nicht an ihre eigenen Fachgenossen, sondern an die auf den Nachbargebieten Tätigen wenden, um ihnen den Überblick über den Zusammenhang ihres eigenen Faches mit den angrenzenden Fächern zu vermitteln.

Den Mitgliedern der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, sowie den Mitgliedern der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft werden bei direktem Bezuge vom Verlag Vorzugspreise eingeräumt.